

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего образования

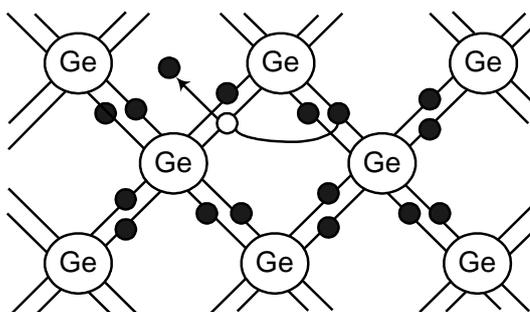
«Воронежский государственный технический университет»

Кафедра физики

## **ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

к выполнению лабораторных работ по дисциплине «Физика»  
для студентов технических специальностей  
всех форм обучения



Воронеж 2021

УДК539.293(07)  
ББК22.379я7

**Составители:**

канд. физ.-мат. наук А. Г. Москаленко  
канд. физ.-мат. наук Е. П. Татьяна  
канд. физ.-мат. наук Т. Л. Тураева  
канд. физ.-мат. наук О. С. Хабарова  
канд. физ.-мат. наук Е. А. Возгорькова  
канд. физ.-мат. наук А. И. Донцов

**Физика полупроводников:** методические указания к выполнению лабораторных работ по дисциплине «Физика» для студентов технических специальностей всех форм обучения / ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»; сост.: А. Г. Москаленко, Е. П. Татьяна, Т. Л. Тураева, О. С. Хабарова, Е. А. Возгорькова, А. И. Донцов. – Воронеж: Изд-во ВГТУ, 2021. – 35 с.

Методические указания содержат теоретический материал, необходимый для выполнения лабораторных работ по разделу «Физика полупроводников» дисциплины «Физика». Даны описание методик измерения, приборов и порядок выполнения лабораторных работ в учебных лабораториях кафедры физики ВГТУ.

Предназначены для студентов технических специальностей всех форм обучения.

Методические указания подготовлены в электронном виде и содержатся в файле ЛР\_Физика ПП.pdf.

Ил. 26. Табл. 7. Библиогр.: 5 назв.

**УДК 539.293(07)**  
**ББК 22.379я7**

**Рецензент** – Е. В. Шведов, д-р физ.-мат. наук, профессор  
кафедры физики ВГТУ

*Издается по решению редакционно-издательского совета  
Воронежского государственного технического университета*

# 1. Лабораторная работа №3.06

## ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

**Цель работы:** исследовать зависимость ЭДС Холла от силы тока и величины индукции магнитного поля; определить концентрацию и тип носителей тока в полупроводнике путем измерения ЭДС Холла датчика.

**Оборудование:** установка для изучения эффекта Холла ФПК-08.

### 1.1. Теоретическое введение

Эффектом Холла называется возникновение в металле или полупроводнике электрического поля напряженностью  $\vec{E}$ , перпендикулярного направлению тока в образце и индукции внешнего магнитного поля.

Эффект является одним из так называемых гальваномагнитных явлений, возникающих при одновременном действии на вещество магнитного и электрического полей.

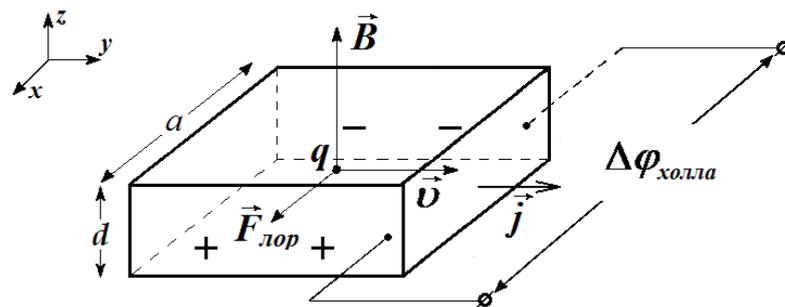


Рис. 1.1. Датчик Холла дырочного типа проводимости.

Этот эффект объясняется следующим: если через полупроводниковый или металлический образец (рис. 1.1) пропустить электрический ток, плотностью  $\vec{j}$  (вдоль оси  $Oy$ ), и одновременно поместить его в магнитное поле индукцией  $\vec{B}$  (направленное вдоль оси  $Oz$ ), носители заряда  $q$ , будут испытывать действие силы Лоренца (вдоль оси  $Ox$ ):

$$\vec{F}_{\text{Лор}} = q[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (1.1)$$

Направление этой силы перпендикулярно и скорости движения зарядов, и направлению индукции магнитного поля. Максимальна она в случае, когда магнитное поле перпендикулярно направлению тока в образце.

Скорость носителей заряда связана с плотностью тока, протекающего через образец:

$$\vec{j} = qn\vec{v}_{др} \quad (1.2)$$

где  $n$  и  $\vec{v}_{др}$  – концентрация и дрейфовая скорость свободных носителей заряда в образце соответственно.

Под действием силы Лоренца носители заряда противоположных знаков будут смещаться к противоположным граням образца. Это движение будет продолжаться до тех пор, пока возникшее при смещении зарядов электрическое поле не скомпенсирует действие силы Лоренца. Условие равновесия имеет вид:

$$F_l = F_{эл} \quad (1.3)$$

Подставим в (1.3) выражения для модуля силы Лоренца, учитывая, что в рассмотренном случае (рис. 1.1)  $\vec{v}$  и  $\vec{B}$  перпендикулярны друг другу, и электрической силы. Тогда уравнение (1.3) примет вид:

$$qvB = qE \quad (1.4)$$

Напряженность поля Холла из (1.4) и (1.2):

$$E = vB = \frac{j}{qn} B.$$

Разность потенциалов, возникающая при этом вдоль оси  $Ox$ , называется холловской разностью потенциалов (или ЭДС Холла), она пропорциональна напряженности электрического поля, возникшего внутри образца:

$$\Delta\varphi_{хол} = Ed, \quad (1.5)$$

$$\Delta\varphi_{хол} = \frac{j}{qn} Bd = \frac{I}{Sq n} Bd = \frac{IBd}{adqn} = \frac{1}{qn} \cdot \frac{IB}{a} = R_H \frac{IB}{a}, \quad (1.6)$$

где  $R_H = \frac{1}{qn}$  – постоянная Холла,  $I = jS = jad$  – сила тока в образце.

Знак постоянной и, следовательно, знак ЭДС Холла зависят от знака носителей тока. Постоянная Холла  $R_H < 0$  для металлов и полупроводников электронного типа проводимости ( $n$ -типа),  $R_H > 0$  для полупроводников дырочного типа проводимости ( $p$ -типа). Определив коэффициент Холла, можно рассчитать концентрацию основных носителей заряда в исследуемом образце.

Выражение для постоянной Холла  $R_H = \frac{1}{qn}$  получено в предположении, что все носители тока имеют одинаковую скорость движения, которая не изменяется при движении носителей тока в веществе. Учет рассеяния носителей тока в веществе приводит к несколько иному выражению для  $R_H$ , вид которого зависит от механизма рассеяния.

Для чистых полупроводников с собственной проводимостью рассеяние происходит главным образом на тепловых колебаниях решетки и постоянная Холла имеет вид:

$$R_H = \frac{3}{8\pi} \cdot \frac{1}{qn} = 1,17 \frac{1}{qn}. \quad (1.7)$$

Если основное значение имеет рассеяние на ионизированных атомах примеси (т.е. в примесном полупроводнике), то справедливо выражение:

$$R_H = A \cdot \frac{1}{qn} = 1,95 \frac{1}{qn}. \quad (1.8)$$

Метод, основанный на использовании эффекта Холла, является наиболее эффективным современным способом определения типа проводимости полупроводников, а также концентрации свободных носителей заряда.

Датчик Холла – прибор, действие которого основано на эффекте Холла имеет широкое практическое применение:

- при помощи датчика Холла можно измерять любую физическую величину, которая однозначно связана с магнитным полем, например, силу тока. Амперметры на основе эффекта Холла рассчитаны на измерение токов до 100 кА;

- в аналоговых перемножающих устройствах; при этом токи, пропорциональные перемножаемым величинам, используются один для питания датчика, другой – для создания магнитного поля. ЭДС Холла при этом оказывается пропорциональной произведению этих величин;

- в измерителях линейных и угловых перемещений, а также в измерителях градиента магнитного поля, магнитного потока и мощности электрических машин, в бесконтактных преобразователях постоянного тока в переменный;

- в конструкциях воспроизводящих головок систем звукозаписи.

## 1.2. Описание установки и метода измерений

В лабораторной работе используется установка для изучения эффекта Холла ФПК-08, которая позволяет изучать зависимость ЭДС Холла в полупроводниках от концентрации и подвижности носителей заряда, а также от величины и направления внешнего магнитного поля. Установка ФПК-08 включает в себя блок управления и объект исследования, соединенные между собой кабелем. Датчик Холла размещен между полюсами электромагнита. Блок управления содержит цифровые измерители токов и ЭДС Холла, позволяющие производить измерение тока электромагнита и датчика, установленного в объекте исследования, а также осуществлять функции управления установкой (установка режимов измерения токов электромагнита и датчика Холла). В состав установки входят также источники питания

Внешний вид установки для изучения эффекта Холла и электрическая схема приведены на рис.1.2 и рис. 1.3 соответственно.



Рис. 1.2

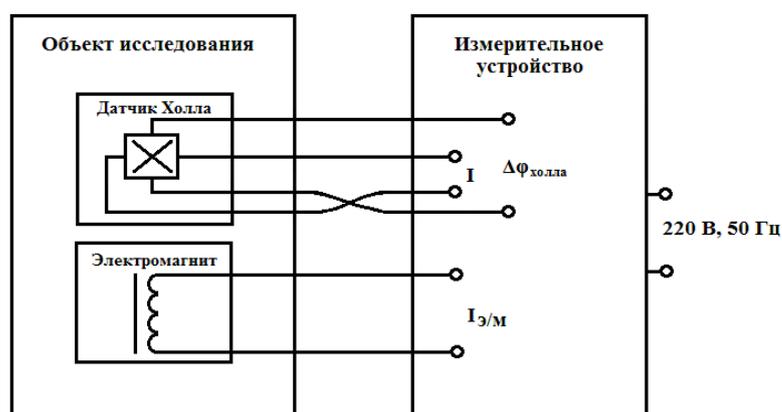


Рис. 1.3

На передней панели блока управления расположены кнопки: "ЭЛЕКТРОМАГНИТ" (1), "ДАТ. ХОЛЛА" (2), регулятор тока через датчик Холла (3), регулятор тока через электромагнит (4).

