

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«ПЕРМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

# КВАНТОВАЯ И ОПТИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА:

## ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ЧАСТЬ 1. КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

*Допущено методическим советом  
Пермского государственного национального  
исследовательского университета в качестве  
учебно-методического пособия для студентов, обучающихся  
по направлениям подготовки бакалавров «Радиофизика»,  
«Нанотехнологии и микросистемная техника»*



Пермь 2021

УДК 537.86: 530.145: 537.312(075.8)

ББК 32.86

К321

Составители: канд. физ.-мат. наук, доц. **И. Л. Вольхин**,  
канд. физ.-мат. наук, доц. **А. С. Ажеганов**

**Квантовая** и оптическая электроника: лабораторный практикум. Ч. 1. Квантовая электроника : учебно-методическое пособие / сост. И. Л. Вольхин, А. С. Ажеганов ; Пермский государственный национальный исследовательский университет. – Пермь, 2021. – 103 с.

ISBN 978-5-7944-3730-0

Рассмотрены принципы работы квантовых устройств: фотоэлектронных и оптоэлектронных приборов, оптоэлектронных пар, твердотельных инжекционных лазеров и терморезисторов. Даны описания макетов, методика выполнения лабораторных работ и обработки полученных результатов.

Предназначено для студентов вузов, обучающихся по направлениям магистратуры «Радиофизика», «Нанотехнологии и микросистемная техника», а также смежных специальностей.

УДК 537.86: 530.145: 537.312(075.8)

ББК 32.86

*Печатается по решению ученого совета физического факультета  
Пермского государственного национального исследовательского университета*

Издается в рамках программы Создание высокотехнологичного производства специальных оптических волокон, стойких к воздействию высоких и низких температур, водородосодержащих сред и ионизирующего излучения для систем телеметрии объектов нефтегазовой, аэрокосмической и атомной промышленности договор № 13.G25.31.0004 (2019-2021)

*Рецензенты:* кафедра прикладной математики ПНИПУ (зав. кафедрой – д-р техн. наук, профессор **В. П. Первадчук**);  
главный технолог волоконно-оптических технологий ПАО «Перм. науч.-произв. приборостроит. компания» **О. Л. Кель**

© ПГНИУ, 2021

© Вольхин И. Л., Ажеганов А. С.  
(составление), 2021

ISBN 978-5-7944-3730-0

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Учебно-методическое пособие Квантовая и оптическая электроника: лабораторный практикум. Часть 1. Квантовая электроника содержит описание физических процессов в фото- и оптоэлектронных приборах, экспериментальных установок для исследования их основных параметров, а также методики выполнения лабораторных работ и обработки полученных результатов.

Целью практикума является закрепление знаний, полученных студентами в ходе изучения материалов по курсу Квантовая и оптическая электроника, приобретение навыков экспериментального исследования и практического использования элементов электронных оптических устройств.

При подготовке к проведению лабораторных работ и защите отчётов следует ознакомиться с рекомендуемой литературой, списком вопросов для самоконтроля и требованиями к оформлению отчёта.

В пособии даны теоретические основы работы полупроводниковых источников и приёмников излучения, твёрдотельных инжекционных лазеров, оптоэлектронных пар и терморезисторов, приведены основные характеристики исследуемых приборов.

В методических указаниях к каждой лабораторной работе представлены только основные схемы экспериментальных установок. Сборку установок, выбор измерительных приборов, определение диапазона измерений предлагается выполнить студенту самостоятельно.

Отчет о выполненной лабораторной работе представляется каждым студентом индивидуально на текущем или следующем занятии. Отчёт должен содержать:

- 1) краткие теоретические сведения о физических процессах в изучаемых приборах;
- 2) схему экспериментальной установки;
- 3) тип и основные параметры исследованных приборов;
- 4) полученные экспериментальные данные (в виде таблиц и графиков);
- 5) результаты проведенных расчётов, сравнение полученных параметров приборов с их номинальными значениями.

## Работа 1. ИЗУЧЕНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

### 1.1. Фоторезистивный эффект

#### 1.1.1. Поглощение света в полупроводниках

*Внутренний фотоэффект* – это процесс ионизации атомов полупроводника под действием света, приводящий к образованию добавочных, неравновесных носителей заряда. Добавочную проводимость, обусловленную внутренним фотоэффектом, называют *фотопроводимостью*.

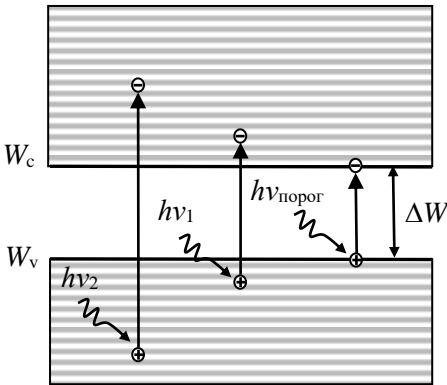


Рис. 1.1. Энергетические зоны и собственное поглощение фотонов в полупроводнике

На рис. 1.1 изображены уровни энергии дна зоны проводимости  $W_c$  и верха валентной зоны  $W_v$  в собственном полупроводнике. Ширина запрещённой зоны  $\Delta W = W_c - W_v$ . Если энергия кванта света  $h\nu \geq \Delta W$ , то возможно собственное поглощение, при котором электрон из валентной зоны переходит в зону проводимости. В результате собственного поглощения происходит образование пары свободных носителей заряда – электрона и дырки.

Энергия кванта, необходимая для перехода с верхнего уровня валентной зоны на нижний уровень зоны проводимости  $h\nu_{\text{пор}} = \Delta W$ , определяет пороговую длину волны (красную границу) фотоэффекта  $\lambda_{\text{пор}} = c/\nu_{\text{пор}} = hc/\Delta W$ . При поглощении фотонов с  $\lambda < \lambda_{\text{пор}}$  возможен переход электронов с более низких уровней валентной зоны на более высокие уровни зоны проводимости.

При длинах волн, больших граничной, энергия фотонов недостаточна для образования электронно-дырочных пар. Однако

оптическое поглощение все же происходит, поскольку фотоны могут поглощаться имеющимися в полупроводнике собственными носителями заряда – электронами и дырками. В полупроводниках с большой концентрацией примесей и при очень низких температурах (при которых примеси термически не ионизированы) наблюдается поглощение при больших длинах волн, соответствующих энергиям ионизации донорных и акцепторных примесей.

### 1.1.2. Фотопроводимость полупроводников

Пусть на поверхность полупроводника падает монохроматический поток света  $\Phi_\lambda$  (Дж/с) с длиной волны  $\lambda \leq hc/\Delta W$ . Число квантов света, входящих в полупроводник в единицу времени (без учёта отражения света от поверхности),  $N = \Phi_\lambda/h\nu$ .

Число пар свободных носителей заряда (электронов и дырок), возникающих в полупроводнике под действием света в единицу времени,

$$\left(\frac{dn_\Phi}{dt}\right)_{\text{ген}} = \left(\frac{dp_\Phi}{dt}\right)_{\text{ген}} = \beta k N = \beta k \frac{\Phi_\lambda}{h\nu}, \quad (1.1)$$

где  $k$  – коэффициент поглощения света в полупроводнике. Коэффициент  $\beta$  называют *квантовым выходом*. Он определяет число пар носителей заряда, образуемых одним поглощённым фотоном. Обычно  $\beta \leq 1$ .

Одновременно с генерацией неравновесных носителей заряда идет процесс их рекомбинации. В собственном полупроводнике с очень малой концентрацией равновесных носителей заряда  $n_0$  и  $p_0$  скорость рекомбинации пропорциональна квадрату концентрации неравновесных носителей (квадратичная релаксация):

$$\left(\frac{dn_\Phi}{dt}\right)_{\text{рек}} = \left(\frac{dp_\Phi}{dt}\right)_{\text{рек}} = -m_\Phi p_\Phi = -m_\Phi^2 = -\gamma p_\Phi^2. \quad (1.2)$$

Изменение концентрации неравновесных носителей в единицу времени равно разности между скоростями генерации и рекомбинации:

$$\frac{dn_{\Phi}}{dt} = \beta k \frac{\Phi_{\lambda}}{h\nu} - n_{\Phi}^2, \quad \frac{dp_{\Phi}}{dt} = \beta k \frac{\Phi_{\lambda}}{h\nu} - p_{\Phi}^2. \quad (1.3)$$

Установившееся значение концентрации электронов и дырок ( $dn_{\Phi}/dt = 0$  и  $dp_{\Phi}/dt = 0$ ) пропорционально значению корня квадратного из интенсивности светового потока:

$$n_{\Phi} = p_{\Phi} = \sqrt{\frac{\beta k}{\gamma}} \cdot \sqrt{\frac{\Phi_{\lambda}}{h\nu}}. \quad (1.4)$$

Генерация неравновесных носителей заряда под действием света приводит к увеличению электропроводности полупроводника

$$\sigma_c = \sigma_{\tau} + \sigma_{\Phi},$$

где  $\sigma_{\tau} = q(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$  – темновая проводимость,  $\sigma_{\Phi} = q(n_{\Phi}\mu_n + p_{\Phi}\mu_p)$  – фотопроводимость полупроводника,  $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – элементарный заряд,  $\mu_n$  и  $\mu_p$  ( $\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ) – величины подвижности электронов и дырок соответственно (т.е. средние скорости их перемещения вдоль направления электрического поля при напряжённости  $E = 1$  В/м).

В общем случае можно считать, что фотопроводимость

$$\sigma_{\Phi} = G\sqrt{\Phi_{\lambda}}, \quad (1.5)$$

где  $G$  – постоянный коэффициент, зависящий от материала и размеров полупроводника.

### 1.1.3. Спектральная зависимость фотопроводимости

Спектральная зависимость фотопроводимости определяется спектром поглощения полупроводника. Область собственного поглощения имеет длинноволновую (красную) границу, соответствующую длине волны света  $\lambda_{\text{пор}} = hc/\Delta W$  (рис. 1.2 и 1.3).

С ростом энергии фотонов  $\lambda < \lambda_{\text{пор}}$  фотопроводимость (сила фототока  $I_{\Phi}$ , протекающего через фоторезистор) резко увеличивается, достигает максимума, а затем уменьшается (синяя граница фотопроводимости). В районе синей границы весь световой поток поглощается в приповерхностном слое полупроводника, при этом за счёт поверхностной рекомбинации время жизни  $\tau$  носителей заряда резко уменьшается.

Так как запрещённая зона различных полупроводниковых веществ имеет ширину от десятых долей электрон-вольта до

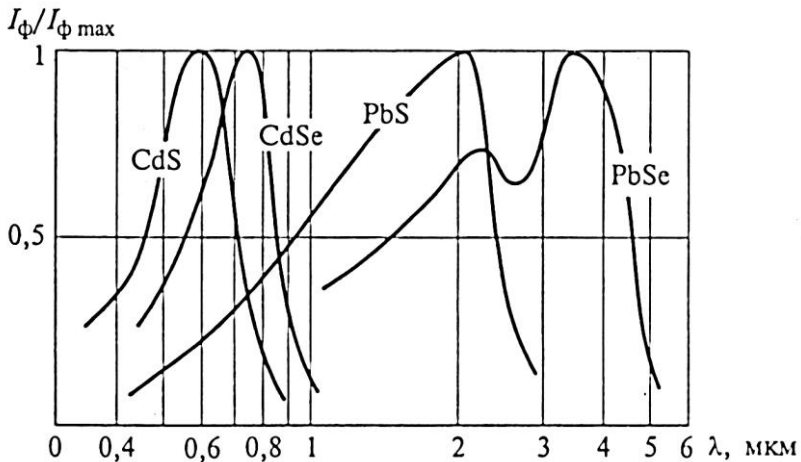


Рис. 1.2. Нормированная спектральная характеристика для различных фоторезисторов

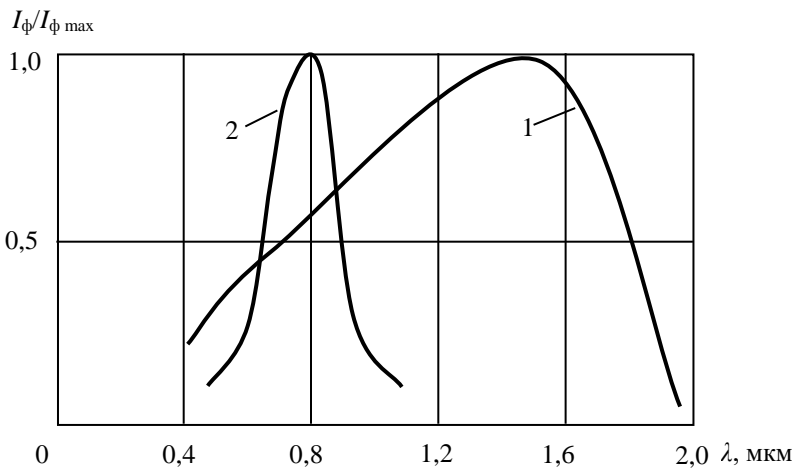


Рис. 1.3. Нормированная спектральная характеристика для фотодиодов: 1 – германиевых, 2 – кремниевых

двух-трех электрон-вольт, фотопроводимость может обнаруживаться в инфракрасной, видимой ( $\lambda = 0,40 \div 0,76 \mu\text{m}$ ) или ультрафиолетовой частях спектра электромагнитных волн.

По длинноволновому краю фотопроводимости может быть определена ширина запрещённой зоны полупроводника. Из рис. 1.2 видно, что пороговая длина волны для германия  $\lambda_{\text{пор}} = 1,8$  мкм и находится в инфракрасной области спектра. Отсюда ширина запрещённой зоны для германия  $\Delta W = hc/\lambda_{\text{пор}} = 0,72$  эВ. Ширина запрещённой зоны кремния  $\Delta W = 1,12$  эВ и пороговая длина волны  $\lambda_{\text{пор}} = 1,15$  мкм также находится в инфракрасной области спектра.

#### 1.1.4. Фоторезисторы

Фоторезисторы – полупроводниковые приборы, работа которых основана на использовании внутреннего фотоэффекта. Конструкция фоторезистора и его включение в электрическую цепь схематично показано на рис. 1.4. Фоторезистор представляет собой тонкий слой поликристаллического полупроводникового материала, нанесенного на диэлектрическую подложку. В качестве фоточувствительного материала обычно используются сульфид кадмия CdS, селенид кадмия CdSe, сульфид свинца PbS или селенид свинца PbSe. На поверхность фоточувствительного слоя нанесены металлические электроды.

Если фоторезистор включен во внешнюю цепь последовательно с источником напряжения  $U$ , то в отсутствие освещения через него течет *темновой ток*:

$$I_{\text{т}} = \sigma_{\text{т}}U. \quad (1.6)$$

При освещении его поверхности в цепи течет *световой ток*:

$$I_{\text{с}} = \sigma_{\text{с}}U = \sigma_{\text{т}}U + \sigma_{\text{ф}}U. \quad (1.7)$$

Разность между световым током и темновым током называется *фототоком*:

$$I_{\text{ф}} = I_{\text{с}} - I_{\text{т}} = \sigma_{\text{ф}}U. \quad (1.8)$$

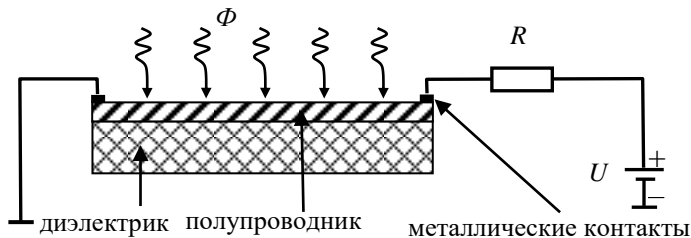


Рис. 1.4. Конструкция фоторезистора и его включение во внешнюю цепь



Вольт-амперными характеристиками (ВАХ) фоторезистора называются зависимости величин темнового тока, светового тока и фототока от приложенного к фоторезистору напряжения при постоянной величине светового потока, падающего на фоторезистор (рис. 1.5).

ВАХ имеют слабую нелинейность при малых напряжениях, что связано с туннелированием электронов через небольшие потенциальные барьеры между отдельными зёрнами или кристаллами полупроводника. При повышении напряжения энергия электронов существенно превышает энергию, необходимую для туннелирования, и ВАХ становится линейной. При больших напряжениях температура фоторезистора повышается из-за мощности электрического тока (Джоулева тепла), выделяющейся в фоторезисторе  $P = U \cdot I$ , и ВАХ снова становится нелинейной.

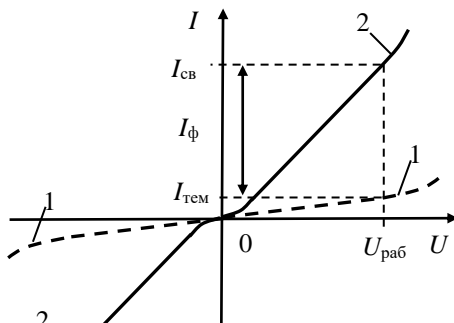


Рис. 1.5. Вольт-амперная характеристика фоторезистора: 1 — в темноте, 2 — при освещении

### 1.1.5. Основные характеристики и параметры фоторезисторов

1. Темновое сопротивление фоторезистора  $R_{\text{ТЕМ}}$ , т.е. сопротивление при отсутствии освещения ( $R_{\text{ТЕМ}} = 10^4 \div 10^8 \text{ Ом}$ ).

2. Максимально допустимая мощность рассеяния  $P_{\text{макс}}$  ( $P_{\text{макс}} = 0,05 \div 0,10 \text{ Вт}$ ).

3. Максимальное рабочее напряжение  $U_{\text{макс}}$  ( $U_{\text{макс}} = 10 \div 100 \text{ В}$ ).

4. Спектральная характеристика, т.е. зависимость фототока  $I_{\text{Ф}}$ , фотопроводимости  $\sigma_{\text{Ф}}$  или фотосопротивления  $R_{\text{Ф}} = 1/\sigma_{\text{Ф}}$  от длины волны падающего света. Максимумы этих характеристик находятся в видимой или инфракрасной частях спектра (рис. 1.2).