Датчик Холла представляет собой пленку из легированного (с добавлением определенной примеси) полупроводникового материала. Его геометрические параметры: толщина  $d = 35$  мкм, ширина  $a = 31$  мкм, длина  $l = 45$  мкм.

Магнитное поле создается электромагнитом. Коэффициент пропорциональности между магнитной индукцией поля и током через электромагнит  $I_{э/м}$ , который включен в схему установки, составляет  $f = 2,48$  Тл/А. Таким образом, индукцию магнитного поля можно вычислить по формуле:

$$B = f \cdot I_{э/м}. \quad (1.9)$$

При фиксированном значении индукции магнитного поля  $B$  (т.е. при фиксированном значении тока через электромагнит) холловская разность потенциалов  $\Delta\varphi_{хол} = \frac{R_H B}{a} I$  линейно зависит от силы тока (рис. 1.4).

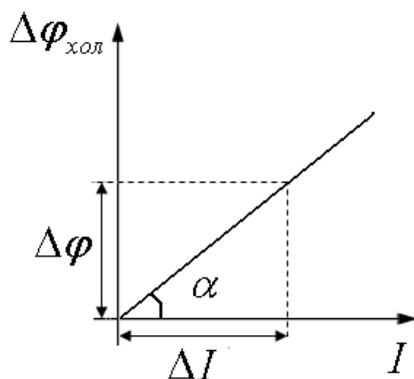


Рис. 1.4

Коэффициент пропорциональности линейной зависимости имеет смысл тангенса угла наклона графика  $k = \operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta\varphi}{\Delta I} = R_H \frac{I}{a}$ .

Таким образом, постоянную Холла можно определить по ВАХ датчика:

$$R_H = \frac{\Delta\varphi_{хол} a}{\Delta I B}. \quad (1.10)$$

### 1.3. Порядок выполнения работы

1. Включите установку в сеть, затем на измерительном устройстве включите тумблер в верхнем левом углу на задней панели.
2. Установите регуляторы тока через датчик Холла (3) и тока электромагнита (4) в крайнее левое положение.
3. Установите режим измерения тока через электромагнит кнопкой "ЭЛЕКТРОМАГНИТ" (1).
4. С помощью регулятора (4) на индикаторе "ТОК (мА)" установите одно любое отрицательное значение тока через электромагнит из диапазона  $I_{э/м} = (-5 \div -8)$  мА. Рассчитайте величину индукции магнитного поля  $B$  по формуле (5.10). Запишите выбранную величину тока и вычисленное значение индукции магнитного поля в табл. 1.1.
5. Установите режим измерения тока через датчик Холла кнопкой "ДАТ. ХОЛЛА" (2).
6. Меняя ток через датчик Холла с помощью регулятора (3) с интервалом  $\sim 3$  мА во всем диапазоне измерений (от  $\sim -10,0$  до  $\sim +10,0$  мА), снимите показания тока через датчик Холла по индикатору "ТОК, мА" и соответствующие им значения ЭДС Холла по индикатору "ЭДС Холла, В". Результаты измерений запишите в табл. 1.1.
7. Регулятор тока через Датчик Холла (3) верните в крайнее левое положение.

Таблица 1.1

Результаты измерений и вычислений

№ п/п	Отрицательное значение тока		Положительное значение тока	
	$I_{э/м} =$ , мА	$B =$ Тл	$I_{э/м} =$ , мА	$B =$ Тл
	$I_{\text{через датчик}},$ мА	$\Delta\varphi_{\text{холла}},$ В	$I_{\text{через датчик}},$ мА	$\Delta\varphi_{\text{холла}},$ В
1				
2				
...				
	$R_1 =$		$R_2 =$	
	$R_{cp} =$			

8. Установите режим измерения тока через электромагнит кнопкой "ЭЛЕКТРОМАГНИТ" (1).
9. С помощью регулятора (4) на индикаторе "ТОК (мА)" установите одно любое положительное значение тока через электромагнит из диапазона  $I_{э/м} = (+5 \div +8)$  мА. Рассчитайте величину индукции магнитного поля  $B$  по

формуле (1.9). Запишите выбранную величину тока и вычисленное значение индукции магнитного поля в табл. 1.1.

10. Повторите действия пунктов 5 - 7 для положительного значения тока  $I_{э/м}$ .

11. По результатам полученных данных, занесенных в таблицу, постройте для отрицательного и положительного значений тока через электромагнит зависимости ЭДС Холла  $\Delta\varphi_{холла}$  от величины тока через датчик  $I_{через датчик}$ .

11. Определите тангенс угла наклона прямых для различных значений тока через электромагнит. Рассчитайте по формуле (1.10) коэффициент Холла для обоих значений токов через электромагнит. Найдите среднее арифметическое  $R_{ср}$ .

12. Используя формулу (1.7), рассчитайте концентрацию основных носителей заряда в исследуемом полупроводнике.

## 2. Лабораторная работа № 3.07 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ ПРИМЕСИ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

**Цель работы:** исследование температурных свойств кремниевых терморезисторов.

**Оборудование:** установка для исследования терморезисторов.

### 2.1. Теоретическое введение

Образование энергетических зон в кристалле можно проследить, рассматривая процесс постепенного сближения группы первоначально удаленных друг от друга атомов (например, натрия  $Na$ ). На расстояниях  $r \gg d$  ( $d$  – период решетки) взаимодействие между атомами еще не проявляется, и энергетические уровни электронов в атомах остаются без изменения (рис. 1.1).

Потенциальный барьер между атомами препятствует переходу электронов

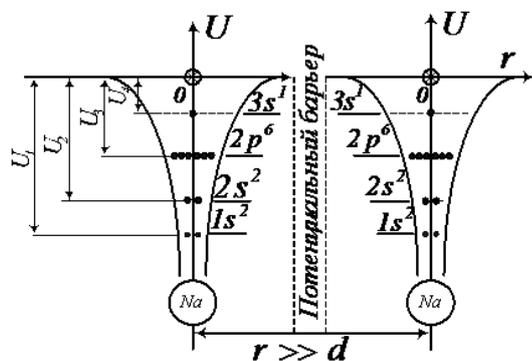


Рис. 2.1

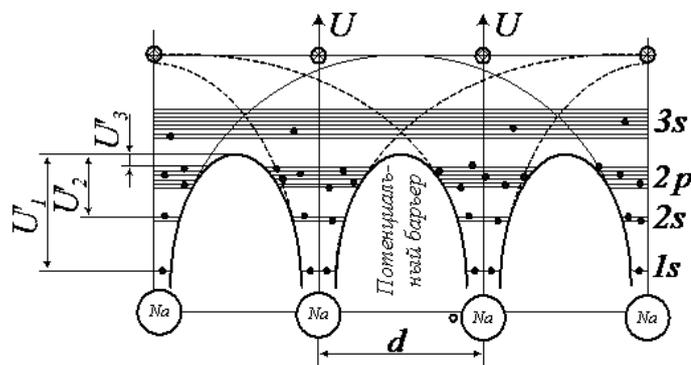


Рис. 2.2

от одного атома к другому. По мере сближения атомов и образования из них кристаллической решетки каждый атом попадает во все возрастающее поле своих соседей, с которыми он взаимодействует. В результате этого, потенциальные кривые, отделяющие соседние атомы, частично налагаются друг на друга, что приводит к уменьшению толщины и высоты потенциального барьера (рис. 2.2).

Электроны, для которых высота барьера оказывается ниже их энергетического уровня (электроны  $3s$ ), получают возможность переходить от одного атома к другому. Это соответствует состоянию полного их обобществления в решетке. Совокупность таких свободных валентных электронов образует электронный газ. Вследствие резкого уменьшения толщины и высоты потенциального барьера свободу перемещения получают и электроны, расположенные на других атомных уровнях. Перемещение их происходит путем туннельного перехода сквозь барьеры, отделяющие соседние атомы. Чем ниже и тоньше барьеры, тем полнее осуществляется обобществление электронов.

Взаимодействие атомов при образовании кристаллической решетки приводит к еще одному важному результату – к расширению энергетических уровней атомов и превращению их в кристалле в энергетические зоны.

Таким образом, в кристалле, состоящем из  $N$  атомов, каждый энергетический уровень расщепляется на  $N$  близко расположенных друг от друга подуровней, образующих энергетическую зону. Если к тому же учесть, что сами энергетические уровни в изолированном атоме являются  $(2\ell + 1)$  кратно вырожденными, то соответствующие им энергетические зоны будут состоять из  $N(2\ell + 1)$  подуровней, на которых будут находиться  $2N(2\ell + 1)$  электронов.

Ширина энергетической зоны не зависит от размеров кристалла, а определяется природой атомов, образующих кристалл, и строением кристалла. В кристалле, размером в  $1 \text{ см}^3$  содержится  $N \sim 10^{22}$  атомов. При ширине зоны  $\sim 1 \text{ эВ}$ , расстояние по энергии между соседними уровнями порядка  $10^{-22} \text{ эВ}$ . Эти уровни расположены так близко, что практически образуют непрерывную энергетическую зону. Однако, тот факт, что число уровней в зоне является все-таки конечным, играет важную роль в определении характера распределения электронов по состояниям.

Схематическая картина образования энергетических зон в кристалле из дискретных атомных уровней показана на рис. 2.3.

Из рисунка видно, что каждому энергетическому уровню изолированного атома в кристалле соответствует зона разрешенных энергий. Зоны разрешенных энергий разделены запрещенными зонами. Запрещенная зона – это область значений энергии, которую не могут иметь электроны, фононы, а также некоторые другие квазичастицы.