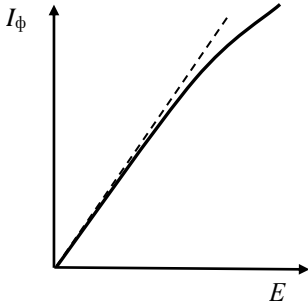


Рис. 1.6. Световая характеристика фоторезистора

5. *Световая характеристика фоторезистора*, т.е. зависимость фототока  $I_\phi$  или фотопроводимости  $\sigma_\phi$  от величины освещённости  $E$  или падающего светового потока  $\Phi = E \cdot S$  (см. раздел 1.8. Приложение 2) при постоянном напряжении, приложенном к фоторезистору (рис. 1.6).

При малых освещённостях световая характеристика близка к линейной. При больших освещённостях она начинает отличаться от линейной и зависимость фототока (фотопроводимости) может быть описана законом (1.5):

$$I_\phi = GU\sqrt{E}, \sigma_\phi = G\sqrt{E}. \quad (1.9)$$

На практике обычно используют интегральные световые (люкс-амперные) характеристики фоторезисторов, полученные при освещении фоторезистора светом лампы накаливания, вольфрамовая нить которой нагрета до температуры  $T = 2840$  К (рис. 1.6).

6. *Интегральная чувствительность*  $K_{\text{инт}}$  фоторезистора, т.е. отношение фотопроводимости к величине освещённости его поверхности:

$$K_{\text{инт}} = \frac{\sigma_\phi}{E} = \frac{I_\phi}{U} \cdot \frac{1}{E}, \frac{\text{мА}}{\text{В} \cdot \text{лк}}. \quad (1.10)$$

При определении интегральной чувствительности освещение фоторезисторов производят лампой накаливания, вольфрамовая нить которой нагрета до 2840 К.

Из световой характеристики следует, что интегральная чувствительность фоторезисторов убывает с возрастанием освещённости.

7. *Кратность изменения сопротивления*, т.е. отношение

$$R_{\text{тем}}/R_{\text{св}} = I_c/I_\Gamma, \quad (1.11)$$

где  $R_{\text{тем}}$  – темновое, а  $R_{\text{св}}$  – световое сопротивление, которые определяются в темноте и при освещённости  $E = 200$  лк соответственно.

8. *Постоянная времени спада фототока  $\tau$* , т.е. время, в течение которого фототок уменьшается в  $e$  раз после прекращения освещения фоторезистора. Постоянная времени  $\tau$  характеризует инерционность фоторезистора и определяется временем жизни неосновных носителей. Фоторезисторы различных типов имеют постоянные времени от 0,1 до 100 мс.

## 1.2. Фотоэлектрические свойства $p$ - $n$ -перехода

### 1.2.1. Воздействие света на $p$ - $n$ -переход

Зонная диаграмма освещённого  $p$ - $n$ -перехода с толстой базой  $l > L_n$ , где  $l$  – толщина базы, а  $L_n$  – средняя длина диффузии электронов в базе, приведена на рис. 1.7.

В невырожденных легированных полупроводниках концентрации основных носителей  $n_n$  и  $p_p$  (электронов в  $n$ -области и дырок в  $p$ -области) велики по сравнению с концентрацией собственных носителей  $n_i$  и  $p_i$ :  $n_n \gg n_i$  и  $p_p \gg p_i$ . На границе раздела  $p$ - и  $n$ -областей образуется слой, обеднённый основными носителями заряда, который называется  $p$ - $n$ -переходом. Между  $p$ -

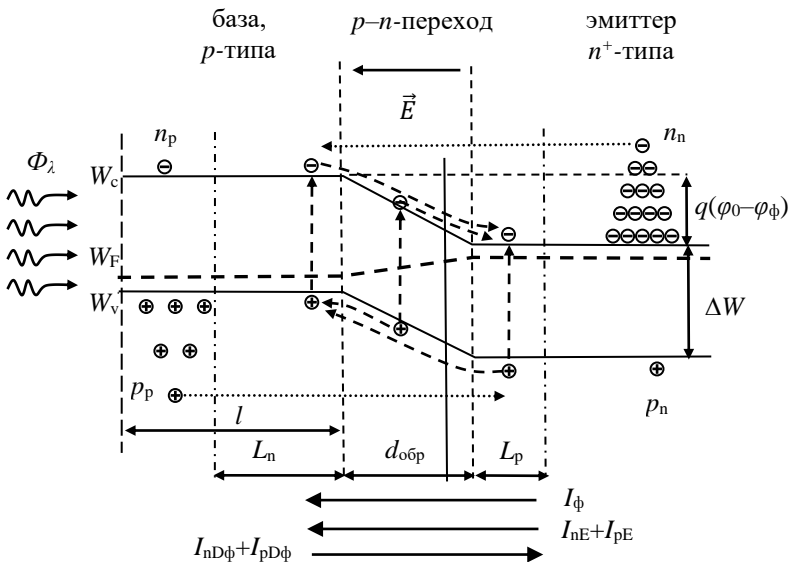


Рис. 1.7. Зонная диаграмма освещённого  $p$ - $n$ -перехода с толстой базой  $l > L_n$

и  $n$ -областями возникают электрическое поле  $\vec{E}$  и контактная разность потенциалов  $\varphi_0$ , созданные нескомпенсированными зарядами донорных и акцепторных примесей в обеднённом слое. Потенциал  $n$ -области положителен по отношению к потенциалу  $p$ -области.

Через  $p$ - $n$ -переход происходят диффузия основных носителей заряда (электронов из области  $n$ - в область  $p$ -полупроводника и дырок из области  $p$ - в область  $n$ -полупроводника) и дрейф неосновных носителей (электронов из  $p$ - в  $n$ -область и дырок из  $n$ - в  $p$ -область). Таким образом, через  $p$ - $n$ -переход протекают четыре тока: два диффузионных ( $I_{nD}$  и  $I_{pD}$ ) и два дрейфовых ( $I_{nE}$  и  $I_{pE}$ ). В состоянии термодинамического равновесия выполняется принцип детального равновесия: каждая из компонент тока (и электронная  $I_n = I_{nD} - I_{nE}$ , и дырочная  $I_p = I_{pD} - I_{pE}$ ) равны нулю и общий ток  $I = I_n + I_p$  равен нулю.

При поглощении квантов света в  $p$ - $n$ -переходе и в прилегающих к нему областях полупроводника образуются новые носители заряда – пары электрон–дырка. Неосновные носители, возникшие в прилегающих к  $p$ - $n$ -переходу областях, не превышающих средней диффузионной длины  $L_n$  для электронов и  $L_p$  для дырок, диффундируют к  $p$ - $n$ -переходу и проходят через него под действием электрического поля  $\vec{E}$ . При этом растёт дрейфовый ток через  $p$ - $n$ -переход на величину  $I_\Phi$ . Величина фототока  $I_\Phi$  пропорциональна числу квантов света  $kN$ , поглощённых в слое  $L = L_n + d + L_p$  (рис. 1.7):

$$I_\Phi = q\chi\beta kSLN = q\chi\beta kSL\Phi_\lambda/h\nu = K_\lambda\Phi_\lambda, \quad (1.12)$$

где  $\beta$  – квантовый выход,  $k$  – коэффициент поглощения света,  $\chi$  – коэффициент переноса, в котором учитывается доля непрорекомбинировавших носителей заряда в общем количестве носителей, возникших под действием света,  $S$  – площадь  $p$ - $n$ -перехода,  $\Phi_\lambda$  (Дж/с) – поток света, падающий на переход.

Таким образом, освещение полупроводника приводит к нарушению термодинамического равновесия. Возникший в результате световой генерации пар электрон–дырка фототок приводит к накоплению основных носителей заряда в  $n$ - и  $p$ -областях полупроводника, между которыми возникает допол-

нительная (к контактной  $\varphi_0$ ) разность потенциалов (фото-ЭДС)  $\varphi_\Phi$ , что уменьшает общую разность потенциалов  $p$ - $n$ -перехода  $\varphi = \varphi_0 - \varphi_\Phi$  и величину потенциального барьера  $q\varphi = q(\varphi_0 - \varphi_\Phi)$  для основных носителей. Вследствие этого растет диффузионный ток основных носителей  $I_{nD\Phi}$  и  $I_{pD\Phi}$  (рис. 1.7, пунктиры).

В стационарном состоянии потоки зарядов через  $p$ - $n$ -переход в обоих направлениях уравниваются друг друга:

$$-I_\Phi - I_{nE} - I_{pE} + I_{nD\Phi} + I_{pD\Phi} = 0. \quad (1.13)$$

Между  $p$ - и  $n$ -областями полупроводника устанавливается разность потенциалов – фото ЭДС  $\varphi_\Phi$ .

### 1.2.2. Фотодиоды

Фотоэлектрический полупроводниковый прибор с одним  $p$ - $n$ -переходом называется *фотодиодом*.

Структура фотодиода и его изображение на принципиальных схемах приведены на рис. 1.8. Вольт-амперная характеристика  $p$ - $n$ -перехода (рис. 1.9) может быть записана в виде:

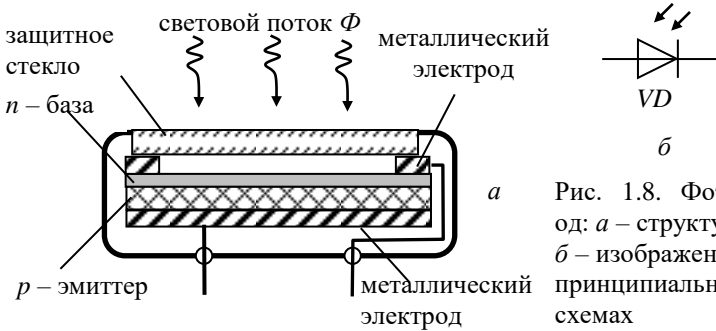


Рис. 1.8. Фотодиод: а – структура, б – изображение на принципиальных схемах

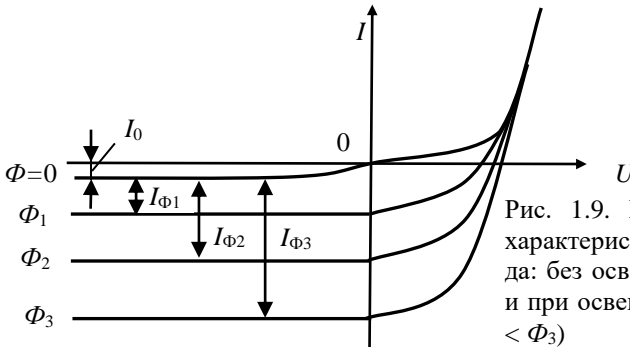


Рис. 1.9. Вольт-амперная характеристика фотодиода: без освещения ( $\Phi = 0$ ) и при освещении ( $\Phi_1 < \Phi_2 < \Phi_3$ )

$$I = I_0 \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) - I_{\phi}. \quad (1.14)$$

При обратном смещении  $p$ - $n$ -перехода резко повышается потенциальный барьер для основных носителей заряда и величина тока через переход определяется потоком неосновных носителей, которые проходят через него под действием электрического поля  $\vec{E}$ . Величина темнового обратного тока через фотодиод равна  $I_0$ ; при освещении она возрастает на величину  $I_{\phi}$  за счёт появления добавочных неосновных носителей заряда:

$$I_{\text{обр}} = I_0 + I_{\phi}. \quad (1.15)$$

Величина обратного тока почти не зависит от приложенного напряжения. Световая характеристика фотодиода  $I_{\text{обр}} = I_{\text{обр}}(E)$  является линейной в широком диапазоне изменения освещённости  $E$ . Обычно толщина базы фотодиода существенно меньше средней длины диффузии неосновных носителей заряда  $l < L_n$  (фотодиод с тонкой базой). Поэтому практически все возникшие в базе в результате световой генерации неосновные носители достигают  $p$ - $n$ -перехода и принимают участие в образовании фототока.

При прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода понижается потенциальный барьер и через  $p$ - $n$ -переход начинает протекать ток, созданный диффузией основных носителей заряда. При напряжении  $U = \varphi_{\phi}$  диффузионный ток полностью компенсирует дрейфовый ток, и величина результирующего тока через переход становится равной нулю (1.13).

При  $U > \varphi_{\phi}$  величина прямого тока быстро возрастает и вольт-амперные характеристики освещённого и затемнённого фотодиодов практически совпадают (рис. 1.9).

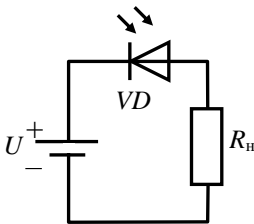


Рис. 1.10. Схема включения фотодиода

В большинстве случаев фотодиоды используют в режиме обратного смещения  $p$ - $n$ -перехода (рис 1.10). Если световой поток модулирован, то на сопротивлении нагрузки  $R_n$  появляется напряжение сигнала, пропорциональное изменению светового потока.

Одним из основных параметров фотодиода является *интегральная чувствительность*

$$K_{\text{инт}} = I_{\text{ф}}/\Phi. \quad (1.16)$$

Преимуществом фотодиодов перед фоторезисторами является их малая инерционность. Инерционность диодов определяется в основном временем диффузии неосновных носителей заряда через базу и достигает порядка десятков наносекунд.

*Спектральная характеристика* фотодиодов (рис. 1.3) при больших длинах волн ограничивается шириной запрещенной зоны  $\lambda_{\text{пор}} = hc/\Delta W$ , в области малых длин волн – ростом показателя поглощения и увеличением скорости поверхностной рекомбинации с уменьшением длины волны.

Фотодиоды находят широкое применение в измерительной технике (фотометрия), автоматике, устройствах сигнализации, волоконно-оптических линиях связи, вычислительной технике (фотосчитывающие устройства CD, сканеры) и т.д. Перспективным направлением является изготовление фотодиодов на основе выпрямляющего контакта металл – полупроводник или гетероперехода. Это позволяет повысить их быстродействие, увеличить чувствительность и получить более широкую спектральную характеристику.

### 1.2.3. Полупроводниковые фотоэлементы

В полупроводниковом фотоэлементе с *p-n*-переходом световая энергия преобразуется в электрическую. Структура кремниевого фотоэлемента приведена на рис. 1.11. Он представляет собой плоскую пластину кремния с электропроводностью *p*-типа, на поверхности которой создан тонкий слой с проводимостью *n*<sup>+</sup>-типа.

Вольт-амперная характеристика фотоэлемента аналогична ВАХ фотодиода (рис. 1.9). Части кривых, расположенные в третьем квадранте (при обратном напряжении), соответствуют фотодиодному режиму работы *p-n*-

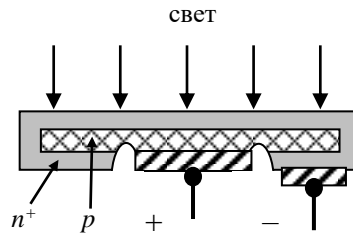


Рис. 1.11. Конструкция кремниевого фотоэлемента

перехода; части кривых, расположенные в четвертом квадранте, – режиму генерации фото-ЭДС.

Фотоэлемент работает без внешних источников питания и сам является источником электрической энергии (четвертый квадрант на ВАХ  $p$ - $n$ -перехода – рис. 1.12). Если к фотоэлементу подключить внешнюю нагрузку (рис. 1.13), то при освещении  $p$ - $n$ -перехода по цепи потечёт ток. Точки пересечения ВАХ с осью токов ( $U = 0$ ) соответствуют значениям токов короткого замыкания ( $R_n = 0$ ). Из уравнения (1.14) при  $U = 0$  и уравнения (1.16) получим:

$$I_{кз} = -I_{\phi} = -K_{инт} \Phi. \quad (1.17)$$

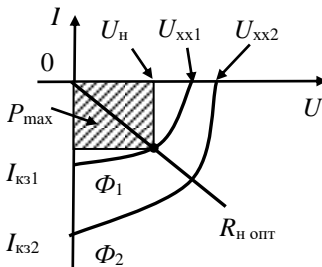


Рис. 1.12. Вольт-амперная характеристика фотоэлемента при освещении  $\Phi_1 < \Phi_2$

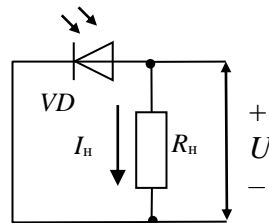


Рис. 1.13. Схема включения фотоэлемента

Величина тока короткого замыкания зависит от площади  $p$ - $n$ -перехода фотоэлемента  $I_{кз} = -K_{\lambda}ES$ . У кремниевых фотоэлементов плотность тока короткого замыкания  $I_{кз}/S = = 20 \div 25 \text{ мА/см}^2 = 200 \div 250 \text{ А/м}^2$  при средней освещённости солнечным светом.

Точки пересечения ВАХ с осью напряжений (при  $R_n = \infty$ ) соответствуют значениям фото-ЭДС  $\varphi_{\phi}$  или напряжениям холостого хода  $U_{хх}$ . Приняв в уравнении (1.14)  $I = 0$ , можно найти напряжение холостого хода:

$$U_{хх} = \varphi_{\phi} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I_{\phi}}{I_0} + 1 \right) = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{K_{инт} \Phi}{I_0} + 1 \right), \quad (1.18)$$

где  $I_0 = I_{нЕ} + I_{рЕ}$  – обратный ток  $p$ - $n$ -перехода.



Формула (1.18) справедлива, пока концентрация неосновных носителей заряда много меньше концентрации его основных носителей. При большой интенсивности света максимальное значение фото-ЭДС стремится к величине контактной разности потенциалов  $p$ - $n$ -перехода  $\varphi_0$ . У кремниевых фотоэлементов фото-ЭДС составляет  $0,5 \div 0,55$  В.

По ВАХ при разных освещённостях фотоэлемента можно выбрать оптимальное сопротивление нагрузки  $R_{н\text{ опт}}$ , при котором в нагрузке будет максимальная мощность  $P_{\text{max}}$ . Для этого необходимо провести нагрузочную прямую из начала координат  $I = -U/R_n$  (рис. 1.12). Точка пересечения ВАХ с нагрузочной прямой определяет напряжение  $U_n$ , ток нагрузки  $I_n$  и мощность в нагрузке  $P_n = U_n \cdot |I_n|$ .

Для кремниевых фотоэлементов при оптимальной нагрузке  $U_n = 0,35 \div 0,4$  В и  $J = 15 \div 20$  мА/см<sup>2</sup>. Таким образом, при средней освещённости электрическая мощность, генерируемая одним квадратным сантиметром фотоэлемента, составляет  $P = 5 \div 8$  мВт.

Световые характеристики фотоэлемента (рис. 1.14) показывают зависимость

напряжения холостого хода  $U_{xx} = \varphi_f$  и тока короткого замыкания  $I_{кз} = I_f$  от освещённости  $E$ , создаваемой лампой накаливания с температурой вольфрамовой нити  $T = 2840$  К. Зависимость  $I_{кз}$  от освещённости в широких пределах изменения освещённости линейна (рис. 1.14, сплошная линия), а напряжение холостого хода пропорционально значению логарифма освещённости (рис. 1.14, штриховая линия).

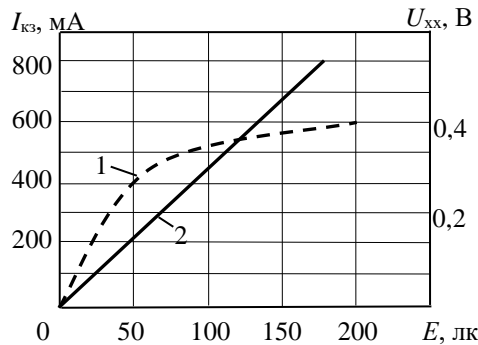


Рис. 1.14. Световые характеристики фотоэлемента: 1 -  $U_{xx} = U_{xx}(E)$ , 2 -  $I_{кз} = I_{кз}(E)$

Отношение  $K_{\text{инт}} = I_{кз}/E$  называется *интегральной чувствительностью фотоэлемента*.

*Спектральная характеристика* фотоэлемента – это зависимость величины тока короткого замыкания от длины волны падающего света:  $I_{кз} = I_{кз}(\lambda)$  при  $E = \text{const}$ . Максимум спектральной характеристики кремниевых фотоэлементов (рис. 1.3) почти совпадает с максимумом спектрального распределения энергии солнечного света. Поэтому кремниевые фотоэлементы широко используют для создания солнечных батарей.

*Коэффициент полезного действия* фотоэлемента  $\eta = P_{\text{max}}/P_{\text{ф}}$ , где  $P_{\text{ф}}$  – мощность светового потока, падающего на рабочую поверхность фотоэлемента. Теоретический предел КПД кремниевого солнечного фотоэлемента составляет 23%.

Уменьшение КПД фотоэлементов происходит из-за частичного отражения излучения от поверхности полупроводника, поглощения квантов света без образования пар электрон – дырка, рекомбинации неравновесных носителей до их разделения электрическим полем в  $p$ – $n$ -переходе, потери мощности при прохождении тока через объёмное сопротивление базы фотоэлемента. В результате КПД кремниевых фотоэлементов, выпускаемых промышленностью, составляет порядка 12%.

### 1.3. Биполярный фототранзистор

Биполярный фототранзистор обычно включают по схеме с общим эмиттером (рис. 1.15). У фототранзистора обычно нет базового электрода. Падающий свет облучает область базы. При этом в базе происходит процесс световой генерации пар электрон – дырка, как показано на зонной диаграмме (рис. 1.16). Дырки в базе оказываются сосредоточенными в потенциальной яме и не могут покинуть базу. Накопившийся дырочный заряд

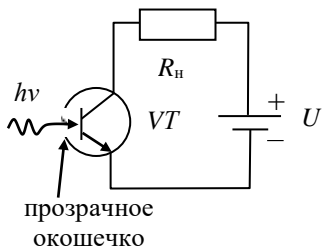


Рис. 1.15. Схема включения фототранзистора

понижает потенциальный барьер перехода база–эмиттер и электроны из эмиттера инжектируются в базу, где они являются неосновными носителями. Электроны диффундируют через область базы и втягиваются электрическим полем обратносмещённого коллекторного перехода. Попадая в область коллектора, электроны становятся основ-

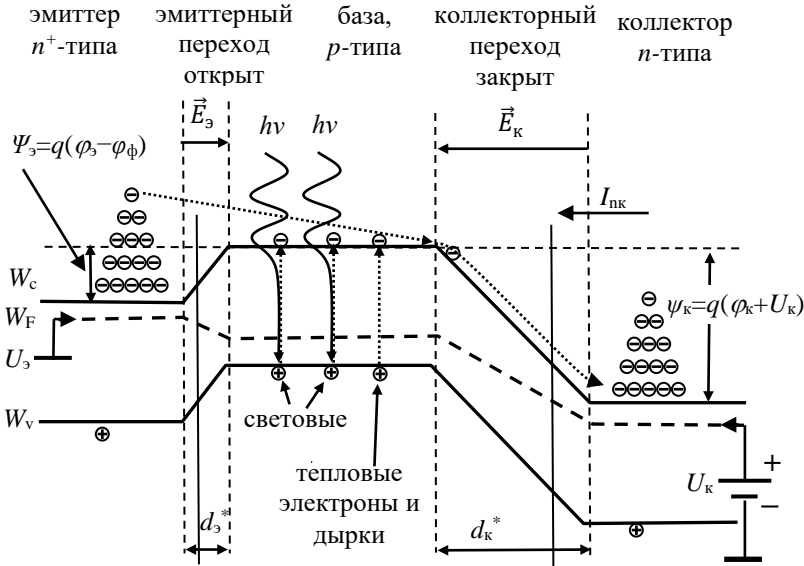


Рис. 1.16. Зонная диаграмма фототранзистора  $n-p-n$ -типа включенного по схеме с общим эмиттером

ными носителями и создают ток во внешней цепи. Таким образом, базовым током фототранзистора является фототок  $I_{\Phi}$ , который приводит к появлению электронной составляющей коллекторного тока  $I_k = \beta I_{\Phi}$ , где  $\beta$  – коэффициент усиления базового тока транзистора. Дырочная составляющая коллекторного тока  $I_{k0}$  мала и на зонной диаграмме не показана.

Поскольку в фототранзисторе происходит усиление фототока, его интегральная чувствительность  $K_{\text{инт}} = \beta I_{\Phi} / \Phi$  в  $\beta$  раз больше интегральной чувствительности фотодиода.

Недостатком фототранзистора без базового электрода является сильная температурная зависимость коллекторного тока, так как дырочный заряд в базе накапливается в результате не только световой, но и тепловой генерации пар электрон – дырка. И тепловую дырку нельзя отделить от световой. Некоторые типы фототранзисторов имеют электрический вывод базы. Их включают по схеме с температурной стабилизацией коллекторного тока, но при этом фоточувствительность транзисторов падает.

## 1.4. Порядок выполнения работы

*Цель работы:* Получить вольт-амперные и люкс-амперные характеристики фоторезисторов, фотодиодов и фотоэлементов.

*Приборы и принадлежности:* установка для исследования люкс-амперных характеристик фоторезисторов, фотодиодов и фотоэлементов, источник постоянного тока MPS-3003LK-2, вольтметры В7-78/1 или аналогичные, исследуемые фоторезисторы, фотодиоды и фотоэлементы.

### *1.4.1. Подготовка экспериментальных установок и проведение измерений*

#### **1. Исследование фоторезистора**

1.1. Собрать установку для исследования вольт-амперных характеристик фоторезистора при различной освещённости  $E$ , как показано на рис. 1.17. Для этого вставить держатель с фоторезистором  $R$  в подвижную часть раздвижного меха и закрепить винтом 1. Собрать электрическую схему установки. Установить минимальное расстояние  $x = 90$  делений шкалы между источником света – лампой накаливания  $S$  и фоторезистором  $R$ .

1.2. Подготовить источник питания MPS-3003LK-2 к работе:

- ручки регулятора напряжения VOLTAGE установить: верхнюю COARSE (грубо) и нижнюю FINE (плавно) в крайние левые положения, при этом напряжение на выходе равно нулю;
- ручки регулятора тока CURRENT установить: верхнюю COARSE (грубо) на минимум в крайнее левое положение, нижнюю FINE (плавно) в среднее положение;
- подключить источник к электрической сети 220 В;
- выключатель питания POWER нажать и включить прибор – загорится зелёный индикатор CV (прибор находится в режиме стабилизации напряжения);
- нажать кнопку подключения выходных клемм OUTPUT – загорится красный индикатор подключения выходных клемм прибора OUT. На дисплеях вольтметра VOLTAGE DISPLAY и амперметра CURRENT DISPLAY будут индцироваться напряжение в вольтах и ток в амперах (в данном случае нулевые).

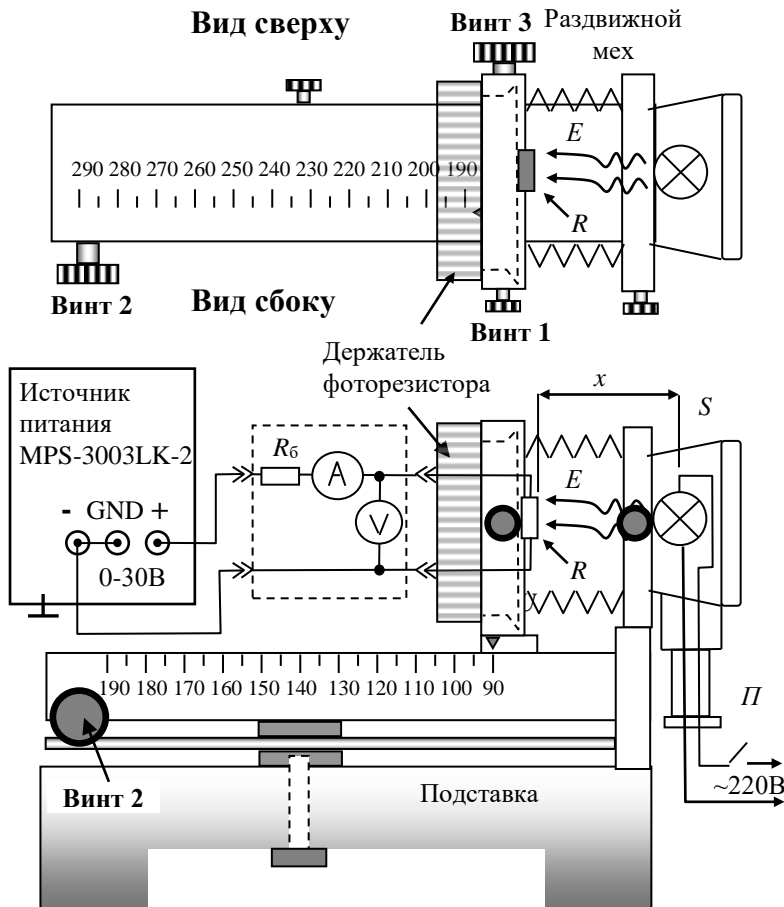


Рис. 1.17. Установка для снятия вольт-амперных и люкс-амперных характеристик фоторезистора

1.3. Записать основные характеристики типа фоторезистора, выданного преподавателем для проведения исследования. Выбрать рабочее напряжение  $U_{\text{раб}}$  и шаг изменения напряжения  $\Delta U$  так, чтобы при измерении ВАХ в диапазоне  $0 \div U_{\text{раб}}$  получилось  $8 \div 10$  точек.

1.4. Снять ВАХ фоторезистора  $I = I(U)$  при выключенной лампе  $S$  ( $E = 0$ ) и при  $E = 200$  лк. **При измерениях не превышать рабочее напряжение  $U_{\text{раб}}$ .** Расстояния  $x$ , соответствующие

щие значению  $E = 200$  лк, определить по калибровочному графику (см. раздел 1.7. Приложение 1). Перемещение фоторезистора в пределах  $x = 90 \div 190$  делений шкалы производится вращением винта 2. При дальнейшем перемещении, в пределах  $x = 190 \div 290$  необходимо ослабить винт 3, вручную переместить раздвижную часть меха до нужной риски и закрепить винт 3.

1.5. Снять световую (люкс-амперную) характеристику фоторезистора  $I_{св} = I_{св}(E)$  при постоянном напряжении  $U = U_{раб}$  в диапазоне изменения освещённости  $E$  от 0 до 250 лк.

## 2. Исследование фотодиода

2.1. Записать основные характеристики типа фотодиода, выданного преподавателем для проведения исследования. По величине рабочего напряжения  $U_{раб}$  выбрать шаг изменения напряжения  $\Delta U$  так, чтобы при измерении обратной ветви ВАХ получилось  $6 \div 10$  точек.

2.2. В установку рис. 1.17 установить держатель с фотодиодом  $VD$ . Снять прямую и обратную ветви ВАХ фотодиода  $I = I(U)$  без освещения ( $E = 0$ ) и при трех-четырех уровнях освещённости  $E$ . В ходе измерений на прямой ветви сделать пять-семь измерений. **Величина прямого тока не должна превышать  $I_{пр} = 10$  мА. При измерениях на обратной ветви не превышать рабочее напряжение  $U_{раб}$ .**

2.3. Снять световую (люкс-амперную) характеристику фотодиода  $I_{обр} = I_{обр}(E)$  при рабочем напряжении  $U_{обр} = U_{раб}$  на диоде.

## 3. Исследование фотоэлемента

3.1. В установку рис. 1.17 установить держатель с фотоэлементом  $VD$ . Вместо источника питания подключить сопротив-

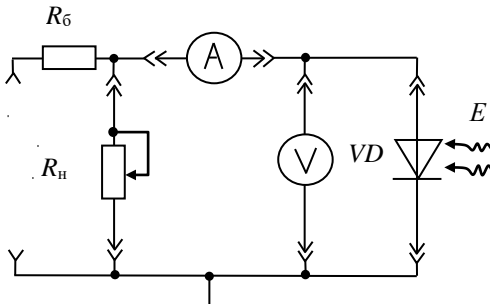


Рис. 1.18. Схема установки для снятия ампер-люксовых характеристик фотоэлемента

ление нагрузки – магазин сопротивлений Р-33 или аналогичный (рис. 1.18). При постоянной освещённости  $E$  снять зависимость мощности, выделяемой в нагрузке  $P = UI$ , от сопротивления нагрузки  $R_n$ .

3.2. Исследовать зависимость фото ЭДС  $\varphi_f$  и тока короткого замыкания  $I_{кз}$  от освещённости  $E$  (при измерениях в качестве нагрузки фотоэлемента использовать вольтметр  $V$  и амперметр  $A$  соответственно).

3.3. Снять ВАХ фотоэлемента (только в четвертом квадранте, как показано на рис. 1.12) при различной освещённости  $E$ : от 100 до 250 лк. Регулировка тока фотоэлемента производится путем изменения сопротивления нагрузки  $R_n$  (не забудьте записывать величину установленного сопротивления).

#### **1.4.2. Обработка результатов измерений**

##### **1. Для фоторезистора**

1.1. Построить ВАХ фоторезистора: темновую и световую при освещённости  $E = 200$  лк.

1.2. Рассчитать величину фототока:  $I_f = I_{св} - I_{тем}$  при  $E = 200$  лк и  $U = U_{раб}$ .

1.3. Рассчитать темновое  $R_{тем}$  и световое  $R_{св}$  (при  $E = 200$  лк) сопротивления, найти кратность изменения сопротивления фоторезистора  $R_{тем}/R_{св}$  (см. уравнение (1.11)).

1.4. Построить световую (люкс-амперную) характеристику фоторезистора  $I_f = I_f(E)$  при рабочем напряжении  $U_{раб}$ . Величина фототока находится так:  $I_f = I_{св} - I_{тем}$ , где  $I_{тем}$  – сила тока через фоторезистор при  $E = 0$ . Световые характеристики построить в координатах  $I_f = I_f(E)$  и  $I_f = I_f(\sqrt{E})$  (см. уравнения (1.5) и (1.9)).

1.5. Рассчитать интегральную чувствительность фоторезистора:  $K_{инт} = \sigma_f/E = I_f/(U \cdot E)$ , ( $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{лк}^{-1}$ ) (см. уравнение (1.10)).

##### **2. Для фотодиода**

2.1. Построить семейство ВАХ фотодиода  $U = U(I)$  при различной освещённости  $E$ .

2.2. Построить световую (люкс-амперную) характеристику фотодиода  $I_{обр} = I_{обр}(E)$  при  $U_{раб}$ .

2.3. Рассчитать интегральную чувствительность фотодиода  $K_{\text{инт}} = I_{\text{ф}}/\Phi$  при  $E = 200$  лк и рабочем напряжении  $U_{\text{раб}}$ . Световой поток  $\Phi = E \cdot S$ , где  $S$  – площадь прозрачного окна в корпусе светодиода.

### **3. Для фотоэлемента:**

3.1. Построить ВАХ фотоэлемента при различной освещённости  $E$ , как показано на рис. 1.12.

3.2. Построить графики зависимости мощности в нагрузке от величины фототока  $P = P(I_{\text{н}})$  и от величины сопротивления нагрузки  $P = P(R_{\text{н}})$  при освещённости фотоэлемента  $E = 200$  лк. При построении  $P = P(I_{\text{н}})$  и  $P = P(R_{\text{н}})$  используются значения  $U_{\text{н}}$  и  $I_{\text{н}}$  в точках пересечения нагрузочной прямой с ВАХ фотоэлемента. Величины  $P = U_{\text{н}} I_{\text{н}}$  и  $R_{\text{н}} = U_{\text{н}}/I_{\text{н}}$  могут быть найдены для каждой точки на кривой.