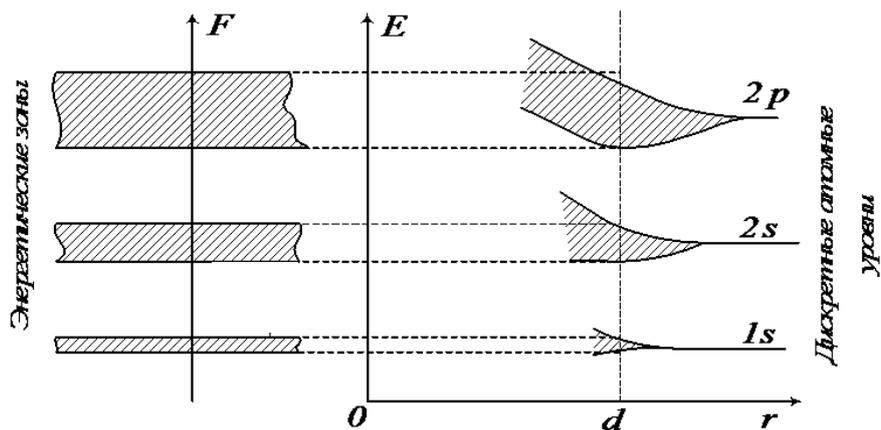


Рис. 2.3

С повышением энергии электрона в атоме ширина разрешенных зон увеличивается, а ширина запрещенных – уменьшается. Наибольшее влияние поле решетки оказывает на внешние валентные электроны атомов. Поэтому состояние этих электронов в кристалле претерпевает наибольшее изменение, а энергетические зоны, образованные из энергетических уровней этих электронов, являются наиболее широкими.

Для изображения энергетических зон кристалла пользуются обычно упрощенной энергетической схемой. Так как многие свойства кристаллов (электрические, магнитные, оптические) объясняются состоянием валентных электронов, то на схеме изображают только две зоны разрешенных энергий: валентную зону, получившуюся как результат расщепления последнего заполненного уровня, и зону проводимости – результат расщепления ближайшего возбужденного уровня. Валентная зона и зона проводимости разделены запрещенной зоной (рис. 2.4).

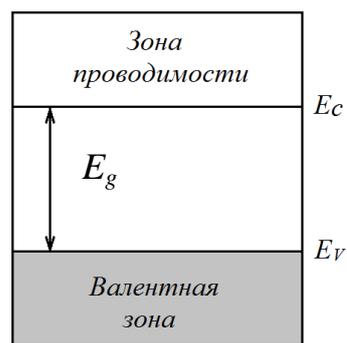


Рис. 2.4

В зонной теории твердых тел различия в электрических свойствах разных типов твердых тел объясняются шириной запрещенных зон и различным характером заполнения разрешенных энергетических зон. Если валентная зона кристалла заполнена полностью и отделена от ближайшей свободной зоны запрещенной зоной, то внешнее поле не в состоянии изменить характер движения электронов из-за отсутствия свободных энергетических уровней. Поэтому, в таких телах внешнее электрическое поле не способно создать направленное движение электронов, т.е. вызвать электрический ток. Межзонные же переходы электронов требуют более высокой энергии, определяемой шириной запрещенной зоны, и возможны либо за счет теплового возбуждения, либо каких-то других внешних факторов (облучение, сильные

электрические поля и др.). Такая зонная структура характерна для диэлектриков. Ширина запрещенной зоны для диэлектриков составляет более 4 эВ.

Химически чистые полупроводники называются собственными полупроводниками. Типичными их представителями, имеющими широкое применение в технике, являются германий и кремний. В изолированных атомах этих элементов на внешней оболочке находятся четыре валентных электрона. В кристаллической решетке эти электроны вступают в ковалентные химические связи с другими атомами, так что при  $T = 0$  К свободных электронов в кристалле нет. В зонной структуре такого полупроводника валентная зона укомплектована полностью, а зона проводимости, расположенная над валентной зоной на расстоянии  $E_g$ , является свободной. Поэтому при  $T = 0$  К собственные полупроводники, как и диэлектрики, обладают нулевой проводимостью.

С повышением температуры ковалентные связи в германии и кремнии могут достаточно легко разрываться (рис. 2.5, а). С точки зрения зонной теории разрыв связей электронов с атомами означает переброс электронов из валентной зоны в зону проводимости, что приводит к появлению в зоне проводимости свободных электронов, а в валентной зоне – незаполненных связей или, так называемых, «дырок» (рис. 2.5, б). При этом концентрация электронов в зоне проводимости равна концентрации дырок в валентной зоне.

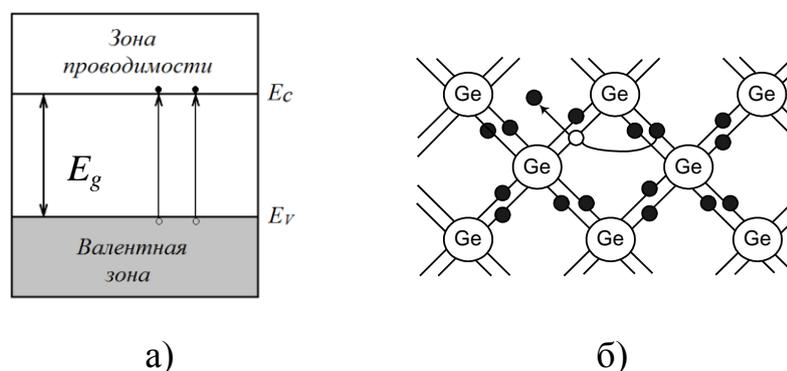


Рис. 2.5

Минимальная энергия  $E_g$ , которую необходимо сообщить электронам валентной зоны для переброса их в зону проводимости, называется энергией активации собственных носителей.

При приложении к кристаллу внешнего электрического поля в нем возникает направленное движение электронов в зоне проводимости и «дырок» в валентной зоне, приводящее к появлению электрического тока. Перемещение электрона в валентной зоне против сил поля эквивалентно перемещению дырки по полю. Поэтому принято считать, что ток в собственном полупроводнике обусловлен движением электронов в зоне проводимости и «дырок» – в валентной зоне.

Полупроводники любой степени чистоты всегда содержат примесные атомы, создающие собственные энергетические уровни, получившие название примесных уровней. Эти уровни могут располагаться в запрещенной зоне полупроводника на различных расстояниях от вершины валентной зоны и дна зоны проводимости. Основные типы примесных уровней – донорные и акцепторные.

К донорным примесям относятся элементы периодической системы Менделеева, валентность которых на единицу больше, чем у атомов основного элемента полупроводника.

Пусть в кристалле германия часть атомов замещена атомами мышьяка. Для установления связи с соседними атомами *Ge* атом *As* расходует четыре валентных электрона, пятый в образовании связи не участвует. Его связь с ядром атома *As* ослаблена в  $\epsilon$  раз ( $\epsilon=16$  – диэлектрическая проницаемость германия) и составляет  $E_D \approx 0,01$  эВ. Энергетические уровни атомов мышьяка размещаются непосредственно у дна зоны проводимости, на расстоянии  $E_D$  от нее.

При сообщении электрону энергии  $E_D$  ( $T > 0K$ ) он отрывается от атома *As* и приобретает способность свободно перемещаться в решетке германия, превращаясь в электрон проводимости (рис. 2.6, а). Образующиеся при этом положительные заряды локализуются на неподвижных атомах *As* (положительные ионы  $As^+$ ) и в электропроводности не участвуют. Поэтому полупроводники, содержащие донорную примесь, называются *электронными полупроводниками* или полупроводниками *n*-типа. Зонная структура такого полупроводника при  $T > 0$  К показана на рис. 2.6, б.

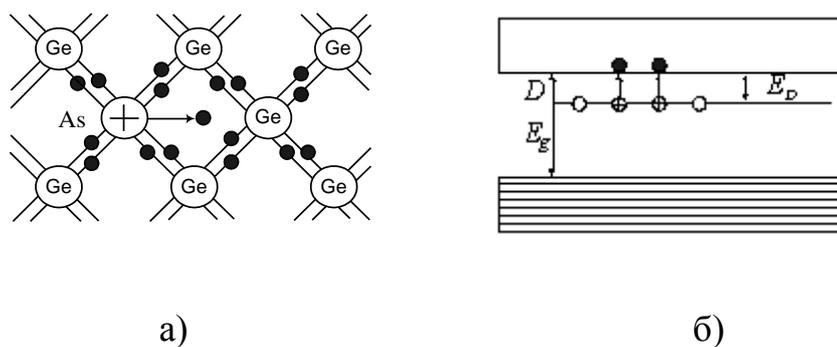


Рис. 2.6

К акцепторным примесям относятся элементы периодической системы Менделеева, валентность которых на единицу меньше, чем у собственного полупроводника.

Пусть в кристалле германия часть атомов замещена атомами индия, валентность которых равна трем. Трехвалентные примеси приводят к появлению в запрещенной энергетической зоне акцепторных уровней, располагающихся вблизи валентной зоны.

Для образования связей с четырьмя ближайшими соседями у атома индия

не хватает одного электрона. С повышением температуры этот электрон может быть заимствован у соседнего атома германия (рис. 2.7, а). Для этого требуется энергия  $E_A=0,01\text{эВ}$ . Связываясь с атомом индия, электрон теряет способность к перемещению и в проводимости не участвует. Разорванная связь у атома *Ge* представляет собой дырку, так как она отвечает образованию в валентной зоне германия вакантного состояния (рис. 2.7, б). Поэтому полупроводники, содержащие акцепторные примеси, называются дырочными полупроводниками или полупроводниками *p*-типа.

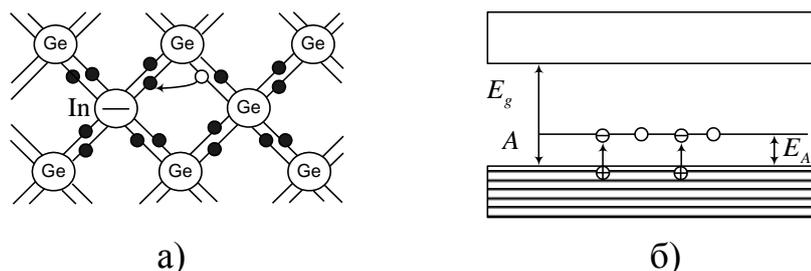


Рис. 2.7

Итак, в примесных полупроводниках проводимость обусловлена в основном носителями одного знака: электронами в полупроводниках донорного типа и дырками в полупроводниках акцепторного типа. Эти носители называют *основными*. Помимо них полупроводники всегда содержат *неосновные* носители: донорный полупроводник – дырки, акцепторный полупроводник – электроны. Неосновные носители появляются в полупроводнике за счет перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости. На месте ушедших электронов в валентной зоне остаются дырки. Это происходит при достаточно высоких температурах.