3.3. Из графика  $P = P(R_{\text{н}})$  найти  $R_{\text{н опт}}$  и  $P_{\text{max}}$ . На графике ВАХ построить нагрузочную прямую  $I_{\text{н}} = -U/R_{\text{н опт}}$ . В точке пересечения нагрузочной прямой с ВАХ рассчитать мощность в нагрузке  $P$ , как показано на рис. 1.12. Сравнить полученные результаты.

3.4. Найти плотность тока короткого замыкания  $J = I_{\text{кз}}/S = J(E)$ , плотность тока при оптимальной нагрузке  $J = I_{\text{н}}/S$  и освещённости  $E = 200$  лк. Площадь поверхности фотоэлемента измерить самостоятельно или считать с этикетки на держателе фотоэлемента.

3.5. Построить световые характеристики фотоэлемента – люкс-вольтовую:  $U_{\text{xx}} = U_{\text{xx}}(E)$  и люкс-амперную:  $|I_{\text{кз}}| = |I_{\text{кз}}|(E)$ .

3.6. Найти интегральную чувствительность фотоэлемента  $K_{\text{инт}} = I_{\text{кз}}/\Phi$  при  $E = 200$  лк.

3.7. Сравнить полученные результаты со справочными данными.

## **1.5. Контрольные вопросы**

1. Поглощение света в полупроводниках.
2. Фоторезистивный эффект.
3. Конструкция фоторезистора.
4. Основные характеристики фоторезистора.
5. Фотодиоды: конструкция и принцип действия.



6. Зонная диаграмма фотодиода.
7. Основные характеристики фотодиодов.
8. Принцип действия полупроводниковых фотоэлементов.
9. Основные характеристики фотоэлементов.
10. Биполярный фототранзистор: принцип действия, зонная диаграмма, включение в схему и основные характеристики.
11. Объяснить экспериментально полученные вольт-амперные, люкс-амперные и другие характеристики.

### **1.6. Список литературы**

1. *Пасынков В.В., Чиркин Л.К.* Полупроводниковые приборы. СПб.: Лань, 2006. 480 с.
2. *Игумнов Д.В., Костюнина Г.П.* Основы полупроводниковой электроники. М., 2005. 392 с.
3. *Гуртов В.* Твердотельная электроника. М.: Техносфера, 2005. 408 с.
4. Полупроводниковая электроника: учеб.-метод. пособие / сост. И.Л. Вольхин, А.С. Ажеганов; Перм. гос. нац. исслед. ун-т. Пермь, 2012. 172 с.

## 1.7. Приложение 1

### Калибровочный график освещённости

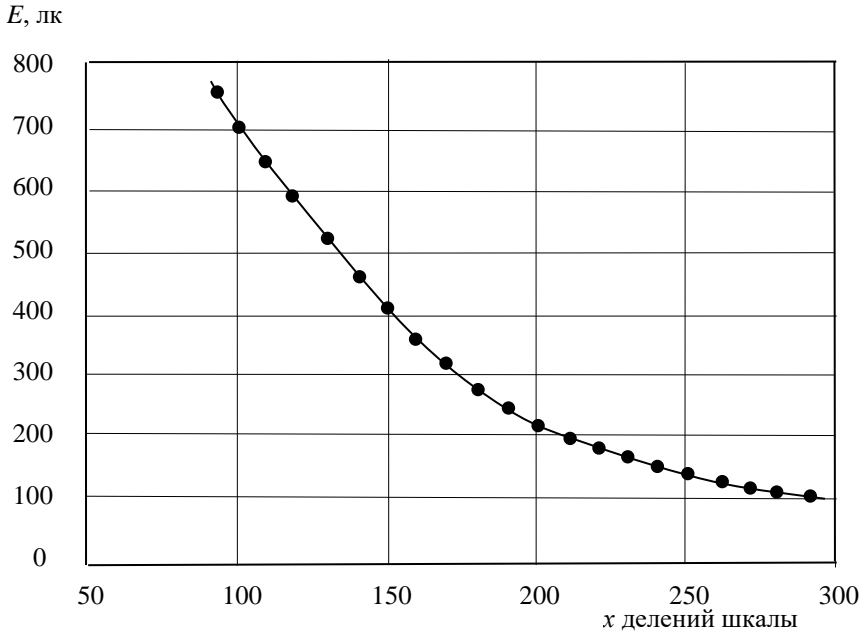


Рис. 1.19. Калибровочный график освещённости  $E$  фотоприбора в зависимости от расстояния  $x$  до источника света в установке рис. 1.17

## 1.8. Приложение 2

### Единицы измерения световых величин

Потоком энергии  $\Phi$  электромагнитной волны называется количество энергии, переносимое электромагнитной волной через некоторую поверхность за единицу времени. Единица измерения потока энергии – 1 Дж/с или 1 Вт.

Для измерения энергии, переносимой электромагнитной волной оптического диапазона ( $\lambda=0,40\div0,76$  мкм), используются фотометрические (световые) единицы. В фотометрии световым потоком  $\Phi$  называют мощность светового излучения, оцениваемую по его воздействию на человеческий глаз. Световой поток измеряют в люменах (лм). Для монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda = 0,555$  мкм, при которой чувствительность гла-

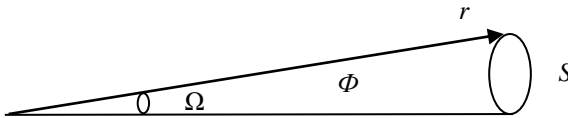
за максимальна, световой поток равен 683 лм, если мощность излучения (поток энергии) равна 1 Вт.

Силой света  $I$  точечного источника называется величина светового потока, излучаемого внутри единичного телесного угла:

$$I = \Phi / \Omega.$$

Телесный угол  $\Omega$  определяется как отношение площади  $S$  поверхности шарового сегмента к квадрату радиуса сферы

$$\Omega = S / r^2.$$



Единицей силы света является кандела (кд)

$$1 \text{ кд} = 1 \text{ лм/стерадиан}.$$

Источник излучения с  $\lambda = 0,555$  мкм и силой света  $I = 1$  кд излучает внутри телесного угла в 1 стерадиан поток энергии  $\Phi = 1/683$  Вт.

Освещённостью  $E$  поверхности называется световой поток, приходящийся на единицу площади освещаемой поверхности:

$$E = \Phi / S.$$

Световой поток в 1 лм, равномерно распределенный по площади  $1 \text{ м}^2$ , создает освещённость в 1 люкс (лк).

Освещённость, которую создает точечный источник с силой света  $I$  на поверхности, удаленной на расстояние  $r$  от источника

$$E = \frac{I \cos i}{r^2},$$

где  $i$  – угол падения.

Яркостью светящейся поверхности  $S$  численно равна силе света, излучаемой единицей поверхности в направлении, перпендикулярном этой поверхности:

$$B = I / S.$$

За единицу яркости ( $1 \text{ кд/м}^2$ ) принимают яркость такого источника, который излучает с  $1 \text{ м}^2$  светящейся поверхности свет силой 1 кд.

## Работа 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

### 2.1. Принцип действия светодиода

Светоизлучающими диодами (светодиодами) называются полупроводниковые приборы с  $p-n$ -переходом, предназначенные для преобразования электрической энергии в энергию некогерентного оптического излучения. В основе принципа их действия лежит *рекомбинационное излучение* – излучение квантов света (фотонов) при рекомбинации пар электрон – дырка. Для интенсивной рекомбинации необходимо одновременно иметь высокую плотность электронов в зоне проводимости и высокую плотность свободных уровней (дырок) в валентной зоне. Такие условия создаются при высоком уровне инжекции электронов в дырочный полупроводник.

Зонная диаграмма прямосмещённого  $p-n$ -перехода с эмиттером электронов представлена на рис. 2.1. При прямом смещении  $p-n$ -перехода внешнее поле  $\vec{E}_{\text{вн}}$  (возникшее за счёт падения части напряжения источника питания  $U$  на  $p-n$ -переходе) ча-

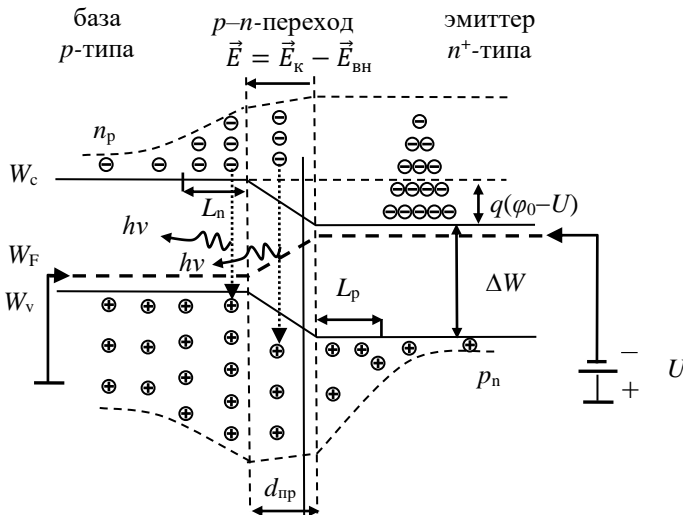


Рис. 2.1. Зонная диаграмма прямосмещённого  $p-n$ -перехода

стично компенсирует контактное  $\vec{E}_k$ . Энергия электронов в области эмиттера  $n^+$ -типа увеличивается, уровень Ферми  $W_F$  поднимается, высота потенциального барьера уменьшается  $q(\varphi_0 - U)$  и наблюдается высокий уровень инжекции электронов в базу  $p$ -типа. Электроны в базе являются неосновными носителями и создают неравновесный заряд, сосредоточенный вблизи границы  $p$ - $n$ -перехода, на расстоянии порядка средней длины диффузии электронов в базе  $L_n$ . Для сохранения электрической нейтральности из глубины базы подтягиваются дырки. Таким образом, вблизи границы  $p$ - $n$ -перехода создается избыточная концентрация электронов и дырок, что приводит к их интенсивной рекомбинации с испусканием квантов света  $h\nu$ .

Однако через прямосмещённый  $p$ - $n$ -переход диффундируют не только электроны, но и дырки из  $p$ -области. Это приводит к усилению рекомбинации электронов и дырок в  $p$ - $n$ -переходе и в эмиттере и снижению концентрации электронов в базе. Кванты света, возникающие в глубине полупроводника, частично поглощаются в этом же полупроводнике, что уменьшает их выход во внешнюю среду. Поэтому необходимо уменьшать дырочный ток через  $p$ - $n$ -переход, используя эмиттеры с коэффициентом электронной инжекции  $\gamma_n = I_n / (I_n + I_p)$ , где  $I_n$  – электронный,  $I_p$  – дырочный ток, близким к единице.

Идеальным эмиттером ( $\gamma = 1$ ) является гетеропереход. Полупроводниковые материалы, образующие гетеропереход, должны иметь одну и ту же кристаллическую структуру, близкие периоды решеток (различие не более 0,5%) и коэффициенты температурного расширения. При создании электрического контакта между низколегированным узкозонным  $\Delta W_p$  полупроводником  $p$ -типа с большей работой выхода  $P_{cp}$  (рис. 2.2, а) и высоколегированным широкозонным  $\Delta W_n$  полупроводником  $n^+$ -типа с меньшей работой выхода  $P_{cn}$  (рис. 2.2, б) образуется выпрямляющий гетеропереход эмиттер электронов (рис. 2.2, в). При этом уровни энергии  $W_c$  и  $W_v$  имеют разрыв на металлургической границе (граница показана непрерывной вертикальной линией), а потенциальные барьеры для электронов  $\Psi_n$  и дырок  $\Psi_p$  оказываются разными. Разница в высоте потенциальных барьеров  $\Delta\Psi = \Psi_p - \Psi_n = \Delta W_n - \Delta W_p$ . Контактная разность потенциалов

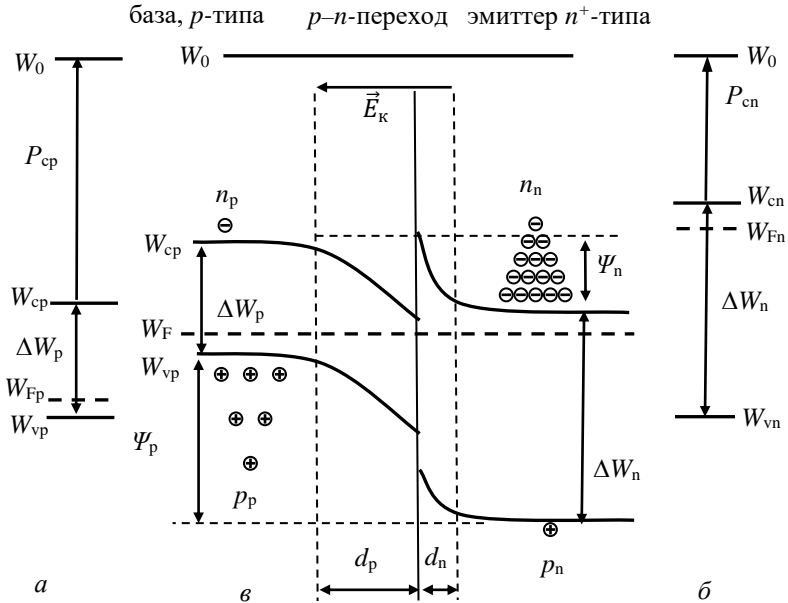


Рис. 2.2. Зонная диаграмма: *а* – узкозонного полупроводника *p*-типа; *б* – широкозонного полупроводника *n*-типа; *в* – несимметричного *p-n*-гетероперехода с эмиттером электронов в состоянии термодинамического равновесия

гетероперехода  $\varphi_0$  равна разности термодинамических работ выхода *p*- и *n*-полупроводников, деленной на величину элементарного заряда:  $\varphi_0 = [(W_0 - W_{Fp}) - (W_0 - W_{Fn})]/q$ .

В прямосмещённом гетеропереходе (рис. 2.3) при высоком уровне инжекции электронов дырочный ток практически равен нулю и  $\gamma_n = 1$ . В базе вблизи гетероперехода создается большая (по сравнению с гомопереходом) инверсная заселённость энергетических уровней, и квантовый выход инжекционной электролюминесценции увеличивается. Поэтому в современных светодиодах, как правило, используются гетеропереходы.

Излучательные квантовые переходы в светодиодах происходят спонтанно, независимо друг от друга и в разные моменты времени, поэтому излучение является некогерентным, а спектр излучения – широким.

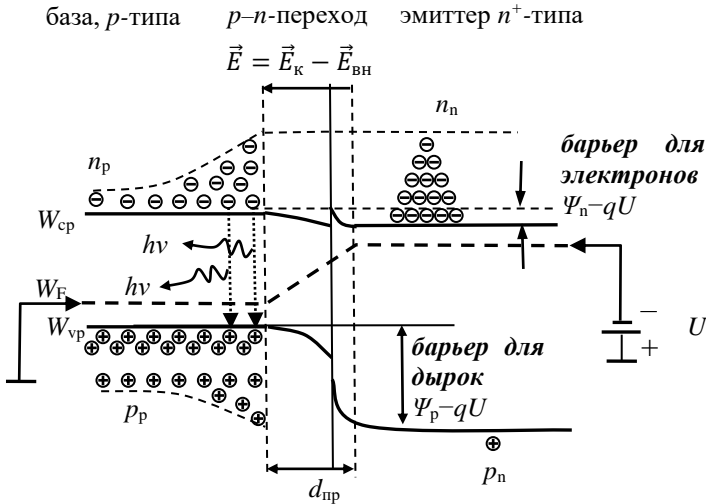


Рис. 2.3. Зонная диаграмма прямосмещённого  $p$ - $n$ -гетероперехода

## 2.2. Рекомбинация неравновесных носителей заряда в полупроводниках

### 2.2.1. Прямая межзонная рекомбинация

При протекании через диод прямого тока происходит инжекция неосновных носителей заряда (электронов) в базовую  $p$ -область полупроводника. Вблизи границы  $p$ - $n$ -перехода создается *неравновесная концентрация* электронов  $n$  и дырок  $p$ .

Прямая межзонная рекомбинация происходит при переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону на один из свободных энергетических уровней (рис. 2.4,  $a$ ). Разность энергии  $\Delta W = W_c - W_v$  может выделяться в виде кванта элек-

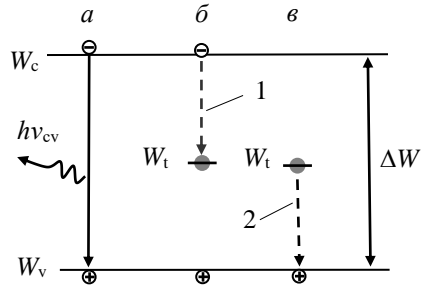


Рис. 2.4. Схема рекомбинационных переходов в полупроводниках:  $a$  – межзонный,  $b$  – из зоны проводимости на уровень ловушки,  $v$  – с уровня ловушки в валентную зону

тромагнитного излучения – фотона  $h\nu_{cv} = \Delta W$  (*излучательная рекомбинация*) либо передаваться решётке в виде квантов энергии тепловых колебаний – фононов (*безызлучательная рекомбинация*).

В большинстве полупроводников, в том числе и в кремнии, вероятность излучательной рекомбинации на несколько порядков меньше, чем безызлучательной. В то же время при безызлучательной межзонной рекомбинации должно происходить возбуждение большого количества фононов величиной порядка  $kT$ , т.е. порядка сотых долей эВ. Такие многофононные переходы также имеют малую вероятность.

Таким образом, *прямая межзонная рекомбинация* не является главным механизмом рекомбинации в полупроводниках.

### **2.2.2. Рекомбинация с участием ловушек**

Основную роль играет рекомбинация на примесных центрах или дефектах кристаллической структуры, которые образуют *глубокие уровни*  $W_i$ , расположенные вблизи середины запрещённой зоны полупроводника. Их называют рекомбинационными ловушками (рис. 2.4, б, в).