Концентрация носителей заряда в собственных и слаболегированных полупроводниках зависит от положения уровня Ферми и температуры. Энергия (уровень) Ферми  $E_F$  – это увеличение энергии основного состояния системы при добавлении одной частицы, что эквивалентно химическому потенциалу  $\mu$  системы в её основном состоянии при абсолютном нуле температур. Уровень Ферми в собственном полупроводнике находится в середине запрещенной зоны. Положение уровня Ферми в примесных полупроводниках зависит от типа проводимости. Расчеты показывают, что у полупроводников *n*-типа при  $T=0\text{K}$   $\mu(0)=-E_D/2$ , т.е. уровень Ферми оказывается посередине между дном зоны проводимости и донорным уровнем. У полупроводников *p*-типа  $\mu(0)=-E_g+E_A/2$ , т.е. уровень Ферми оказывается посередине между потолком валентной зоны и акцепторным уровнем. Зависимость положения уровня Ферми от температуры имеет довольно сложный характер (рис. 2.8). Для полупроводников *n*-типа  $\mu$  сначала растет с повышением температуры, а затем убывает, стремясь к своему предельному положению, совпадающему с серединой за-

прещенной зоны чистого полупроводника (рис. 2.8, а). Для полупроводников  $p$ -типа  $\mu$  сначала убывает с ростом  $T$ , а затем растет, переходя при высоких температурах к положению уровня Ферми в собственных полупроводниках (рис. 2.8, б).

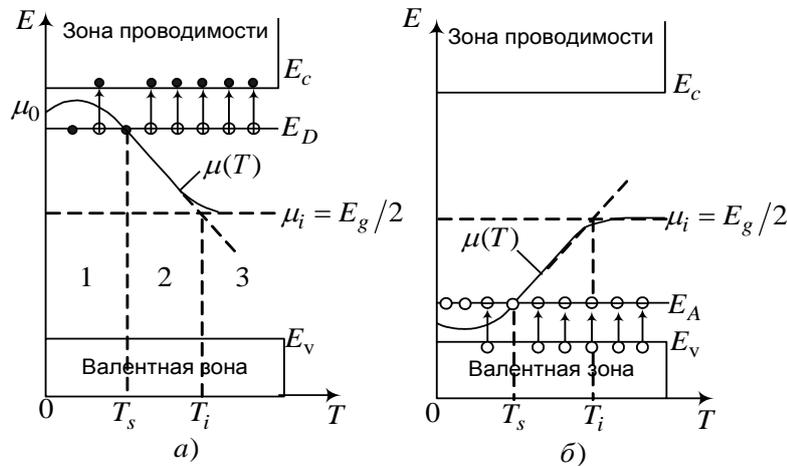


Рис. 2.8

Удельная электропроводность собственного полупроводника обусловлена электронной и дырочной проводимостью и определяется выражением

$$\sigma_c = en_0(u_e + u_p), \quad (2.1)$$

где  $n_0$  – концентрация электронов и дырок в собственном полупроводнике;  $u_e$  и  $u_p$  – соответственно их подвижность.

В полупроводниках концентрация носителей зависит от температуры

$$n = p = 2 \left( \frac{2\pi \sqrt{m_n^* m_p^*} kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}} = Ce^{-\frac{E_g}{2kT}}. \quad (2.2)$$

Подвижность носителей заряда в полупроводниках области низких температур обусловлена их рассеянием на ионизированных примесях и пропорциональна  $T^{3/2}$ . В области высоких температур основное значение имеет рассеяние на фоновых (тепловых колебаниях решетки) и подвижность носителей пропорциональна  $T^{-3/2}$ .

Степенной зависимостью подвижности от температуры по сравнению с экспоненциальной зависимостью концентрации можно пренебречь, представив выражение (2.1) в виде:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (2.3)$$

где  $\sigma_0 = eC(u_e + u_p) \approx const.$

Логарифмируя (2.3), получим зависимость:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{E_g}{2kT}, \quad (2.4)$$

что представляет собой уравнение прямой в координатах  $\ln(\sigma) = f(1/T)$  (рис. 2.9, а). Тангенс угла наклона графика к оси абсцисс, равный  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_g}{2k}$  дает возможность определить ширину запрещенной зоны полупроводника.

Удельная электропроводность примесных полупроводников, обусловленная как собственными, так и примесными носителями заряда (например, электронами), рассчитывается по формуле:

$$\sigma = \sigma_c + \sigma_{np} = en_0(u_e + u_p) + en_e u_e. \quad (2.5)$$

Ее температурная зависимость определяется зависимостью от температуры концентрации и подвижности собственных и примесных носителей.

Схематически зависимость  $\ln(\sigma) = f(1/T)$  представлена на рис. 2.9, б.

Низкотемпературная область АВ отвечает примесной проводимости полупроводника, возникающей вследствие ионизации примесных атомов и появления примесных носителей: электронов в полупроводниках с донорной

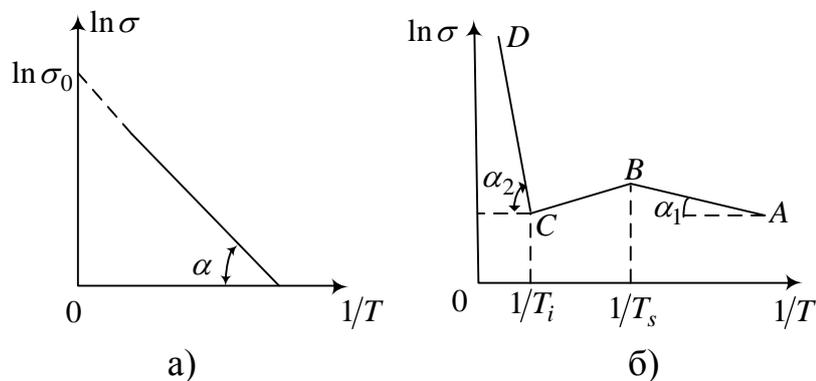


Рис. 2.9

примесью и дырок в полупроводниках с акцепторной примесью. Подвижность носителей при этих температурах определяется рассеянием на ионизированных атомах примеси. В первом приближении этой зависимостью по сравнению с экспоненциальной можно пренебречь, считая что:

$$\sigma_{np} = \sigma_0 e^{-\frac{E_D}{2kT}}. \quad (2.6)$$

где  $\sigma_0 = eC_1 u_n \approx \text{const}$ . Логарифмируя (2.6), получим уравнение, описывающее прямую АВ. Откуда, тангенс угла наклона прямой АВ к оси абсцисс равен

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{E_D}{2k}. \quad (2.7)$$

Таким образом, по графику зависимости  $\ln(\sigma) = f(1/T)$  можно определить энергию активации примесных носителей  $E_D$  (или  $E_A$ ).

Область ВС простирается от температуры истощения примесей  $T_s$ , которая тем выше, чем больше энергия активации примеси и ее концентрация, до температуры перехода к собственной проводимости  $T_i$ . В этой области все примесные атомы ионизированы, но еще не происходит заметного возбуждения собственных носителей, вследствие чего концентрация носителей сохраняется приблизительно постоянной и равной концентрации примесей  $n \approx N_D$ . Поэтому температурная зависимость проводимости полупроводника в этой области определяется температурной зависимостью подвижности носителей. Если основным механизмом рассеяния носителей в рассматриваемой области является рассеяние на тепловых колебаниях решетки, для которого характерно уменьшение подвижности с ростом температуры ( $\mu \sim T^{-3/2}$ ), то проводимость на этом участке будет падать. Этот случай и показан на рис. 2.9, б. Если же основным механизмом окажется рассеяние на ионизированных примесях, то подвижность, а, следовательно, и проводимость в области ВС будет увеличиваться с ростом температуры.

Область CD соответствует собственной проводимости полупроводников. В этой области концентрация носителей резко возрастает за счет интенсивного возбуждения собственных носителей. Поэтому проводимость полупроводника в этой области определяется соотношением (2.3).

Полупроводниковый прибор, электрическое сопротивление которого изменяется в зависимости от его температуры называют терморезистором (термистором, термосопротивлением). Терморезисторы используются:

- для контроля за изменением температуры и компенсации параметров (электрическое напряжение или электрический ток) электрических цепей, возникших вследствие изменения температуры;
- в качестве пусковых реле, реле времени, в системах измерения и контроля мощности электромагнитного излучения на сверхвысоких частотах (или СВЧ), системах теплового контроля и пожарной сигнализации, в установках регулирования расхода жидких и сыпучих сред;
- в системах охлаждения и температурной стабилизации режимов работы транзисторов в различных радиоэлектронных системах;
- в качестве саморегулирующихся нагревательных элементов, сопротивление которых растет по мере роста собственной температуры (РТС нагреватель). Такой нагревательный элемент никогда не перегреется, и будет

выдавать примерно одинаковую тепловую мощность в широком диапазоне напряжений.

## 2.2. Описание установки и методики измерений.

Для исследования температурных свойств терморезисторов используется установка, схема которой показана на рис. 2.10. Установка состоит из термостата 1, нихромового нагревателя 2, термопары 3, моста постоянного тока 4, регулятора нагрева 5, указателя температуры (милливольтметра) 6.