Рекомбинация с участием рекомбинационных ловушек протекает в два этапа. На первом этапе энергетический уровень рекомбинационной ловушки захватывает электрон из зоны проводимости (рис. 2.4, б). В этом состоянии ловушка будет находиться до тех пор, пока в данном месте кристалла не окажется свободный энергетический уровень валентной зоны (дырка). При выполнении этих условий осуществляется второй этап рекомбинации – электрон переходит на свободный уровень валентной зоны (рис. 2.4, в). На каждом этапе выделяется вдвое меньше энергии, чем при непосредственной рекомбинации. Это обстоятельство резко повышает вероятность передачи энергии фононам.

Для поверхностных слоев полупроводника, где неизбежны нарушения периодичности решётки и разрывы ковалентных связей, характерна наиболее высокая скорость рекомбинации.

Переход электронов из зоны в зону может происходить и в обратном направлении (генерация электрон – дырочных пар или



внутренний фотоэффект) с поглощением фотонов той же или большей энергии, что и излучаемых при рекомбинации.

### 2.2.3. Прямые и не прямые межзонные переходы

В кристалле полупроводника электроны движутся в поле периодического электрического потенциала кристаллической решётки. Допустим, в некотором направлении  $x$  атомы, а следовательно, и периодический потенциал повторяются с частотой, соответствующей периоду решётки  $a$ . Электрон, движущийся в направлении  $x$ , может иметь различные значения волнового вектора  $k_x$  и импульса  $p_x = \hbar k_x$ , за исключением

$$k_x = \pm(\pi/a)n, \quad (2.1)$$

где  $n=1, 2, 3 \dots$ , и, соответственно, импульса  $p_x = \pm(\hbar\pi/a)n$ , при которых длина волны де Бройля  $\lambda = 2\pi/k$  оказывается кратной периоду решетки  $n\lambda = 2a$ . Это значит, что величины энергии, соответствующие значениям  $k_x = \pm(\pi/a)n$ , являются запрещёнными. Зона проводимости разделяется на ряд зон (*зон Бриллюэна*) разрешённых значений энергии.

В обычных условиях зона проводимости является частично заполненной зоной, в которой электроны занимают уровни, расположенные вблизи дна зоны. Эти уровни будут соответствовать самым нижним уровням *первой зоны Бриллюэна* ( $|k_x| \ll \pm\pi/a$ ). В этой области при малых значениях импульса электрона энергия электрона описывается зависимостью, аналогичной зависимости  $W(p)$  свободного электрона:

$$W = \frac{p_x^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} k_x^2. \quad (2.2)$$

Кривая зависимости энергии электрона от волнового вектора  $W(k)$  показана на рис. 2.5. Аналогично может быть построена кривая зависимости энергии электрона от волнового вектора в валентной зоне. Как и в предыдущем случае, интерес представляют самые нижние энергетические уровни первой зоны Бриллюэна, т.е. уровни вблизи верха валентной зоны. Именно здесь находятся свободные уровни, которые интерпретируются как дырки (рис. 2.5).

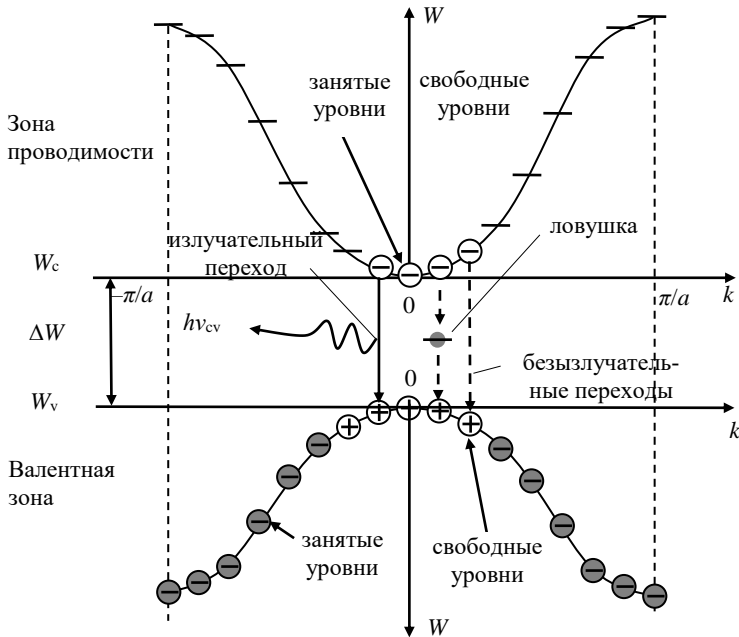


Рис. 2.5. Зависимости энергии электрона от волнового вектора в прямозонном полупроводнике

Из рис. 2.5 можно видеть, что запрещённая зона полупроводника представляет собой зазор между экстремумами двух параболических кривых первой зоны Бриллюэна.

Мы рассмотрели одномерную задачу. В реальном трёхмерном кристалле электрон может двигаться в произвольном направлении, при этом картина зон Бриллюэна получается более сложной. Картина усложняется и за счёт того, что зоны проводимости и валентная образуются расщеплением различных уровней электронных оболочек атомов. Сложная зависимость энергии от импульса приводит к тому, что положение экстремума (минимума или максимума) функции  $W(k)$  может быть сдвинуто относительно нулевого значения  $k$ . Кроме того, оказывается возможным наличие нескольких экстремумов в зоне Бриллюэна, причем минимум, смещённый относительно  $k = 0$ , может быть более глубоким, т.е. соответствовать меньшему значению

энергии по сравнению с минимумом, находящимся в точке  $k = 0$  (рис. 2.6).

Различают *прямые и непрямые переходы* электронов из зоны в зону. *Прямые переходы* (прямые межзональные рекомбинации) сопровождаются излучением фотона (рис. 2.5). Импульс, уносимый фотоном  $p = hv/c$ , пренебрежимо мал, и считают, что при излучательной рекомбинации импульс электронов практически не меняется. Поэтому прямые переходы возможны только в *прямозонных полупроводниках*, у которых максимум валентной зоны и минимум зоны проводимости находятся в центре зоны Бриллюэна (в точке  $k = 0$ ).

В *непрямозонных полупроводниках* (рис. 2.6) переход из зоны в зону осуществляется с изменением импульса электрона в результате взаимодействия электрона и решётки. Непрямой переход всегда заканчивается выделением энергии в виде *фононов* (элементарных квантов тепловых колебаний кристаллической

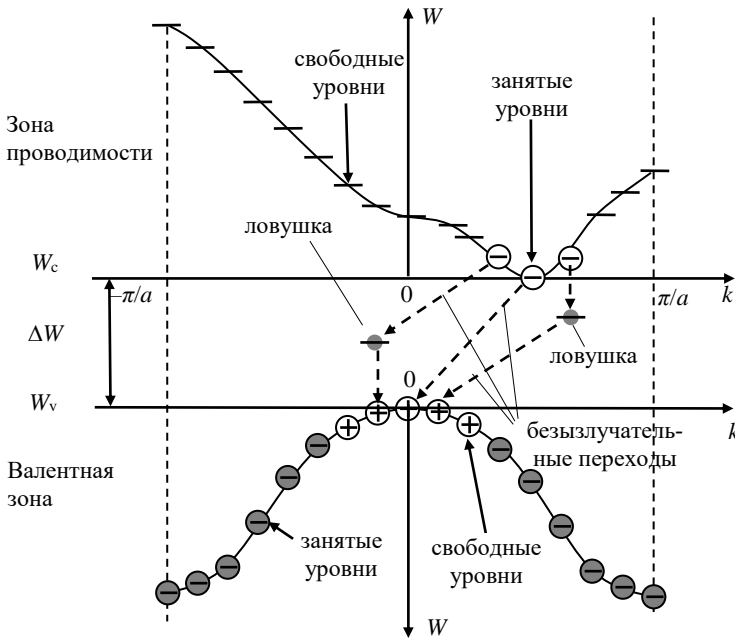


Рис. 2.6. Зависимости энергии электрона от волнового вектора в непрямозонном полупроводнике

решётки). Импульс фонона определяется относительным положением минимумов первых зон Бриллюэна в зоне проводимости и валентной зоне. Рекомбинация без излучения фотона называется *безызлучательной рекомбинацией*. В непрямозонных полупроводниках возможны переходы с предварительным захватом электрона рекомбинационной ловушкой. Рекомбинационные ловушки являются своеобразным посредником, получающим от электрона и передающим решётке импульс фонона (рис. 2.6).

Кремний и германий являются непрямозонными полупроводниками. Для них характерны непрямые переходы и безызлучательная рекомбинация на примесных центрах.

### 2.3. Полупроводниковые материалы светоизлучающих диодов

*Спектральная характеристика* светоизлучающих диодов отражает зависимость интенсивности излучения от длины волны излучаемого света. Ширина спектральной характеристики на уровне половины максимальной интенсивности составляет 20÷50 нм, что соответствует средней тепловой энергии электронов. Длина волны излучаемого света  $\lambda$  определяется разностью  $\Delta E$  двух энергетических уровней, между которыми происходит переход электронов в процессе рекомбинации:

$$\lambda = hc/\Delta E, \quad (2.3)$$

где  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с =  $4,14 \cdot 10^{-15}$  эВ·с – постоянная Планка,  $c = 2,998 \cdot 10^8$  м/с – скорость света.

Величина  $\Delta E$  близка к энергетической ширине запрещённой зоны полупроводника ( $\Delta E \geq \Delta W$ ). Чтобы кванты света – фотоны, освободившиеся при рекомбинации, соответствовали квантам видимого света ( $0,4 < \lambda < 0,7$  мкм), ширина запрещённой зоны должна быть относительно большой ( $\Delta W > 1,8$  эВ).

Для изготовления светоизлучающих диодов используются кристаллы соединений типа  $A_{III}B_V$  (элементов III и V групп таблицы Менделеева):

- арсенид галлия GaAs,  $\Delta W = 1,42$  эВ, максимум излучения находится в инфракрасной области:  $\lambda = 0,89$  мкм;
- фосфид галлия GaP,  $\Delta W = 2,27$  эВ, максимум излучения расположен в зелёной области спектра:  $\lambda = 0,55$  мкм;

– нитрид галлия GaN, имеет наибольшую ширину запрещённой зоны:  $\Delta W = 3,4$  эВ, что позволяет получать излучение в синей области, вплоть до фиолетового.

Кроме того, находят применение и другие широкозонные полупроводники, например, карбид кремния SiC ( $A_{IV}B_{IV}$ ), свечение в диапазоне  $\lambda = 0,56 \div 0,63$  мкм, сульфид цинка ZnS ( $A_{II}B_{VI}$ ),  $\Delta W = 3,74$  эВ, максимум спектрального распределения излучения на длине волны  $\lambda = 0,38$  мкм (фиолетовая часть спектра).

Для создания гетероструктур используют кристаллы двойных, тройных и более сложных соединений. Нитриды элементов третьей группы: GaN, AlN, InN – и *твёрдые растворы* на их основе являются широкозонными полупроводниками с прямыми оптическими переходами. Твёрдым раствором называют кристалл, в котором атомы одного элемента частично замещены на атомы другого элемента, например  $In_xGa_{1-x}N$ . Твёрдые растворы имеют идентичную кристаллическую структуру и близкие периоды решёток. Варьируя состав, можно получать полупроводники с различной шириной запрещённой зоны.

Гетероструктура  $In_{0,06}Ga_{0,94}N/GaN$  используется в синих светодиодах.

Гетероструктура  $In_{0,2}Ga_{0,8}N/GaN$  – в зелёных светодиодах.

На основе  $Al_xIn_yGa_{1-x-y}P/GaP$  создают светодиоды жёлтого и красного света.

В инфракрасных светодиодах ( $\lambda = 1,0 \div 1,3$  мкм) используется твёрдый раствор  $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ .

Особенности светодиодов на основе этих гетероструктур:

- 1) высокая интенсивность люминесценции, достигающая  $2 \div 3$  кд;
- 2) высокое значение квантового выхода  $\eta = 5,4$  %;
- 3) перекрывание спектрами люминесценции всей области видимого спектра.

Гетероструктуры создают методами эпитаксиального наращивания слоёв на кристаллических подложках. Типовая структура светодиода с планарной генерацией излучения и *нелегированным активным слоем*  $In_xGa_{1-x}N$  толщиной до  $2 \div 3$  нм показана на рис. 2.7. Активный слой InGaN имеет меньшую ширину запрещённой зоны, чем наружный слой GaN, поэтому верхний

электрод является прозрачным для рекомбинационного излучения в активном слое.

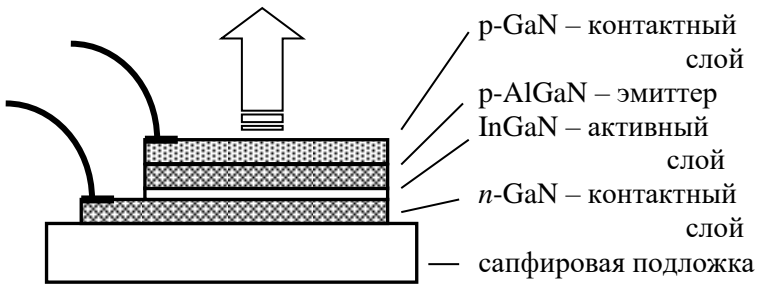


Рис. 2.7. Структура светодиода с планарной генерацией излучения и нелегированным активным слоем  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

На рис. 2.8 представлена энергетическая диаграмма гетероструктуры типа p-GaN/p-AlGaN/InGaN/n-GaN при прямом смещении  $U$ . Пунктирными стрелками показана инжекция электронов и дырок в активную область InGaN гетероструктуры. Если

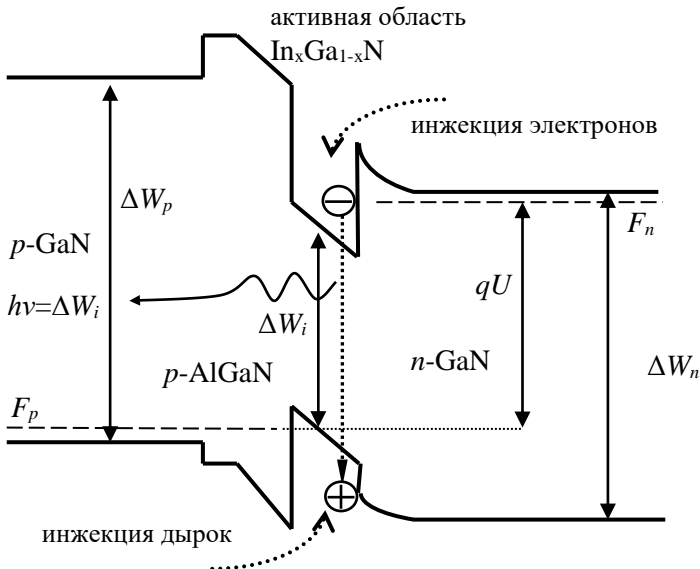


Рис. 2.8. Энергетическая диаграмма гетероструктуры типа p-GaN/p-AlGaN/InGaN/n-GaN при прямом смещении  $U$

активный слой содержит малое количество дефектов, электронно-дырочные пары рекомбинируют с излучением квантов света.

*Светодиод белого свечения* представляет собой голубой светодиод, покрытый слоем люминофора. Люминофоры – это вещества, способные преобразовывать поглощаемую ими энергию в световое излучение (люминесцировать). С гетероструктурами на основе GaN обычно используются люминофоры – смешанные с эпоксидной смолой порошки алюмоиттриевого граната  $Y_3Al_5O_{12}$  с добавкой редкоземельных элементов. Такой люминофор испускает жёлто-зелёное свечение, которое, смешиваясь с голубым излучением кристалла, даёт белый свет.

#### 2.4. Квантовый выход и яркость свечения диода

В прямозонных полупроводниках могут происходить как излучательные, так и безызлучательные рекомбинации. Соотношение между излучательными и безызлучательными рекомбинациями характеризует внутренний квантовый выход, который является важнейшим показателем светоизлучающего диода:

$$\eta_{\text{внутр}} = N_{\text{изл}} / N_{\text{инж}}, \quad (2.4)$$

где  $N_{\text{изл}}$  – число излученных фотонов, а  $N_{\text{инж}}$  – число инжектированных носителей в единицу времени.

Внутренний квантовый выход определяется в основном концентрацией центров безызлучательной рекомбинации. Поэтому в окрестности  $p$ – $n$ -перехода стремятся снизить количество дефектов кристаллической решетки и нежелательных примесей, с тем чтобы уменьшить скорость безызлучательной рекомбинации.

К числу важных параметров светодиода относится *внешний квантовый выход*

$$\eta_{\text{внеш}} = \eta_{\text{внутр}} \cdot \eta_{\text{поверх}}, \quad (2.5)$$

где  $\eta_{\text{поверх}}$  – коэффициент вывода света во внешнюю среду. На величину  $\eta_{\text{поверх}}$  оказывают влияние ряд факторов:

Поглощение света полупроводником. В светодиодах с  $p$ – $n$ -переходами имеет место высокий коэффициент поглощения, поскольку полупроводник поглощает кванты с той же длиной волны, что и испускает. Чтобы снизить поглощение, глубину залегания  $p$ – $n$ -перехода уменьшают до 1÷2 мкм.

В светодиодах с гетеропереходом свет выводится через слой эмиттера, в котором ширина запрещённой зоны больше, чем энергия кванта, испущенного в узкозонной базе.

Отражение излучения от границы раздела полупроводник–воздух. Полупроводниковые материалы имеют высокий коэффициент преломления:  $n = 3,3 \div 3,6$ . Наружу может выйти только то излучение, которое падает на поверхность раздела под углом, меньшим критического:  $\theta_{\text{крит}} = \arcsin n^{-1}$ . Для фосфида галлия GaP этот угол  $\theta_{\text{крит}} = 17,7^\circ$ . С целью увеличения критического угла кристаллы полупроводника заливают полимерными компаундами с большим показателем преломления  $n = 1,5 \div 2,0$  (рис. 2.9).