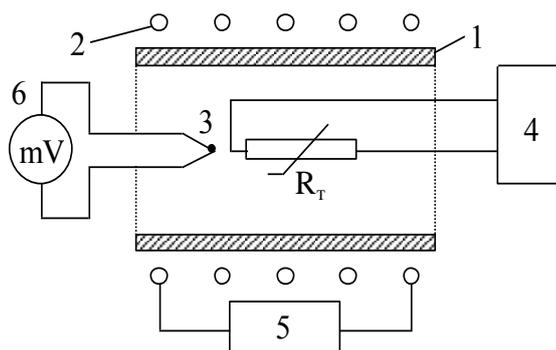


Рис. 2.10

Электрическое сопротивление обратно пропорционально проводимости. Учитывая температурную зависимость удельного сопротивления (2.6) запишем для сопротивления:

$$R = R_0 e^{\frac{E_{np}}{2kT}}, \quad (2.8)$$

где  $E_{np}$  – энергия активации примеси,  $k=1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана.

Логарифмируя (2.8) получим:

$$\ln R = \frac{E_{np}}{2kT} + \ln R_0. \quad (2.9)$$

График полученной зависимости (2.9) в полулогарифмических координатах представляет собой прямую линию (рис. 2.11), тангенс угла наклона которой позволяет определить энергию активации примеси:

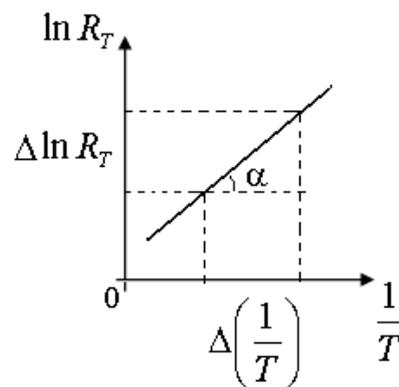


Рис. 2.11

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta \ln R_T}{\Delta \left( \frac{1}{T} \right)} = \frac{E_{np}}{2k}, \quad \Rightarrow \quad E_{np} = 2k \frac{\Delta \ln R_T}{\Delta \left( \frac{1}{T} \right)}. \quad (2.10)$$

### 2.3. Порядок выполнения работы

1. Подключить сетевой кабель в розетку и перевести тумблер «Сеть» на установку в верхнее положение. При этом тумблер «Нагрев» должен быть выключен.

2. По термометру определить комнатную температуру  $t_k$  °С. Измерить сопротивление ТС (термосопротивления) при комнатной температуре. Для этого нажать и удерживать кнопку включения моста УМВ и вращать его реостат до получения нуля на шкале милливольтметра, отсчет читать на шкале реостата против стрелки (в омах ( $\Omega$ )). Результат необходимо умножить на множитель 1000. Таким образом, сопротивление  $R_T =$  число на шкале реостата  $\times 1000$  (Ом). Результат занести в табл. 2.1.

3. Включить тумблер «Нагрев». Измерять сопротивление ТС по мере нагревания с интервалом  $\Delta t = 10^0$ °С до температуры  $t = t_k + 90^0$ °С. Ручкой «Регулятор нагрева» регулировать скорость нагрева. **Внимание!** Ноль шкалы указателя температуры (милливольтметра) (6) соответствует комнатной температуре, т.е. к показаниям прибора необходимо прибавлять значения комнатной температуры!

4. Результаты измерений и вычислений занести в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Результаты измерений и вычислений

№ п/п	$t, ^\circ\text{C}$	$T, \text{K}$	$1/T, \text{K}^{-1}$	$R_T, \text{Om}$	$\ln R_T$	$E_{np}, \text{эВ}$
1						
2						
...						
10						

5. Построить график зависимости  $\ln R_T = f(1/T)$ . По графику определить тангенс угла наклона (рис. 2.11).

6. Рассчитать энергию активации примеси по формуле (2.10) в джоулях и электрон-вольтах.

### 3. Лабораторная работа № 3.08

## ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИСПУСКАНИЯ СВЕТА ПОЛУПРОВОДНИКАМИ

**Цель работы:** определение потенциального барьера на  $p$ - $n$ -переходе; расчет частоты излучения светодиода.

**Оборудование:** источник постоянного напряжения, миллиамперметр, вольтметр, потенциометр, светодиод.

### 3.1. Теоретическое введение

В полупроводниках возможен процесс испускания света в результате рекомбинации пары "электрон-дырка". Это явление с энергетической точки зрения является обратным явлению внутреннего фотоэффекта в полупроводниках. При фотоэффекте поглощение фотона с энергией  $h\nu = E_g$  ( $E_g$  – ширина запрещенной зоны) приводит к переходу электрона из валентной зоны в зону проводимости и образованию пары "электрон-дырка". В результате рекомбинации электрона с дыркой при переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону может испускаться фотон с энергией  $h\nu = E_g$ .

Для получения достаточного числа рекомбинирующих пар можно использовать контакт полупроводников с электронной и дырочной проводимостями, т.е.  $p$ - $n$ -переход (диод). В месте  $p$ - $n$ -перехода за счет диффузии неосновных носителей зарядов возникает потенциальный барьер  $\Delta E$ , который является препятствием для перехода электронов и дырок.

Если на  $p$ - $n$ -переходе создать при помощи внешнего источника разность потенциалов, уменьшающую потенциальный барьер (как говорят, подать прямое смещение на  $p$ - $n$ -переход), то можно увеличить вероятность прохождения электронов и дырок через  $p$ - $n$ -переход. При прямом смещении, равном

$$U_0 = \Delta E/e, \quad (3.1)$$

электроны и дырки беспрепятственно проходят через область  $p$ - $n$ -перехода ( $e$  – элементарный заряд). В этом случае создаются благоприятные условия для рекомбинации электронно-дырочных пар в области  $p$ - $n$ -перехода и наблюдается испускание света. Энергия фотона, излучаемого полупроводниковым диодом, с учетом (3.1) равна

$$h\nu_1 = \Delta E = eU_0. \quad (3.2)$$

Излучение светодиодов не тепловое, поэтому его спектральное распределение намного уже, чем спектральное излучение черного тела, к которому близок спектр ламп накаливания. Ширина спектра излучения

светодиодов зависит от ширины запрещенной зоны, энергии ионизации примесей. Выбирая полупроводник и регулируя его примесный состав, можно получить излучение в нужном диапазоне волн. Взаимодействие электронов и дырок между собой, с примесями и фотонами приводит к уширению спектра, в особенности в его длинноволновой части.

Светодиоды практически безынерционны и без искажений преобразуют электрические импульсы в световые. Это используется для неэлектрических связей между различными блоками автоматики и ЭВМ. Светодиоды используются для считывания различной информации, расшифровки программ станков с ЧПУ, ЭВМ; в качестве индикаторов и для передачи информации с движущихся объектов. Сигналы от светодиодов принимают фотосопротивления, фотодиоды, фототранзисторы и т.д.

### 3.2. Описание установки

Внешний вид установки и ее электрическая схема представлены на рис. 3.1.



Рис. 3.1

Источник постоянного тока (ИПТ) тумблером “ВКЛ” подключается к потенциометру  $R$ . Напряжение и ток светодиода измеряются вольтметром и миллиамперметром.

С помощью этой установки определяется величина потенциального барьера на  $p-n$ -переходе.

### 3.3. Порядок выполнения работы

1. Вывести ручку потенциометра  $R$  на минимум подаваемого напряжения. Включить установку в сети и включить тумблер “ВКЛ”, переключатель установить в положение «1». Потенциометром  $R$  плавно увеличивать напряжение. В момент зажигания светодиода зафиксировать появление тока в цепи, начиная с этого значения и далее записывать в табл. 3.1 значения тока через каждые  $\Delta U = 0,1$  В.

2. Повторить п.1 для второго и третьего светодиода.

3. Построить графики зависимости  $I=f(U)$  для каждого светодиода и определить значение  $U_0$  (рис. 3.2).

4. Рассчитать энергию потенциального барьера  $p-n$ -перехода по формуле (3.2) для каждого светодиода.

5. Рассчитать по величине энергии потенциального барьера частоту  $\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{eU_0}{h}$  и длину волны

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{\Delta E} = \frac{hc}{eU_0}$$

излучения каждого светодиода.

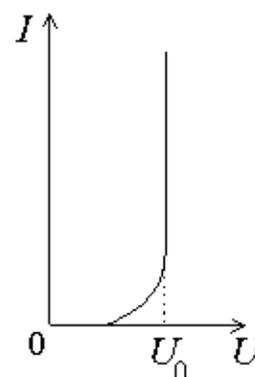


Рис. 3.2

6. Результаты измерений и вычислений занести в табл. 3.1.

Таблица 3.1

### Результаты измерений и вычислений

Светодиод	$U, В$	$I, mA$	$U_0, В$	$\Delta E, Дж$	$\nu, Гц$	$\lambda, м$
Зеленый	1)					
	2)					
	....					
Желтый	1)					
	2)					
	....					
Красный	1)					
	2)					
	....					

## 4. Лабораторная работа №3.09

### ИЗУЧЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

**Цель работы:** определение параметров фотосопротивления ФСК-1 и изучение его вольт-амперной и световой характеристик.

**Оборудование:** установка для изучения фотосопротивления ФСК-1, люксметр.

#### 4.1. Теоретическое введение

Проводимость, приобретенная полупроводником под действием света, называется фотопроводимостью. Она обусловлена внутренним фотоэффектом. В полупроводнике под влиянием света образуются дополнительные носители

тока: электроны и дырки. Увеличение концентрации свободных носителей заряда влечет за собой увеличение проводимости полупроводника. Общая удельная электропроводность полупроводника определяется выражением

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_{\phi}, \quad (4.1)$$

где  $\sigma_0$  – основная (тепловая) электропроводимость, обусловленная тепловым возбуждением носителей заряда,  $\sigma_{\phi}$  – электропроводимость, вызванная появлением избыточных носителей.

Избыточные носители являются неравновесными: после прекращения освещения они рекомбинируют и восстанавливается прежняя величина проводимости, характерная для необлученного полупроводника при данной температуре, называемая “темновой проводимостью”.

Различают собственную и примесную фотопроводимость. Схема образования собственной фотопроводимости показана на рис. 4.1, а. Фотон с энергией  $h\nu > E_g$  поглощается и переводит электрон из валентной зоны в зону проводимости. Образующаяся при этом пара электрон-дырка является свободной и участвует в создании проводимости полупроводника. Красная граница этой проводимости, т.е. максимальная длина волны, при которой свет является еще фотоэлектрически активным, определяется выражением

$$\lambda_0 = \frac{ch}{E_g} \quad (4.2)$$

Для собственных полупроводников красная граница фотопроводимости приходится на видимую часть спектра.