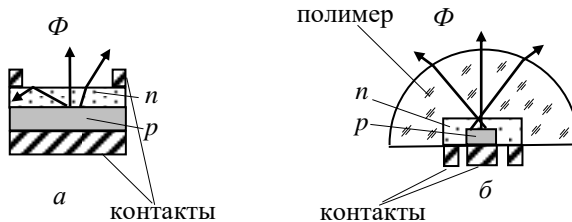


Рис. 2.9. Конструкция светодиодов: *а* – плоская планарная,  $\eta_{\text{поверх}} = 1,3\%$ ; *б* – плоская планарная с полусферическим покрытием,  $\eta_{\text{поверх}} = 37\%$

Характеристикой диода как источника света является зависимость *силы света*  $I_v$  от прямого тока (световая характеристика). Сила света  $I_v$  – излучаемый диодом световой поток, приходящийся на единицу телесного угла в направлении, перпендикулярном плоскости излучающего кристалла. Измеряется в канделах (кд).

Сила света диода пропорциональна числу актов излучательной рекомбинации в единицу времени (пропорциональна произведению квантового выхода (2.5) на полное число актов рекомбинации). На рис. 2.10 и 2.11 представлены зависимости внутреннего квантового выхода  $\eta_{\text{внутр}}$  и силы света  $I_v$  от плотности прямого тока  $j$ . При малых значениях  $j$  происходит в основном безызлучательная рекомбинация носителей на примесных центрах в области  $p$ – $n$ -перехода. Вследствие этого  $\eta_{\text{внутр}}$  при ма-



лых значениях тока невелик и резко возрастает с увеличением инжекции носителей и их межзонной рекомбинации. При дальнейшем увеличении плотности тока имеется почти линейный участок световой характеристики  $I_v(j)$ , протяжённость которого определяется изменением силы света светодиода в пределах одного – двух порядков ( $\eta_{\text{внутр}} \approx \text{const}$ ).

Светодиоды обладают высоким быстродействием. После подачи импульса прямого тока излучение нарастает за время менее  $10^{-8}$ с.

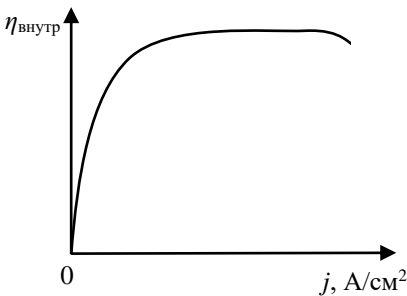


Рис. 2.10. Зависимость внутреннего квантового выхода  $\eta_{\text{внутр}}$  от плотности тока  $j$

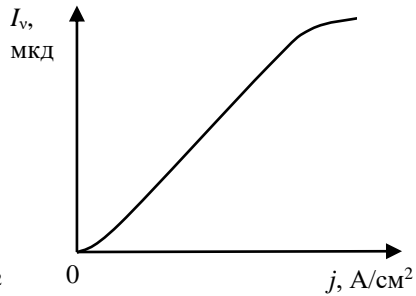


Рис. 2.11. Зависимость силы света светодиода  $I_v$  от плотности тока  $j$

## 2.5. Основные параметры светоизлучающих диодов

Основными параметрами светоизлучающих диодов являются следующие:

сила света  $I_v$  – излучаемый диодом световой поток, приходящийся на единицу телесного угла в направлении максимального излучения. Указывается при заданном значении прямого тока  $I_{\text{пр}}$ , мА и измеряется в милликанделах (мкД);

яркость  $L$  – величина, равная отношению силы света к площади светящейся поверхности (для мнемонических и много-сегментных индикаторов). Указывается при заданном значении прямого тока  $I_{\text{пр}}$ , мА и измеряется в кд/м<sup>2</sup>;

мощность излучения (для излучающих диодов ИК-диапазона). Указывается при заданном значении  $I_{\text{пр}}$ , мА и измеряется в милливаттах (мВт);

постоянное прямое напряжение  $U_{\text{пр}}$ , В – значение напряжения на светодиоде при протекании заданного прямого тока;

максимум спектрального распределения  $\lambda_{\text{max}}$ , мкм – длина волны светового излучения, соответствующая максимуму спектральной характеристики светодиода;

спектральная характеристика светодиода – зависимость интенсивности излучения от длины волны излучаемого света (представляется графически);

диаграмма направленности – зависимость силы света от угла, под которым ведется наблюдение (излучение может быть узконаправленным или рассеянным);

вольт-амперная характеристика – аналогична характеристике обычного диода;

зависимость силы света от температуры (в интервале рабочих температур  $I_v$  может меняться в  $2\div 3$  раза, с повышением температуры сила света уменьшается);

предельно допустимые режимы эксплуатации – указываются максимальные значения прямого тока  $I_{\text{пр. max}}$ , мА, обратного напряжения  $U_{\text{обр. max}}$ , В и другие параметры, при которых обеспечивается заданная надежность работы прибора.

Условное обозначение светодиода приведено на рис. 2.12.

Светодиоды в основном применяются как элементы индикации включения, готовности аппаратуры к работе, наличия напряжения питания в блоке, аварийной ситуации и других состояний.

Линейные шкалы (столбики из светодиодов) служат для отображения непрерывно изменяющейся информации – уровня звукового сигнала, уровня горючего в баке и т.д. Достоинство их – наглядность отображения информации.

Цифро-буквенные индикаторы используются в измерительной аппаратуре, устройствах автоматики и вычислительной техники. (рис. 2.12,з).

Инфракрасные излучающие диоды (ИК-диоды) применяются в оптических каналах передачи информации, датчиках систем автоматики, охранной сигнализации и т.д. Излучение ИК-диода не может быть воспринято человеческим глазом и регистрируется фотодиодом или фототранзистором.

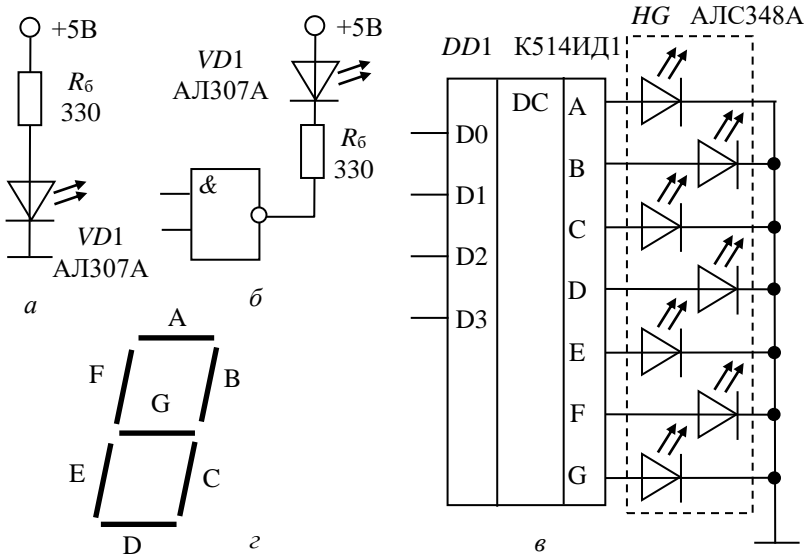


Рис. 2.12. Схемы включения светоизлучающих диодов

Ввиду нелинейности вольт-амперной характеристики (резкого возрастания прямого тока при прямом напряжении выше  $2\div 3$  В) светодиоды всегда подключают к источнику питания через балластное сопротивление (рис. 2.12, а и б), величина которого может быть найдена из соотношения

$$R_6 = (E - U_{пр}) / I_{пр}. \quad (2.6)$$

Обычно информация, предназначенная для отображения цифровым или шкальным индикатором, поступает в двоичном коде. Для преобразования ее в натуральный для шкал или 7-сегментный код используются микросхемы – дешифраторы (рис. 2.12, в). Некоторые типы дешифраторов имеют токовые выходы (создают заданную величину тока, независимо от величины падения напряжения на диоде). В этом случае светодиоды индикатора можно подключать к выходам дешифратора без балластных резисторов (рис. 2.12, в).

## 2.6. Порядок выполнения работы

Выполнение лабораторной работы Изучение оптоэлектронных приборов предполагает следующее:

1. Предварительное ознакомление с основами теории электропроводности собственных и примесных полупроводников, рекомбинации неравновесных носителей, процессов в  $p-n$ -переходе, фотопроводимости и люминесценции полупроводников; с физическими принципами работы светоизлучающих диодов.

2. Проведение испытаний светодиодов в соответствии с заданиями, содержащимися в методических указаниях или полученных у преподавателя.

3. Обработку результатов измерений.

4. Подготовку и защиту отчета по работе.

**Приборы и принадлежности:** установка для исследования вольт-амперных и световых характеристик светодиодов, люксметр Ю-116, источник постоянного тока MPS-6001 LK-1, два мультиметра В7-78/1 или аналогичные, установка для исследования диаграммы направленности светодиодов, установка для исследования спектральных характеристик светодиодов, исследуемые светодиоды.

### Задания

1. Собрать схему установки для снятия вольт-амперных и световых характеристик светодиодов согласно рис. 2.13.

2. Подготовить люксметр Ю-116 к работе:

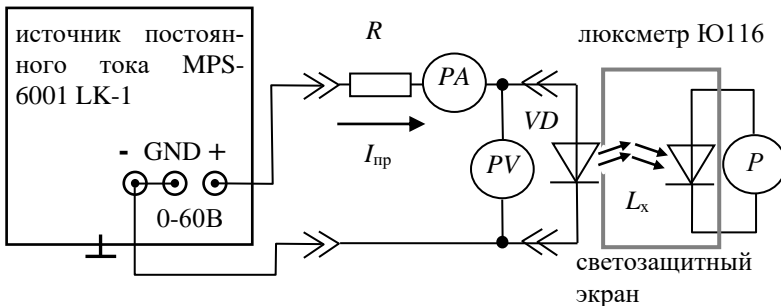


Рис. 2.13. Схема установки для снятия вольт-амперных и световых характеристик светодиодов

- фотоэлемент без светопоглощающих насадок закрыть свето-защитным экраном и подключить к измерителю люксметра;
- установить предел измерения освещённости  $E_x = 30$  лк;
- установить исследуемый светодиод в отверстие светозащитного экрана.

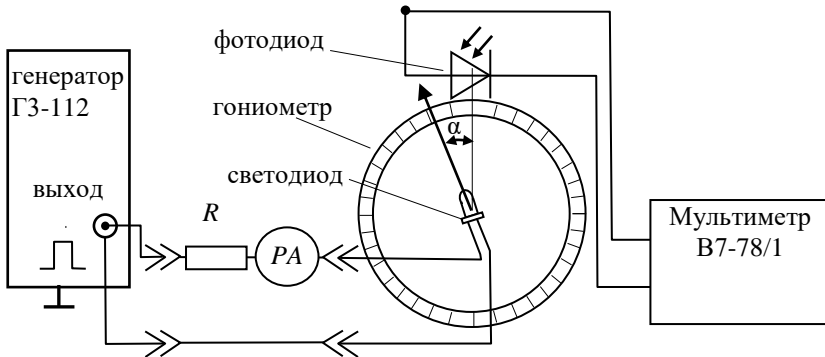


Рис. 2.14. Установка для исследования диаграммы направленности светодиода

3. По справочнику определить величину максимально допустимого постоянного прямого тока  $I_{\text{пр max}}$ . Снять вольт-амперную  $- I = I(U)$  (только прямую ветвь) и ампер-люксовую  $- L_x = L_x(I)$  характеристики светодиода в диапазоне изменения тока  $I = 0 \div I_{\text{пр max}}$ .

4. Собрать установку для исследования диаграмм направленности светодиода (рис. 2.14). Закрепить исследуемый светодиод в центре поворотного столика установки. Установить генератор в режим генерации прямоугольных импульсов с частотой 1 кГц. Атенуатор поставить в положение «0 dB» и ручкой регулировки выходного напряжения установить среднее значение прямого тока  $I_{\text{пр}} = 0,8 I_{\text{пр max}}$ . Для измерения величины фототока использовать мультиметр В7-78 в режиме измерения постоянного и пульсирующего тока (DC). Снять угловую зависимость интенсивности излучения светодиода в виде зависимости фототока фотоэлемента VD2 от угла поворота светодиода  $I_{\text{фот}} = I_{\text{фот}}(\alpha)$ .

5. Собрать установку для исследования спектральных характеристик светодиодов (рис. 2.15). Закрепить исследуемый

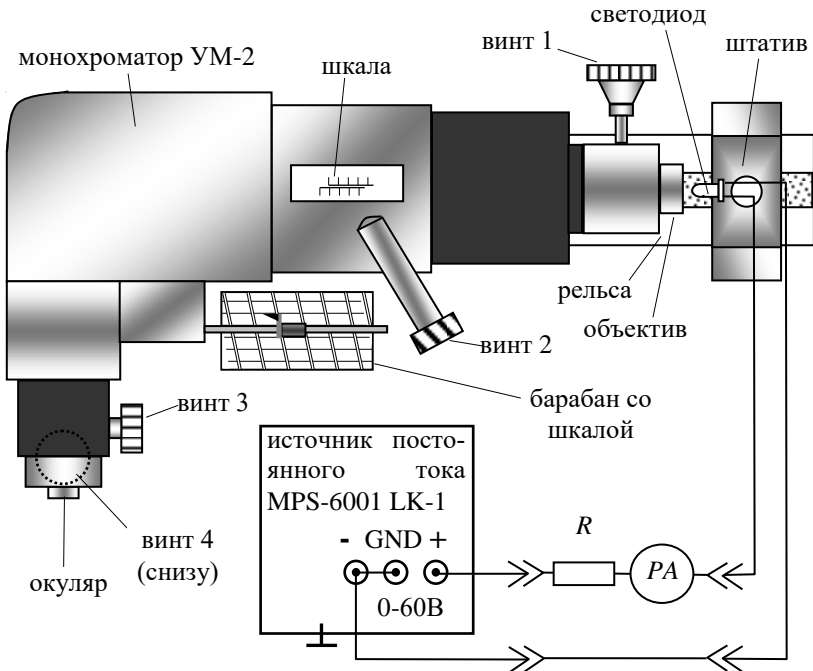


Рис. 2.15. Установка для снятия спектральных характеристик светодиодов

светодиод напротив входной щели монохроматора. Измерить длину световой волны  $\lambda_{\max}$ , соответствующей максимуму (максимумам) спектральной характеристики излучения светодиода. Градуировочный график монохроматора (градуировочная таблица) входит в комплект установки.

### **Обработка результатов измерений и подготовка отчёта**

1. Построить прямую ветвь ВАХ светодиодов  $I_{\text{пр}} = I_{\text{пр}}(U_{\text{пр}})$ . Оценить величину контактной разности потенциалов перехода  $\varphi_0$ , как показано на рис. 2.16.

2. Построить зависимость освещённости  $E$  от величины прямого тока светодиода (ампер-люксовую характеристику):  $E = E(I_{\text{пр}})$ . Найти величину светового потока, создаваемого светодиодом при  $I_{\text{пр max}}$ :

$$\Phi_{\text{lm}} = E \cdot S, \text{ лм}, \quad (2.7)$$

где  $E$ , лк – среднее значение освещённости фотоэлемента (1 люкс = 1 люмен / 1 м<sup>2</sup>),  
 $S = 26,4 \text{ см}^2$  – площадь поверхности фотоэлемента люксметра Ю-116.

3. Оценить величину мощности излучения светодиода в энергетических единицах  $\Phi_w$ . Световым потоком  $\Phi_{lm}$  (в фотометрических единицах – люменах) называют мощность светового излучения, оцениваемую по его действию на нормальный глаз (см. раздел 1.8. Приложение 2). Для монохроматического излучения, соответствующего максимуму видности  $\lambda = 0,555 \text{ мкм}$ , световой поток  $\Phi_{lm} = 683 \text{ лм}$ , если мощность излучения равна  $\Phi_w = 1 \text{ Вт}$ . Приблизительно принимая это соотношение мощности излучения и светового потока (поскольку использованный люксметр прокалиброван для белого света):

$$\Phi_w \approx \Phi_{lm} / 683, \text{ Вт}, \quad (2.8)$$

найти мощность излучения светодиода при  $I_{пр \max}$ .

4. Оценить КПД светодиода

$$\eta \approx \Phi_w / P = \Phi_w / (I_{пр \max} \cdot U_{пр \max}), \quad (2.9)$$

где  $U_{пр \max}$  – падение напряжения на светодиоде при  $I_{пр \max}$ .

5. Найти величину внешнего квантового выхода светодиода  $\eta_{внеш}$  как отношение числа излученных квантов света  $\Phi_w / h\nu = \Phi_w \lambda_{\max} / hc$  к полному числу актов рекомбинации  $I_{пр \max} / q_e$ :

$$\eta_{внеш} \approx \frac{\Phi_w \lambda_{\max} / hc}{I_{пр \max} / q_e}, \quad (2.10)$$

где  $q_e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$  – элементарный заряд,  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  – скорость света.

6. Построить диаграмму направленности светодиода (рис. 2.17) в полярных или декартовых координатах. Диаграмма направленности строится в относительных единицах. Принимая,

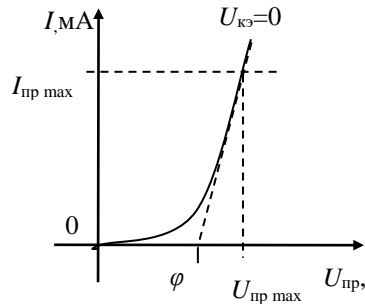


Рис. 2.16. Вольт-амперная характеристика светодиода

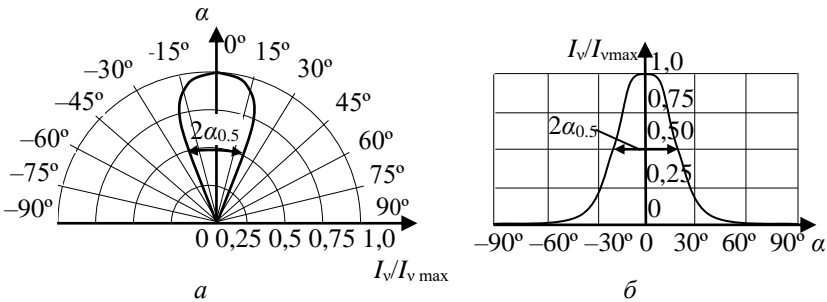


Рис. 2.17. Диаграмма направленности излучения светодиода в системе координат: *a* – полярной, *б* – декартовой

что фототок фотодиода  $I_{\text{фот}}$  в установке (рис. 2.14) пропорционален силе света  $I_v$ , получим:

$$I_v/I_{v \max} = I_{\text{фот}}/I_{\text{фот max.}}$$

Из диаграммы направленности определить угол  $\alpha_{0.5}$ , при котором сила света составляет  $1/2$  максимального значения. Полагая, что все излучение светодиода сосредоточено и равномерно распределено в пределах телесного угла  $2\alpha_{0.5}$  стерадиан, найдем силу света светодиода:

$$I_v = \Phi_{\text{lm}}/4\alpha_{0.5}, \text{ кд.}$$

Сравнить полученные значения с нормированной величиной  $I_v$  в паспорте светодиода.