На рис. 4.1 показана схема возникновения под действием света дополнительных примесных носителей в полупроводниках  $n$ -типа (б) и  $p$ -типа (в). В этих случаях фотон с энергией  $h\nu > E_{np}$  переводит электрон либо с донорного уровня в зону проводимости, либо из валентной зоны на акцепторный уровень.

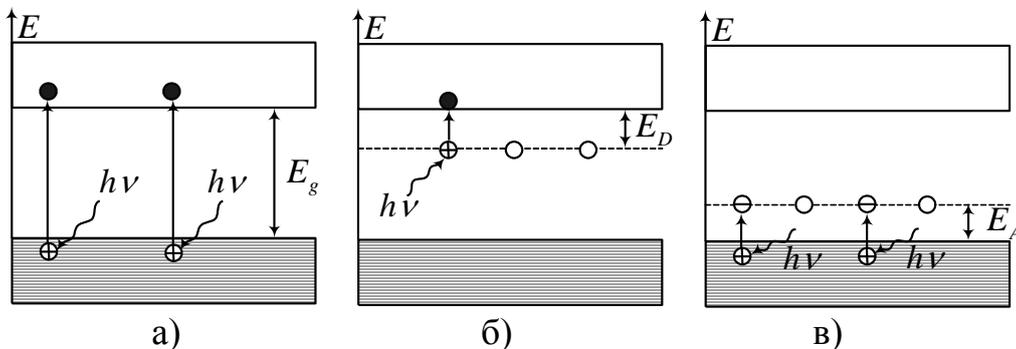


Рис. 4.1

Красная граница примесной проводимости определяется выражением

$$\lambda_{np} = \frac{ch}{E_{np}}, \quad (4.3)$$

где  $E_{np}$  – энергия активации примесных (донорных или акцепторных) уровней. Примесный фотоэффект возможен лишь в том случае, если полупроводник находится при температуре ниже температуры истощения примеси. Поэтому для наблюдения примесной фотопроводимости полупроводник необходимо, как правило, охлаждать. Красная граница примесной фотопроводимости соответствует инфракрасной области спектра.

Следует отметить, что фотоэлектрическая активность уменьшается не только в области больших, но и коротких длин волн ( $\lambda \ll \lambda_{кр}$ ). Это связано с тем, что поглощенный фотон приводит к возникновению экситонов. Экситоны представляют собой единую связанную пару – возбужденный электрон-дырка. Энергетический спектр экситонов является дискретным (рис. 4.2).



Рис. 4.2

Уровни энергии экситонов располагаются вблизи дна зоны проводимости. Так как экситоны являются электрически нейтральными системами, то возникновение их в полупроводнике не приводит к появлению дополнительных носителей заряда, вследствие чего поглощение фотона не сопровождается увеличением проводимости полупроводника. Возникнув, экситоны некоторое время блуждают по объему полупроводника. При столкновении с фононами, примесными центрами и другими несовершенствами решетки экситоны или рекомбинируют, или разрываются. В первом случае энергия возбуждения передается узлам решетки или излучается в виде квантов света (люминесценция), во втором случае образуется пара носителей – электрон и дырка. Они обуславливают фотопроводимость полупроводника.

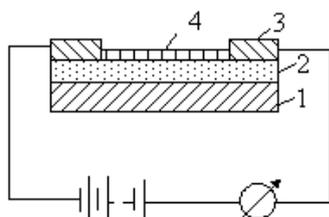


Рис. 4.3

Приборы, действие которых основано на явлении фотопроводимости, называют фотосопротивлениями (ФС) или фоторезисторами. Устройство фотосопротивления показано на рис. 4.3. Здесь 1 – полупроводниковый слой, 2 – подложка, 3 – металлические электроды, 4 – защитное лаковое покрытие. Для получения фототока необходимо в цепь последовательно с ФС включить источник постоянного тока. Характеристиками ФС являются: интегральная и спектральная чувствительность, вольтамперная зависимость, постоянная времени, рабочее напряжение, отношение темного сопро-

отношения

тивления к световому и световая характеристика.

Интегральная чувствительность ФС определяется как отношение разности токов светового и темнового к световому потоку, падающему на ФС при номинальном значении напряжения:

$$K_{\Phi} = I_{\Phi}/\Phi = (I_{CB} - I_T)/\Phi, \quad (4.4)$$

где  $\Phi$  – световой поток, определяемый из выражения  $\Phi = E \cdot S$ ;  $E$  – освещенность;  $S$  – освещаемая поверхность.

Удельная чувствительность ФС равна отношению фототока к произведению светового потока и приложенного к ФС напряжения  $U$ :

$$K_{\phi} = \frac{I_{\phi}}{\Phi U} = \frac{I_{\phi}}{ESU}. \quad (4.5)$$

Световая чувствительность фотосопротивления показывает изменение силы фототока при изменении светового потока на один люмен:

$$K = \frac{dI}{d\Phi}. \quad (4.6)$$

У фотосопротивления световая чувствительность примерно в 10 раз выше, чем у вакуумных фотоэлементов. К другим преимуществам полупроводниковых фотосопротивлений перед вакуумными, относятся также высокая стабильность свойств, малые габариты, механическая прочность, простота технологии изготовления. Недостатком фотосопротивлений является инерционность.

Спектральная чувствительность ФС определяется величиной фототока при освещении его единицей светового потока определенной длины волны. Постоянная времени  $\tau$  характеризует инертность ФС и численно равна времени, за которое фототок уменьшается в  $e$  раз после мгновенного затемнения фотосопротивления.

Вольт-амперные характеристики ФС линейны в пределах максимально допустимой мощности рассеяния на них (рис. 4.4). При большем напряжении на ФС вследствие нагрева происходит разрушение светочувствительного слоя.

Световые характеристики ФС обычно нелинейны (рис. 4.5). Особенностью световых характеристик является наличие темнового тока  $I_T$ , т.е. тока, протекающего через ФС при отсутствии освещенности.

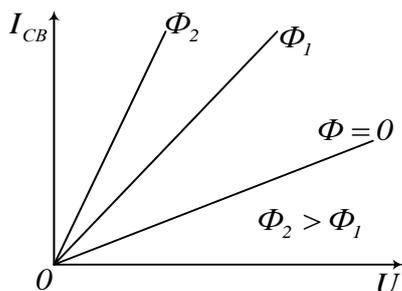


Рис. 4.4

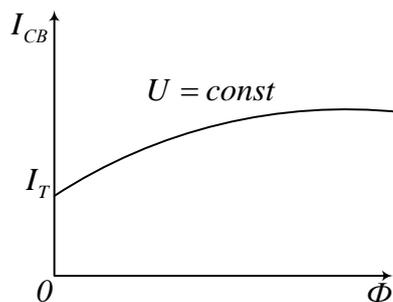


Рис. 4.5

## 4.2. Описание установки

В работе используются два фотосопротивления типа ФСК-1, изготовленных из сернистого кадмия. Электрическая схема установки приведена на рис. 4.6.

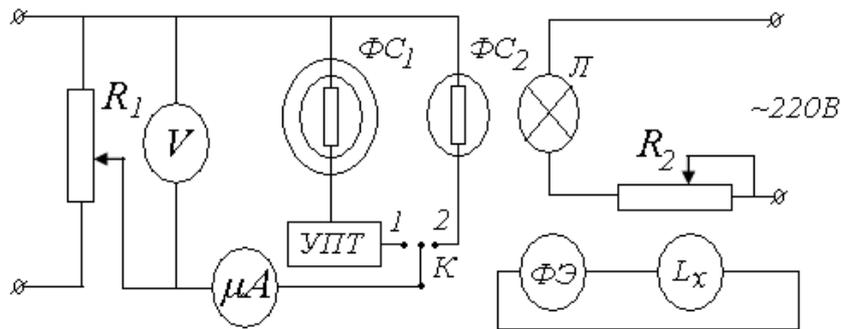


Рис. 4.6

Фотосопротивление  $\Phi C_1$  помещено в светонепроницаемый кожух и включено через усилитель постоянного тока (УПТ). Фотосопротивление  $\Phi C_2$  освещается лампой, яркость которой можно менять с помощью потенциометра  $R_2$ . Освещенность  $\Phi C_2$  контролируется фотоэлементом  $\Phi Э$ , связанным с люксметром  $L_x$ .

## 4.3. Порядок выполнения работы

### 4.3.1. Изучение ВАХ фотосопротивления

1. Тумблером «Сеть» подключить установку к сети.
2. Снять вольт-амперную характеристику  $\Phi C_1$  для темнового тока. Для этого переключатель «К» поставить в положение «1» и, изменяя потенциометром  $R_1$  напряжение на ФС от 0 до 15 В строго через каждые 3 В, измерить темновой ток с помощью микроамперметра. Результаты измерений занести в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Результаты измерений темнового тока

$U, В$	0	3	6	9	12	15
$I_T, мкА$						

3. Снять вольт - амперную характеристику  $\Phi C_2$  для светового тока, для чего переключатель «К» перевести в положение «2» (при этом загорится лампочка, освещающая ФС). Контроль освещенности осуществляется люксметром. С помощью потенциометра  $R_2$  установить освещенность

$E_1 = 50$  лк. Далее, изменяя напряжение от 0 до 15 В строго через каждые 3 В, измерить ток  $I_{св}$ . Повторить опыт при  $E_2 = 100$  лк.

4. Рассчитать значение фототока по формуле  $I_{\phi} = I_{св} - I_T$  и результаты записать в табл. 4.2. При этом значения темнового тока  $I_T$  взять из табл. 4.1.

5. Построить графики зависимости темнового тока  $I_T$  и фототока  $I_{\phi}$  от напряжения  $U$  (для двух освещенностей). Графики расположить в одной координатной плоскости.