7. По длине волны излучаемого света определить разность энергий двух энергетических уровней, между которыми происходит переход электронов на излучательном этапе процесса рекомбинации:

$$\Delta W_\lambda = hc/\lambda_{\text{max}}, \text{ Дж.}$$

Сравнить полученное значение  $\Delta W_\lambda$  с высотой потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода  $q\phi_0$  и шириной запрещенной зоны  $\Delta W$  полупроводникового материала светодиода.

## 2.7. Контрольные вопросы

1. Прямозонные и непрямозонные полупроводники.
2. Зонные диаграммы светодиода с гомо- и гетеропереходом в состоянии термодинамического равновесия и при прямом смещении.



3. Светодиоды. Конструкция и принцип действия.
4. Основные характеристики светодиода.
5. Области применения светодиодов.
6. Особенности включения светодиодов в электрические цепи.
7. Объяснить полученные графики.

## 2.8. Список литературы

1. *Пасынков В.В., Чиркин Л.К.* Полупроводниковые приборы. СПб., 2006. 480 с.
2. *Игумнов Д.В., Костюнина Г.П.* Основы полупроводниковой электроники. М., 2005. 392 с.
3. *Гуртов В.* Твердотельная электроника. М., 2005. 408 с.
4. *Баяков А.В., Гитцевич А.Б., Зайцев А.А. и др.* Полупроводниковые приборы. Диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы: справочник. М., 1987. 744 с.
5. Полупроводниковая электроника: учеб.-метод. пособие / сост. И.Л.Вольхин, А.С.Ажеганов; Перм. гос. нац. исслед. ун-т. Пермь, 2012. 172 с.
6. *Аксененко М.Д., Бараночников М.Л.* Приемники оптического излучения: справочник. М., 1987.
7. *Гермогенов В.П.* Материалы, структуры и приборы полупроводниковой оптоэлектроники : учеб. пособие. Томск: Изд. дом Томского гос. ун-та, 2015. 272 с.

## Работа 3. ИЗУЧЕНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМОРЕЗИСТОРОВ

### 3.1. Терморезисторы

*Термосопротивлениями* или терморезисторами называют группу приборов, основное свойство которых заключается в изменении электрического сопротивления при изменении температуры.

Промышленность изготавливает металлические и полупроводниковые терморезисторы. *Термисторы* – это полупроводниковые терморезисторы с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления (ТКС). Их ещё называют NTC-термисторы (Negative temperature coefficient).

### 3.2. Металлические терморезисторы

Металлические терморезисторы (термометры сопротивления) изготавливают из чистых металлов: платины, меди или никеля. Проволочные терморезисторы выполняются из тонкой проволоки диаметром от 0,05 до 0,10 мм. Проволоку сворачивают в спираль или наматывают на слюдяную пластинку. Терморезистор помещают в герметичный корпус из стекла, керамики или металла (рис. 3.1,*а*).

Пленочные терморезисторы изготавливаются путем напыления через трафарет тонкого слоя платины на керамическую подложку (рис. 3.1,*б*). Подложку покрывают эпоксидным или стеклянным защитным слоем.

Термометры сопротивления применяются для измерения температуры твердых тел, жидких и газообразных сред. Их

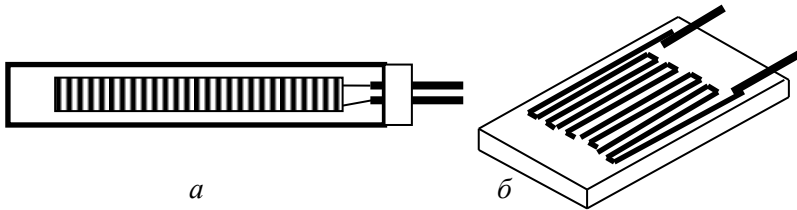


Рис. 3.1. Платиновые термометры сопротивления: *а* – проволочный; *б* – пленочный

главные преимущества – широкий диапазон температур, высокая стабильность, линейность характеристики.

Удельная электропроводность металлов определяется концентрацией  $n$  свободных электронов и их подвижностью  $\mu$ :

$$\sigma = q_e n \mu ,$$

здесь  $q_e$  – величина элементарного заряда.

Средняя скорость упорядоченного движения (дрейфа) электронов в металле пропорциональна напряжённости электрического поля:

$$\langle \vec{v}_e \rangle = \mu \vec{E} .$$

Участие в проводимости принимают практически все валентные электроны, и концентрация электронного газа  $n$  почти не зависит от температуры. Поэтому температурная зависимость проводимости металлов определяется температурной зависимостью подвижности  $\mu$  свободных электронов. В области высоких температур (выше 200 К) подвижность убывает как

$$\mu \sim 1/T ,$$

а удельное сопротивление  $\rho$  растёт линейно с температурой:

$$\rho = \rho_0 [1 + \alpha(T - T_0)] .$$

Температурный коэффициент сопротивления (ТКС)  $\alpha$  положительный и остается почти постоянным при изменении температуры в пределах рабочего диапазона.

### 3.3. Термисторы

*Термистор* – полупроводниковый резистор, электрическое сопротивление которого убывает с ростом температуры (рис. 3.2). Для термистора характерен большой отрицательный температурный коэффициент сопротивления  $\alpha$ , в десятки раз превышающий ТКС металлов.

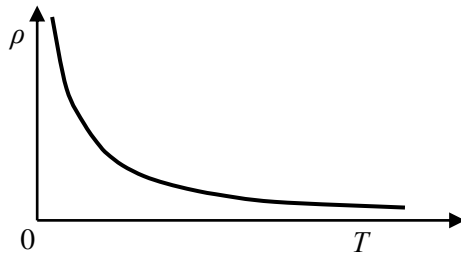


Рис. 3.2. Зависимость удельного сопротивления полупроводника от температуры

### 3.3.1. Температурная зависимость электропроводимости ковалентных полупроводников

Отрицательный ТКС термисторов, изготовленных из кристаллов ковалентных полупроводников (кремний, германий, карбид кремния, соединения типа  $A^{III}B^V$  и др.), вызван ростом концентрации носителей заряда (электронов  $n_i$  и дырок  $p_i$ ) с увеличением температуры:

$$\begin{aligned} n_i &= N_c \exp(-\Delta W/2kT), \\ p_i &= N_v \exp(-\Delta W/2kT), \end{aligned} \quad (3.1)$$

где  $\Delta W$  – ширина запрещённой зоны,  $N_c = 2(2\pi m_n^* kT/h^2)^{3/2}$  – плотность квантовых состояний у дна зоны проводимости,  $N_v = 2(2\pi m_p^* kT/h^2)^{3/2}$  – плотность квантовых состояний у верха валентной зоны,  $m_n^*$  и  $m_p^*$  – эффективные массы электронов и дырок,  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с =  $4,14 \cdot 10^{-15}$  эВ·с – постоянная Планка.

Проводимость собственного полупроводника определяется соотношением

$$\sigma = q_e n_i \mu_n + q_e p_i \mu_p = \sigma_0 \exp(-\Delta W/2kT), \quad (3.2)$$

где  $q_e$  – элементарный заряд,  $\mu_n$  – подвижность электронов,  $\mu_p$  – подвижность дырок,  $\sigma_0 = q_e(\mu_n N_c + \mu_p N_v)$  – коэффициент, слабо зависящий от температуры по сравнению с экспоненциальным множителем.

Основной характеристикой термистора является температурная зависимость его сопротивления  $R$ . Она совпадает с температурной зависимостью удельного сопротивления полупроводника  $\rho$ , из которого изготовлен термистор:

$$R \sim \rho = 1/\sigma.$$

Во всем диапазоне рабочих температур эта зависимость достаточно точно определяется соотношением

$$R = R_\infty \exp(B/T), \quad (3.3)$$

где  $R_\infty$  – коэффициент, зависящий от исходного материала и конструкции термистора,  $B$  – коэффициент температурной чувствительности, характеризующий физические свойства материала термистора:

$$B = \Delta W/2k, \quad (3.4)$$

здесь  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К =  $0,86 \cdot 10^{-4}$  эВ/К – постоянная Больцмана.

### 3.3.2. Температурная зависимость электропроводимости оксидных полупроводников

Основная часть термисторов, выпускаемых промышленностью, изготовлена из оксидных полупроводников – оксидов металлов переходной группы таблицы Д. И. Менделеева (от титана до цинка).

Электропроводность оксидных полупроводников с ионной связью отличается от электропроводности ковалентных полупроводников. В оксидных полупроводниках реализуется *перескоковый механизм проводимости*. Для металлов переходной группы характерны наличие незаполненных электронных оболочек и переменная валентность. При образовании оксида в одинаковых кристаллографических положениях оказываются ионы с разными зарядами. Электропроводность таких материалов связана с туннельными переходами электронов через потенциальные барьеры между соседними ионами. Например, из электронной оболочки иона  $\text{Cu}^{1+}$  валентный электрон может перейти в оболочку иона  $\text{Cu}^{2+}$ . При этом валентность первого иона увеличивается ( $\text{Cu}^{1+} \rightarrow \text{Cu}^{2+}$ ), а второго – уменьшается ( $\text{Cu}^{2+} \rightarrow \text{Cu}^{1+}$ ). Частота переходов возрастает с увеличением амплитуды тепловых колебаний решётки. Во внешнем электрическом поле наиболее вероятными будут переходы электронов в направлении против поля.

Подвижность носителей заряда в оксидном полупроводнике оказывается довольно низкой и экспоненциально возрастает с ростом температуры. В результате температурная зависимость сопротивления термистора из оксидного полупроводника имеет такой же характер, как и у термисторов, изготовленных из полупроводников с ковалентной связью, но она обусловлена изменением не концентрации свободных носителей заряда, а их подвижности.

### 3.3.3. Конструкция термисторов

Термисторы изготавливают из полупроводниковой керамики – смесей поликристаллических оксидов переходных металлов (CoO, MnO, CuO), например:

- 1) кобальт-марганцевые терморезисторы (КМТ и СТ1),
- 2) медно-марганцевые терморезисторы (ММТ и СТ2),
- 3) медно-кобальто-марганцевые терморезисторы (СТ3),
- 4) никель-кобальтово-марганцевые терморезисторы (СТ4).

Термисторы изготавливают в виде стержней, дисков, шайб, бусинок и тонких пластинок методом керамической технологии: прессованием из смеси порошков и спеканием при высокой температуре. Их размеры могут варьироваться в широких пределах от 10 мкм до 1÷2 см.

По конструктивному оформлению термисторы можно разделить на следующие типы:

- 1) в виде цилиндрических стержней (КМТ-1, ММТ-1, КМТ-4, ММТ-4, СТ3-6 и др.);
- 2) в виде дисков (СТ1-17, СТ3-17, СТ3-23, ТР-16 и др.);
- 3) в виде шайб (КМТ-12, ММТ-12 и др.);
- 4) в виде миниатюрных бусинок (СТ1-18, СТ1-19, ТР-2 и др.);
- 5) в виде прямоугольных пластинок (СТ3-23).

На рис. 3.3 показаны некоторые конструкции термисторов. Термисторы типов ММТ-1, КМТ-1 внешне подобны обычным резисторам. Они состоят из полупроводникового стержня, по-

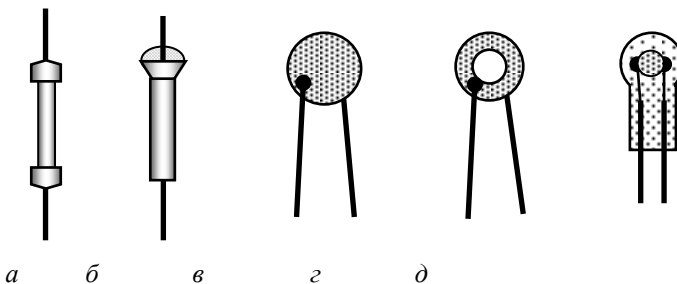


Рис. 3.3. Конструкции термисторов в виде: *а* – цилиндрических стержней; *б* – стержней в герметичном металлическом корпусе со стеклянными изоляторами; *в* – дисков; *г* – шайб; *д* – бусинок

крытого эмалевой краской, контактных колпачков с токоотводами. Термисторы типов ММТ-4 и КМТ-4 защищены металлическим корпусом и стеклянным изолятором. Термисторы ММТ-1 и КМТ-1 предназначены для работы в сухих помещениях, ММТ-4 и КМТ-4 герметизированы и работоспособны в условиях с повышенной влажностью, даже в жидкой среде.

Бусинковые термисторы типов СТ1-18, СТ3-18, СТ3-25, ТМ-54 состоят из полупроводникового шарика диаметром от 5 до 50 мкм с тонкими платиновыми электродами. На расстоянии около 2,5 мм от шарика платиновые электроды приварены к выводам из никелевой проволоки. Для защиты от внешних воздействий термистор помещен в стеклянный корпус. Толщина стекла, покрывающего полупроводниковый шарик, порядка 50 мкм. Термисторы обладают очень малой тепловой инерцией, их постоянная времени порядка 0,02 с. Они могут использоваться в различных средах при температуре от  $-70$  до  $+250^{\circ}\text{C}$ .

### 3.3.4. Основные характеристики термисторов

*Номинальное сопротивление*  $R_n$  – электрическое сопротивление термистора при температуре окружающей среды  $20^{\circ}\text{C}$ . Номинальное значение  $R_n$  указывается на корпусе термистора или в сопроводительной документации.

*Температурный коэффициент сопротивления* (ТКС) определяется как относительное изменение сопротивления термистора при изменении температуры на один градус:

$$\alpha_T = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT}, \text{ K}^{-1}. \quad (3.5)$$

*Температурная зависимость сопротивления* термистора:

$$R_T = A \cdot \exp\left(\frac{B}{T}\right), \quad (3.6)$$

где  $R_T$  – сопротивление термистора при температуре  $T$ ,  $A$  – величина, зависящая от материала и геометрических размеров термистора.

*Коэффициент температурной чувствительности*  $B$  термистора – постоянная, характеризующая свойства полупроводникового материала.

Дифференцируя выражение (3.5) с учетом (3.6), можно получить соотношение, связывающее ТКС термистора  $\alpha_T$  с постоянной  $B$ :

$$\alpha_T = \frac{1}{R} \cdot \frac{d(Ae^{B/T})}{dT} = \frac{Ae^{B/T}}{R} \cdot \frac{d(B/T)}{dT} = -\frac{B}{T^2}. \quad (3.7)$$

*Чувствительность термистора* (в качестве датчика температуры) можно оценить как величину относительного изменения его сопротивления ( $\Delta R/R$ ), делённую на величину вызвавшего это изменение приращения температуры:

$$S_T = \frac{\Delta R/R}{\Delta T}. \quad (3.8)$$

При  $\Delta T \rightarrow 0$

$$S_T = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT} = \alpha_T = -\frac{B}{T^2}.$$

Видно, что ТКС и чувствительность термистора имеют нелинейную зависимость от температуры.

*Интервал рабочих температур* – это диапазон температур, в котором термистор сохраняет свои параметры в заданных технических условиях предела в процессе эксплуатации. Например, для термисторов типа ММТ он составляет  $-60 \div +120^\circ\text{C}$ , а для типа КМТ –  $-60 \div +180^\circ\text{C}$ .

*Максимально допустимая мощность рассеяния*  $P_{\max}$  – это мощность, при которой термистор, находящийся в спокойном воздухе при температуре  $20^\circ\text{C}$ , разогревается при прохождении тока до максимально допустимой температуры.

*Коэффициент теплового рассеяния*  $H$  численно равен мощности, отводимой от термистора в окружающую среду при разности температур поверхности и окружающей среды в один градус.

*Постоянная времени  $\tau$  термистора* – это время, в течение которого превышение температуры термистора над температурой и окружающей среды  $(T-T_0)$  уменьшится в 2,71 раз (на 63 %) по отношению к начальной разности температур термистора и окружающей среды  $(T_1-T_0)$ , например, при переносе термистора из воздушной среды с  $T_1 = 100^\circ\text{C}$  в воздушную среду с  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ :



$$(T-T_0) = (T_1-T_0) \exp(-t/\tau). \quad (3.9)$$

Постоянная времени  $\tau$  характеризует тепловую инерционность термисторов. Типовые значения постоянных времени находятся в диапазоне от десятых долей секунды до нескольких минут.

*Статическая вольт-амперная характеристика термистора* – это зависимость протекающего через термистор тока от приложенного к нему напряжения при условии теплового равновесия между термистором и окружающей средой. Типичная вольт-амперная характеристика термистора представлена на рис. 3.4. Как видно из этого рисунка, она имеет нелинейный характер. На кривой вольт-амперной характеристики термистора можно выделить три основных участка: 0А, АВ и ВС.

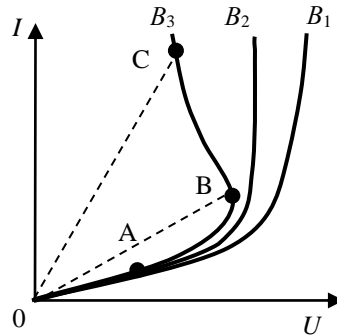


Рис. 3.4. Вольт-амперная характеристика термисторов с коэффициентами температурной чувствительности:  $B_1 < B_2 < B_3$

На начальном участке 0А вольт-амперная характеристика линейна, так как при малых токах электрическая энергия, выделяемая в термисторе, мала и почти не влияет на изменение его температуры.