Таблица 4.2

Результаты измерений светового тока

$E$ , лк	$U$ , В	$I_{св}$ , мкА	$I_{\phi}$ , мкА
50	0		
	3		
	....		
	15		
100	0		
	3		
	....		
	15		

#### 4.3.2. Изучение световых характеристик фотосопротивления

1. Переключатель «К» поставить в положение «1» (режим темнового тока). С помощью потенциометра  $R_1$  подать на фотосопротивление напряжение  $U_1 = 10$  В и измерить темновой ток  $I_T$ .

2. Перевести переключатель «К» в положение «2». С помощью потенциометра  $R_2$  регулируя освещенность ФС от 0 до 100 лк измерить световой ток  $I_{св}$  через каждые 20 лк.

3. Повторить п.1-2 при напряжении  $U_2 = 15$  В.

4. Рассчитать значение фототока по формуле  $I_{\phi} = I_{св} - I_T$ .

5. Результаты измерений и вычислений записать в табл. 4.3.

6. Построить графики зависимости фототока  $I_{\phi}$  от освещенности  $E$  для двух напряжений в одной координатной плоскости.

7. По формуле (4.4) вычислить интегральную чувствительность  $K_{\phi}$  и по формуле (4.5) удельную  $K_0$  чувствительности ФС при рабочем напряжении 15 В и освещенности 100 лк. Площадь поверхности ФС  $S = 24 \text{ мм}^2$ .

Результаты измерений и вычислений

$U$ , В	$I_T$ , мкА	$E$ , лк	$I_{св}$ , мкА	$I_{\phi}$ , мкА
10		10		
		20		
		....		
		150		
15		10		
		20		
		....		
		150		

### 5. Лабораторная работа № 3.10 ИЗУЧЕНИЕ ВЫПРЯМЛЯЮЩИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

**Цель работы:** снятие вольт-амперной характеристики диода, определение коэффициента выпрямления.

**Оборудование:** установка для исследования полупроводниковых диодов.

#### 5.1. Теоретическое введение

Физические явления, возникающие в области соприкосновения разнородных твердых тел, называются контактными. Наибольший практический интерес они представляют в полупроводниках.

Контакт двух примесных полупроводников с различным типом проводимости называют электронно-дырочным переходом, или р-п-переходом. Получить р-п-переход непосредственным соприкосновением двух полупроводников практически невозможно.

Существуют следующие методы получения *р-п*-перехода:

- метод сплавления, основанный на вплавлении примеси в монокристалл полупроводника;
- метод диффузии акцепторной примеси в донорный полупроводник или донорной примеси в акцепторный полупроводник;
- эпитаксиальный метод, состоящий в осаждении на пластину, например, кремния п-типа, с помощью химических реакций из газообразной или жидкой фазы тонкой монокристаллической пленки кремния р-типа;

- метод ионного легирования, при котором поверхностный слой полупроводника данного типа проводимости с помощью ионного пучка легируется примесью, сообщающей этому слою проводимость противоположного знака.

Рассмотрим равновесное состояние  $p$ - $n$ -перехода. Пусть внутренней границей раздела двух областей полупроводников с различным типом проводимости является плоскость  $MN$  (рис. 5.1, *a*). Слева от нее находится полупроводник  $p$ -типа, справа - полупроводник  $n$ -типа. Энергетическая схема  $p$ - и  $n$ - областей в момент их мысленного соприкосновения показана на рис. 5.1, *б*.

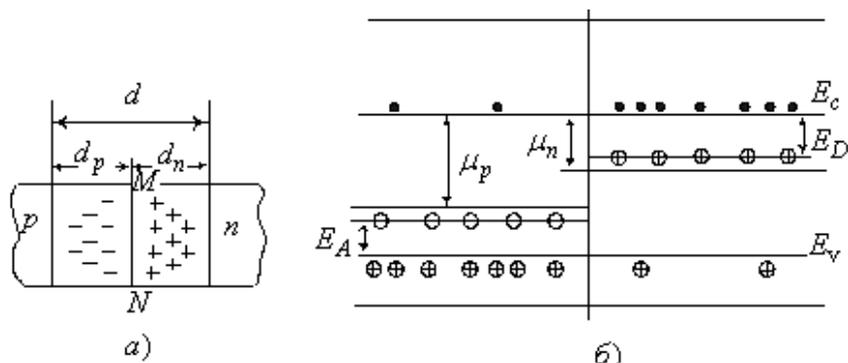


Рис. 5.1

Для  $n$ -области основными носителями являются электроны, для  $p$ -области – дырки. Основные носители возникают вследствие ионизации донорных и акцепторных примесей. При этом будем считать, что примесные уровни ионизированы полностью. Помимо основных носителей эти области содержат неосновные носители, вызванные переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости:  $n$ -область – содержит дырки,  $p$ -область - электроны. При этом их содержание на несколько порядков ниже, чем основных носителей.

Различие в концентрации однотипных носителей в контактирующих областях полупроводника приводит к возникновению диффузионных потоков электронов из  $n$ -области в  $p$ -область и диффузионного потока дырок из  $p$ - в  $n$ -область. При этом область  $n$ , из которой диффундировали электроны, заряжается положительно, область  $p$ , из которой диффундировали дырки – отрицательно. Объемные заряды простираются в  $n$ -область на глубину  $d_n$  и в  $p$ -область на глубину  $d_p$  (рис. 5.2, *a*) Между заряженными слоями возникает контактная разность потенциалов, создающая потенциальный барьер, препятствующий переходу электронов из  $n$ - в  $p$ - область и дырок из  $p$ - в  $n$ - область. При этом все энергетические уровни, в том числе и уровень Ферми, в  $n$ -области понижаются, а в  $p$ -области повышаются. Состояние динамического равновесия устанавливается при условии, когда уровни Ферми оказываются на одной высоте (рис. 5.2, *a*). Высота потенциального барьера  $\varphi_0$  равна разности уровней Ферми.

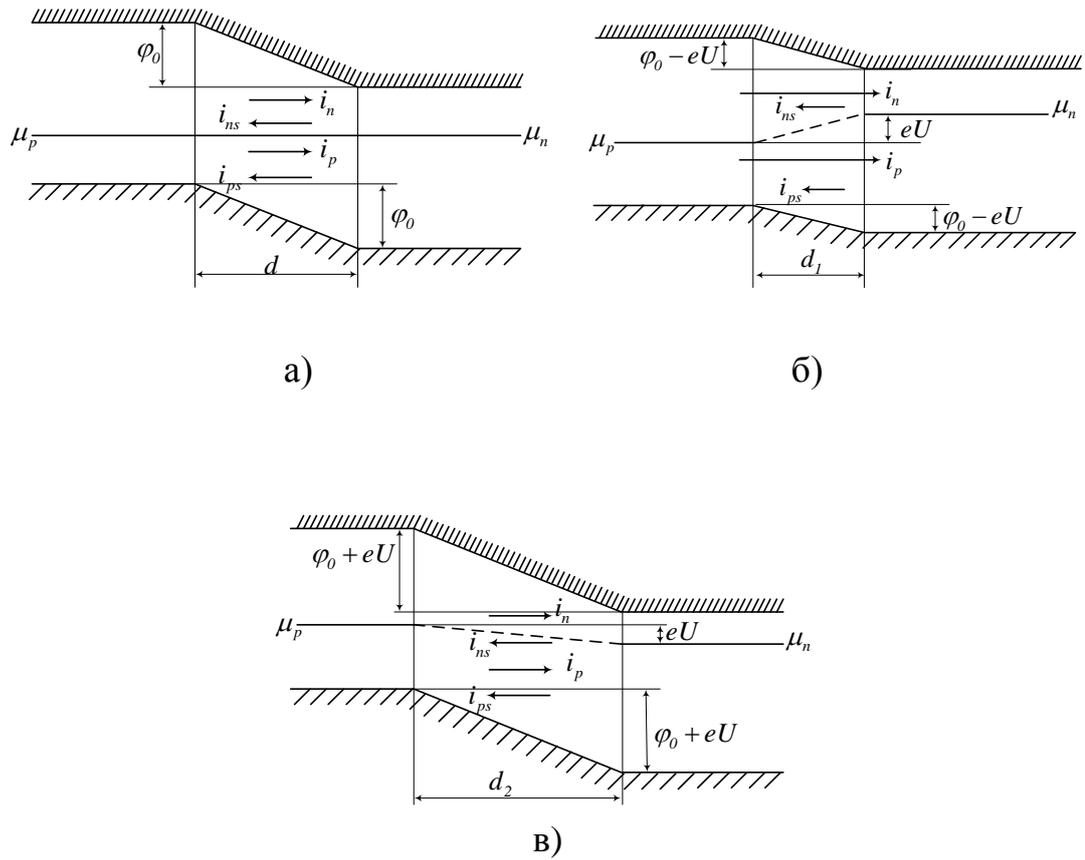


Рис. 5.2

В равновесном состоянии через  $p$ - $n$ -переход проходят токи основных  $i_n$  и  $i_p$  и неосновных  $i_{ns}$  и  $i_{ps}$  носителей. Полный ток, текущий через равновесный  $p$ - $n$ -переход, равен нулю:

$$i = (i_n + i_p) - (i_{ns} + i_{ps}) = 0. \quad (5.1)$$

Приложим к  $p$ - $n$ -переходу, находившемуся в равновесии, внешнюю разность потенциалов  $U$  в прямом направлении, подключив к  $p$ -области положительный полюс источника напряжения, а к  $n$ -области – отрицательный (рис. 5.2, б). Эта разность потенциалов вызывает понижение потенциального барьера для основных носителей на величину  $qU$ , что приведет к увеличению в  $e^{qU/kT}$  раз токов основных носителей  $i_n$  и  $i_p$ , которые станут соответственно

$$i_n = i_{ns} e^{qU/kT}, \quad i_p = i_{ps} e^{qU/kT}. \quad (5.2)$$

В то же время токи неосновных носителей  $i_{ns}$  и  $i_{ps}$ , величина которых не зависит от потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода, остаются неизменными. Поэтому полный ток, текущий через  $p$ - $n$ -переход, будет равен

$$i_{np} = (i_{ns} + i_{ps}) (e^{qU/kT} - 1). \quad (5.3)$$

Этот ток называют прямым, так как он соответствует внешней разности

потенциалов  $U$ , приложенной в прямом направлении. Прямой ток, обусловленный основными носителями, называют также диффузионным.

Приложим теперь к  $p$ - $n$ -переходу внешнюю разность потенциалов  $U$  в обратном направлении, подключив к  $p$ -области отрицательный полюс источника напряжения, а к  $n$ -области – положительный. Под действием этой разности потенциалов потенциальный барьер  $p$ - $n$ -перехода повысится на величину  $qU$  (рис. 5.2, в), что вызовет уменьшение в  $e^{qU/kT}$  раз тока основных носителей

$$i_n = i_{ns} e^{-qU/kT}, i_p = i_{ps} e^{-qU/kT}. \quad (5.4)$$

Токи неосновных носителей сохраняются прежними. В результате обратный ток будет равен

$$i_{обр} = (i_{ns} + i_{ps}) (e^{-qU/kT} - 1). \quad (5.5)$$

Этот ток, обусловленный неосновными носителями, называют еще дрейфовым.

Объединяя (5.3) и (5.5), получим

$$i = (i_{ns} + i_{ps}) (e^{\pm qU/kT} - 1). \quad (5.6)$$

Это соотношение представляет собой уравнение вольт-амперной характеристики (ВАХ)  $p$ - $n$ -перехода, выражающее количественную связь между током, текущим через  $p$ - $n$  переход, и разностью потенциалов, приложенной к переходу; знак “+” относится к прямому направлению  $U$ , знак “-” – к обратному.

С увеличением обратного напряжения  $U$  экспонента  $e^{-qU/kT}$  стремится к нулю, а ток  $i_{обр}$  – к предельному значению  $(i_{ns} + i_{ps})$ , абсолютную величину которого называют током насыщения

$$i_{нас} = i_{ns} + i_{ps}. \quad (5.7)$$

Практически этот ток достигается уже при  $qU \approx 4kT$ , т.е. при  $U \approx 0,1$  В, и определяется потоком через  $p$ - $n$ -переход неосновных носителей. С учетом этого формула (5.7) может быть представлена в виде

$$i = i_{нас} (e^{\pm qU/kT} - 1) \quad (5.8)$$

На рис. 5.3 показана вольт-амперная характеристика  $p$ - $n$ -перехода, представленная формулой (5.8). Эта зависимость представлена в разном масштабе для прямой и обратной ветвей, так как в масштабе, в котором нанесен прямой ток, кривая для обратного тока слилась бы с осью абсцисс. Отношение

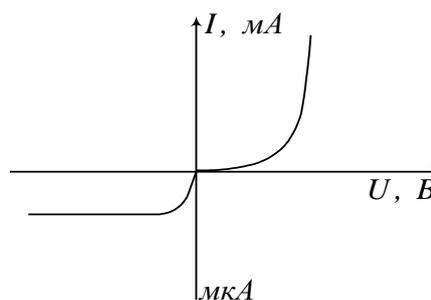


Рис. 5.3

прямого тока к обратному при одном и том же значении напряжения называется коэффициентом выпрямления

$$k = I_{np} / I_{обр}. \quad (5.9)$$

Коэффициент выпрямления может достигать значений  $\sim 10^9$ , что свидетельствует о том, что *p-n*-переход обладает практически односторонней (униполярной) проводимостью, проявляя высокие выпрямляющие свойства. Поэтому *p-n*-переход называют полупроводниковым диодом.

С ростом температуры выпрямляющая способность *p-n*-перехода уменьшается и при некоторой температуре исчезает совсем. Это объясняется тем, что концентрация основных носителей определяется концентрацией примесей и от температуры практически не зависит, а концентрация неосновных носителей резко увеличивается с повышением температуры. Таким образом, при нагревании можно достичь такой температуры, при которой концентрация неосновных носителей станет равной концентрации основных и потенциальный барьер исчезнет.

## 5.2. Описание установки

В работе исследуется германиевый диод типа Д7Ж.

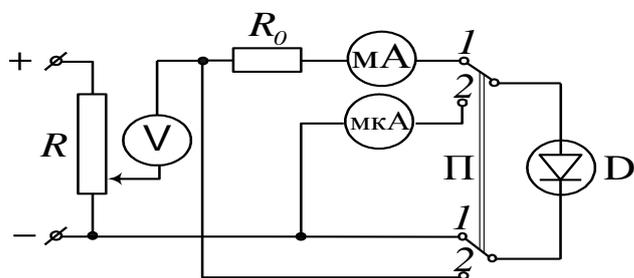


Рис. 5.4

Для снятия вольт-амперных характеристик диода в прямом и обратном направлениях собрана схема (рис. 5.4), состоящая из источников постоянного напряжения на  $\pm 300$  и  $\pm 4$ В, потенциометра *R*, микроамперметра на 50 мкА, миллиамперметра 500 мкА, переключателя и исследуемого диода.

## 5.3. Порядок выполнения работы

1. Поставьте переключатель «П» в положение «3 В прямое», а потенциометр *R* – в положение, соответствующее минимуму подаваемого напряжения. Определите цену деления миллиамперметра и вольтметра, включенного на предел «3 В» (внимательно изучите схему включения диода на

рис. 5.4). Только после этого включите установку в сеть.

2. Изменяя с помощью потенциометра  $R$  напряжение  $U_{\text{прям}}$  в пределах от 0 до 0,5 В через каждые 0,1 В измерьте соответствующие значения прямого тока  $I_{\text{пр}}$ . Данные занесите в табл. 5.1.

3. Снова поставьте потенциометр  $R$  в положение, соответствующее минимуму подаваемого напряжения, а переключатель «П» переведите в положение «3 В обр.». Определите цену деления микроамперметра.

4. Изменяя с помощью  $R$  напряжение  $U_{\text{обр}}$  от 0 до 0,5 В с шагом 0,1В, измерьте значения обратного тока  $I_{\text{обр}}$ . Результаты занесите в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Результаты измерений

$U_{\text{пр}}, В$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$I_{\text{пр}}, мА$						
$I_{\text{обр}}, мА$						

6. По полученным данным постройте вольт-амперную характеристику, откладывая на оси абсцисс вправо значения напряжения в прямом направлении  $U_{\text{пр}}$ , по оси ординат вверх соответствующие значения прямого тока  $I_{\text{пр}}$ ; по оси ординат вниз соответствующие значения обратного тока  $I_{\text{обр}}$ , а по оси абсцисс влево  $U_{\text{обр}}$ .

7. Вычислите коэффициент выпрямления диода по формуле (5.9) при одном и том же значении напряжения  $U=0,5 В$ .

## 6. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МИНИМУМ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ

1. Зонная теория твердых тел. Образование и характеристики энергетических зон в кристаллах. Заполнение энергетических зон электронами. Металлы, диэлектрики, полупроводники.

2. Механизм собственной и примесной проводимости полупроводников. Энергетические диаграммы собственных и примесных полупроводников.

3. Полупроводники р- и n- типов. Энергетические диаграммы полупроводников р и n типа. Механизм электропроводности полупроводников.

4. Зависимость концентрации собственных и примесных носителей полупроводников от температуры.

5. Подвижность носителей в полупроводниках. Зависимость подвижности носителей от температуры.

6. Температурная зависимость проводимости собственных и при-

месных полупроводников. Энергия активации собственной и примесной проводимости и её определение по графику  $\ln\sigma$  от  $1/T$ .

7. Образование р-п перехода. Зонная диаграмма р-п-перехода в состоянии равновесия и в режимах прямого и обратного напряжения.

8. Вольт-амперная характеристика полупроводникового диода. Коэффициент выпрямления. Применение полупроводниковых диодов.

9. Фотопроводимость полупроводников. Красная граница собственной и примесной фотопроводимости.

10. Светодиод. Излучение светодиодов. Применение светодиодов.

11. Эффект Холла. Постоянная Холла. Применение эффекта холла в технике.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Епифанов, Г. И. Физика твердого тела : учеб. пособие для вузов / Г. И. Епифанов. – СПб.: Издательство «Лань», 2011. – 288 с .

2. Савельев, И.В. Курс общей физики : в 5 кн.: учеб. пособие для втузов / И. В. Савельев. - М.: АСТ: Астрель, 2005.

3. Яворский, Б. М. Справочник по физике для инженеров и студентов вузов [Текст]: учеб. пособие / Б. М. Яворский, А. А. Детлаф, А. К. Лебедев. - М.: Оникс, 2006. – 1056 с.

4. Москаленко, А. Г. Основы квантовой статистики и физики твердого тела: учебное пособие. / А. Г. Москаленко, М. Н. Гаршина, Е. П. Татьяна, Е. С. Рембеза, Т. Л. Тураева - Воронеж: ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет», 2017.

5. Квантовая оптика, физика атомов и ядер. Физика полупроводников : Контрольные задания для зачета по лабораторным работам по дисциплине "Физика" / Каф. физики; Сост.: А. Г. Москаленко, М. Н. Гаршина, Е. П. Татьяна, Т. Л. Тураева, О. И. Ремизова. - Электрон. текстовые, граф. дан. (704 Кб). - Воронеж: ФГБОУ ВПО "Воронежский государственный технический университет", 2015.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Лабораторная работа №3.06. Изучение эффекта Холла в полупроводниках.	3
2. Лабораторная работа № 3.07. Определение энергии Активации примеси в полупроводнике .....	9
3. Лабораторная работа № 3.08. Изучение явления испускания света полупроводниками .....	20
4. Лабораторная работа №3.09. Изучение фотопроводимости в полупроводниках .....	22
5. Лабораторная работа № 3.10. Изучение выпрямляющих свойств полупроводниковых диодов.....	28
6. Теоретический минимум к лабораторным работам.....	33
Библиографический список.....	34

# ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ  
к выполнению лабораторных работ  
по дисциплине «Физика»  
для студентов технических специальностей  
всех форм обучения

## **Составители:**

**Москаленко** Александр Георгиевич  
**Татьянина** Елена Павловна  
**Тураева** Татьяна Леонидовна  
**Хабарова** Ольга Сергеевна  
**Возгорькова** Екатерина Александровна  
**Донцов** Алексей Игоревич

В авторской редакции

Подписано к изданию 01.06.2021.

Уч.-изд. л. 2,3.

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»  
394026 Воронеж, Московский просп.,14