При последующем увеличении напряжения (участок АВ) выделяемая энергия приводит к повышению температуры и уменьшению сопротивления. Это вызывает увеличение тока, что обуславливает дальнейшее повышение температуры термистора и уменьшение его сопротивления, таким образом, возникает положительная обратная связь по току. Следствием этого является нарушение линейности вольт-амперной характеристики (участок АВ), а затем появление участка ВС с отрицательным дифференциальным сопротивлением:

$$R_{\text{dif}} = dU/dI.$$

Статическое сопротивление термистора  $R_T$  для любой точки вольт-амперной характеристики (А, В или С) определяется как котангенс угла наклона прямой (0А, 0В или 0С), проведенной из

начала координат в эту точку:  $R_T = U_A/I_A$ ,  $R_T = U_B/I_B$ ,  $R_T = U_C/I_C$ . Из рис. 3.4 видно, что величина статического сопротивления убывает с ростом тока.

Вольт-амперная характеристика термистора изменяется при изменении температуры окружающей среды. С ростом температуры напряжение, которому соответствует начало падающего участка вольт-амперной характеристики, уменьшается. В результате при повышении температуры внешней среды вся характеристика смещается влево.

### 3.3.5. Применение термисторов

Термисторы нашли широкое применение в цепях температурной стабилизации режимов работы электронных устройств, для компенсации температурных изменений параметров электронных приборов. Они используются в приборах измерения, регулирования и стабилизации температуры, в датчиках пожарной сигнализации.

Режим работы термисторов зависит от того, на каком участке статической вольт-амперной характеристики выбрана рабочая точка. При измерении температуры используется режим с рабочей точкой на начальном (линейном) участке этой характеристики.

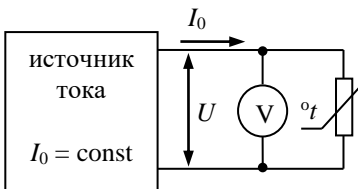


Рис. 3.5. Схема включения термистора для измерения температуры

Цепь для измерения температуры (рис. 3.5) состоит из источника тока, вольтметра и термистора. Падение напряжения на термисторе прямо пропорционально его сопротивлению:  $U_T = I_0 R_T$ , это сопротивление зависит от температуры окружающей среды.

Термисторы имеют очень высокую температурную чувствительность (3.8) по сравнению с другими типами датчиков температуры. Типовое значение ТКС для термисторов составляет  $-5\%$  на градус, в то время как для платинового термометра  $+0,4\%$  на градус.

Чувствительность схемы измерения температуры пропорциональна величине тока, проходящего через термистор

( $U_T = I_0 R_T$ ). Поэтому эту величину следует выбирать как можно большую, но так, чтобы погрешность, вносимая саморазогревом термистора, находилась в допустимых пределах. Перегрев термистора на 1 градус вызывается мощностью, равной его коэффициенту теплового рассеяния  $H$ . Допустимая величина тока для термисторов типа ММТ составляет около 10 мА, а для КМТ – 2÷5 мА.

Существенным недостатком полупроводниковых терморезисторов по сравнению с металлическими является непостоянство значений температурного коэффициента сопротивления. С ростом температуры его значение уменьшается. При массовом производстве термисторы дешевле металлических терморезисторов, но имеют больший разброс характеристик. Диапазон рабочих температур термисторов ( $-60 \div +150^\circ\text{C}$ ) существенно уже, чем у металлических термосопротивлений.

### 3.4. Порядок выполнения работы

*Цель работы:* Получить температурную зависимость сопротивления термисторов. Построить вольт-амперные характеристики термисторов.

*Приборы и принадлежности:* источники питания постоянного тока Б5-44, Б5-45, вольтметры В7-78/1 (или аналогичные), термокамера, термопара ТИП-К 0÷800 °С, исследуемые термисторы.

#### *Задания*

1. Собрать схему установки для исследования температурной зависимости сопротивления термисторов (рис. 3.6). Вольтметр В7-78/1 (мультиметр) включить в режим измерения сопротивлений.

2. Измерить сопротивление термистора при комнатной температуре  $T_{\text{ком}}$ .

3. Включить источник питания Б5-45 (переключатель напряжения в положении 49,9 В, переключатель ограничения тока в положении 499 мА). Нагреть термокамеру до  $T_1 = 100^\circ\text{C}$ . Выключить источник питания. По мере охлаждения термокамеры определить зависимость сопротивления термистора  $R_T$  от температуры. Для сокращения времени проведения опыта при

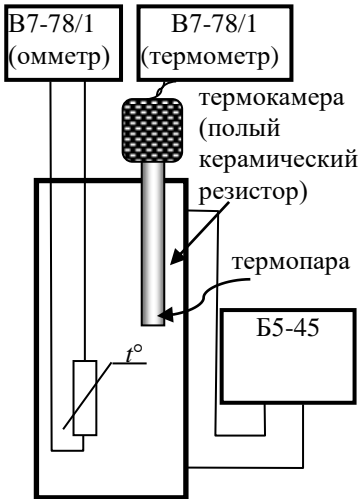


Рис. 3.6. Схема установки для исследования температурной зависимости сопротивления термисторов

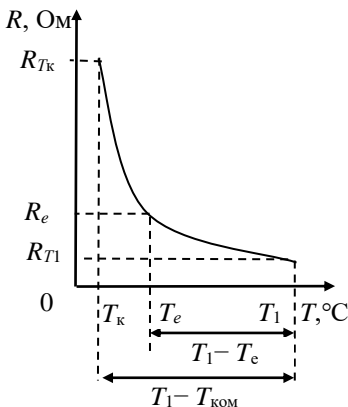


Рис. 3.7. Зависимость сопротивления термистора от температуры

температурах, близких к комнатной, можно включить вентилятор обдува термокамеры.

4. Построить график зависимости сопротивления термистора  $R_T$  от температуры. Определить температуру термистора  $T_e = T_{\text{ком}} + (1/e)(T_1 - T_{\text{ком}})$ , при которой превышение его температуры над температурой окружающей среды ( $T_e - T_{\text{ком}}$ ) уменьшится в 2,71 раз (на 63%) по отношению к начальной разности температур термистора и окружающей среды ( $T_1 - T_{\text{ком}}$ ), как показано на рис. 3.7. Начальная температура термистора  $T_1$  равна  $100^{\circ}\text{C}$ . По графику температурной зависимости сопротивления термистора (рис. 3.7) найти его сопротивление  $R_e$  при  $T_e$ .

5. Измерить постоянную времени термистора  $\tau$ . Для этого нагреть термистор до  $T_1 = 100^{\circ}\text{C}$ , извлечь его из термокамеры и определить время  $\tau$ , за которое сопротивление увеличится до значения  $R_e$ .

6. Собрать схему для измерения вольт-амперной характеристики термисторов (рис. 3.8). Измерить ВАХ термистора при комнатной температуре. При измерениях источник питания установить в режим стабилизации тока. Для этого переключатель напряжения источника питания Б5-44

должен находиться в положении 30 В. Изменять величину тока  $I$  от 1 до 20 мА следует с шагом  $\Delta I = 1 \div 2$  мА. Для установления температурного баланса после каждого изменения тока выдержать время  $\tau$  и произвести измерение напряжения и тока. Измерения прекратить, когда мощность, выделяемая в термисторе ( $P = U \cdot I$ ), достигнет  $0,8P_{\max}$ . Величину максимальной рассеиваемой мощности  $P_{\max}$  найти в справочнике или установить по маркировке термистора.

### Обработка результатов

1. По графику  $R = R(T)$ , который был построен при выполнении задания №4, определить температурный коэффициент сопротивления

$$\alpha_T = \frac{2}{R_{T_1} + R_{T_2}} \cdot \frac{\Delta R}{\Delta T}, \text{ K}^{-1}$$

при нескольких значениях температуры, как показано на рис. 3.9, и построить график температурной зависимости  $\alpha_T$ .

2. Используя формулу (3.6), рассчитать коэффициент температурной чувствительности  $B$  при нескольких значениях температуры:

измерив  $R_{T_k}$  – сопротивление термистора при комнатной температуре  $T_k$  и  $R_{T_1}$  – сопротивление при повышенной температуре  $T_1$ . Найти среднее значение  $B$  и рассчитать ширину запрещённой

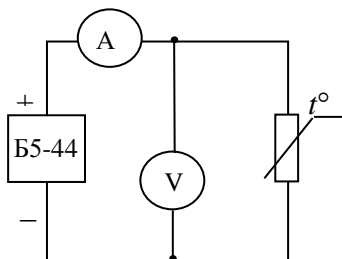


Рис. 3.8. Схема для измерения вольт-амперной характеристики терморезисторов

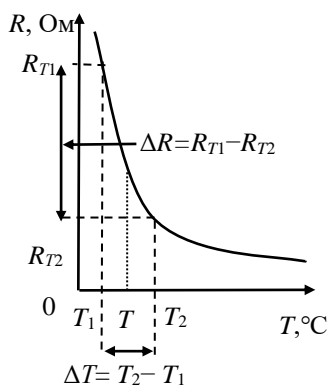


Рис. 3.9. Определение температурного коэффициента сопротивления термистора

зоны ковалентного полупроводника (или величину энергии обменной связи оксидного полупроводника):  $\Delta W = 2kV$  (см. формулу (3.4)). Постоянная Больцмана  $k = 0,86 \cdot 10^{-4}$  эВ/К.

$$V = \frac{\ln(R_{T_k}/R_{T_1})}{1/T_k - 1/T_1}, \text{ К,}$$

3. Построить график вольт-амперной характеристики термистора. Рассчитать сопротивление термистора  $R$  и мощность электрического тока  $P$ , выделяемую на нем, для каждого значения силы тока  $I$ .

Из графика  $R = R(T)$  определить температуру термистора при каждом значении  $I$ . Построить зависимость температуры термистора от рассеиваемой мощности  $T = T(P)$ . Из графика определить коэффициент теплового рассеяния термистора:

$$H = \Delta P / \Delta T.$$

### 3.5. Контрольные вопросы

1. Температурная зависимость электропроводности металлов.
2. Температурная зависимость электропроводности полупроводников.
3. Температурная зависимость сопротивления полупроводниковых терморезисторов.
4. Коэффициент температурной чувствительности и его связь с шириной запрещённой зоны.
5. Температурный коэффициент сопротивления термистора.
6. Виды вольт-амперных характеристик термисторов.
7. Коэффициент теплового рассеяния термистора.
8. Постоянная времени термистора.
9. Области применения терморезисторов.

### 3.6. Список литературы

1. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. СПб., 2006. 480 с.
2. Игумнов Д.В., Костюнина Г.П. Основы полупроводниковой электроники. М., 2005. 392 с.

3. *Гуртов В.* Твердотельная электроника. М., 2005. 408 с.
4. *Пасынков В.В., Чиркин Л.К.* Полупроводниковые приборы. М., 1987. 479 с.
5. Полупроводниковая электроника: учеб.-метод. пособие / сост. И.Л. Вольхин, А.С. Ажеганов; Перм. гос. нац. исслед. ун-т. Пермь, 2012. 172 с.

## Работа 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

### 4.1. Типы лазеров

*Лазер* – это устройство, преобразующее энергию накачки (тепловую, световую, электрическую, химическую и др.) в энергию когерентного, монохроматического, поляризованного и узконаправленного потока излучения.

Слово лазер (laser) является аббревиатурой от полного английского названия light amplification by stimulated emission of radiation, что переводится на русский как усиление света посредством вынужденного излучения. Термином свет обозначают электромагнитное излучение в ультрафиолетовой ( $0,01 \div 0,4$  мкм), видимой ( $0,4 \div 0,8$  мкм) и инфракрасной ( $0,8 \div 340$  мкм) областях спектра. В отечественной литературе наряду с термином лазер используется название *оптический квантовый генератор* (ОКГ).

Всем ОКГ присущи общие черты:

- 1) в основе работы ОКГ лежит явление индуцированного (вынужденного) излучения;
- 2) излучающая среда находится в особом неравновесном состоянии – инверсном состоянии, когда число частиц на верхнем энергетическом уровне больше, чем на нижнем;
- 3) в ОКГ имеется внутренняя положительная обратная связь в оптическом резонаторе.

#### 4.1.1. Лазеры с оптической накачкой

Необходимыми элементами любого лазера являются

- *активная среда* – рабочее вещество, в котором создается неравновесная инверсная заселённость энергетических уровней;
- *система накачки* – система в которой энергия внешнего воздействия (светового, электрического, химического и т.д.) преобразуется во внутреннюю энергию *активной среды*, создавая инверсию заселённости ее энергетических уровней;
- *оптический резонатор* – элемент, в котором происходит интенсивное взаимодействие излучения и вещества активной среды, в результате которого энергия возбужденных частиц (моле-



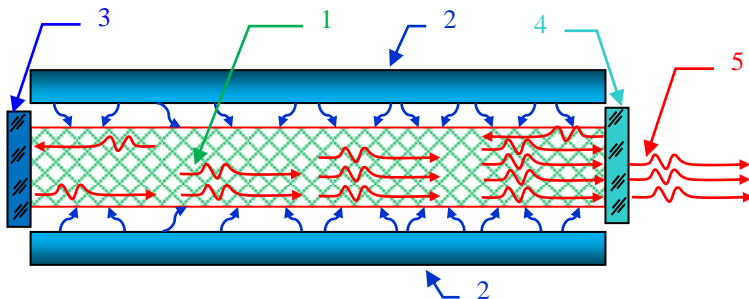


Рис. 4.1. Схема лазера: 1 – активная среда; 2 – система накачки; 3 – отражающее зеркало; 4 – полупрозрачное зеркало; 5 – когерентное излучение

кул, атомов, ионов) преобразуется в энергию когерентного светового излучения;

– устройство, обеспечивающее вывод энергии в виде узконаправленного светового луча;

– дополнительные элементы: приборы управления лучом, модуляторы и т.д.

Схема лазера с оптической накачкой приведена на рис. 4.1. В активную среду 1 из системы накачки 2 поступает энергия внешнего источника. Оптический резонатор состоит из отражающего зеркала 3 и полупрозрачного зеркала 4, которое обеспечивает вывод когерентного светового излучения 5.

Активная среда лазера может быть различной по агрегатному состоянию. По этому признаку различают твердотельные, жидкостные и газовые лазеры. Соответственно различается и устройство *активных элементов* лазеров, относящихся к разным группам. Активный элемент твердотельного лазера представляет собой стержень с кристаллической или аморфной структурой. В жидкостных лазерах – это кювета с жидкостью. В газовых лазерах он имеет вид трубки, заполненной газом или смесью газов.

#### 4.1.2. Инжекционные полупроводниковые лазеры

Схема *инжекционного полупроводникового лазера* представлена на рис. 4.2. Активной средой 1 является тонкий слой собственного полупроводника (*i*-типа). Роль системы накачки 2

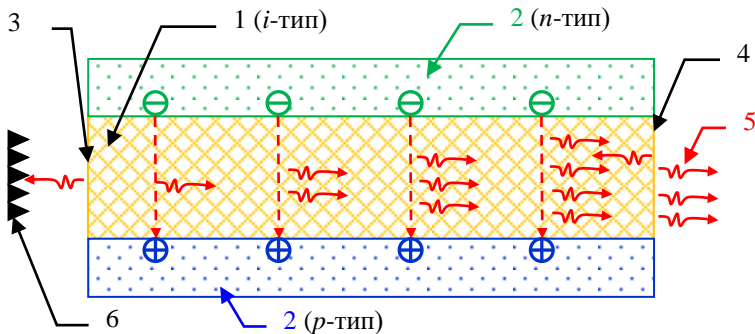


Рис. 4.2. Схема инжекционного полупроводникового лазера:  
 1 – активная среда; 2 – система накачки; 3 и 4 – грани кристалла;  
 5 – когерентное излучение; 6 – поглотитель

выполняют слои полупроводников  $n$ - и  $p$ -типов, инжектирующие в  $i$ -слой электроны и дырки. Зеркалами 3 и 4 служат грани полупроводникового кристалла. Энергия, выделяющаяся при рекомбинации электронов и дырок, преобразуется в энергию светового излучения 5, которое выводится через одну из граней 4. Излучение, вышедшее через противоположную грань 3, как правило, поглощается специальным поглотителем 6, например, зачернённой поверхностью корпуса.

#### 4.2. Физические принципы работы оптоэлектронных полупроводниковых приборов

*Люминесценция* – нетепловое свечение вещества, атомы которого приведены в возбужденное состояние. В светодиодах люминесценция возникает в результате спонтанных излучательных переходов электронов с уровней энергии дна зоны проводимости на уровни энергии верха валентной зоны. Излучение является некогерентным и ненаправленным.

*Суперлюминесценция* – люминесценция веществ с инверсной заселённостью энергетических уровней, вызванная усилением спонтанного излучения за счёт вынужденного испускания. Это явление наблюдается в суперлюминесцентных диодах и инжекционных лазерах. Излучение лазеров является когерентным и направленным. В суперлюминесцентных диодах в отличие от лазеров нет оптического резонатора, поэтому спектр из-

лучения у них более широкий, чем у лазера, но более узкий по сравнению со светодиодным.

#### 4.2.1. Взаимодействие излучения с атомами активной среды инжекционного лазера

Активной средой в инжекционном лазере является тонкий слой собственного полупроводника  $i$ -типа. На рис. 4.3 изображены энергетические уровни дна зоны проводимости  $W_c$  и верха валентной зоны  $W_v$ .

Электрон может самопроизвольно (спонтанно) перейти с уровня зоны проводимости в более низкое энергетическое состояние, на уровень валентной зоны (рекомбинировать с дыркой, рис. 4.3,*а*), испустив при этом квант света (фотон):

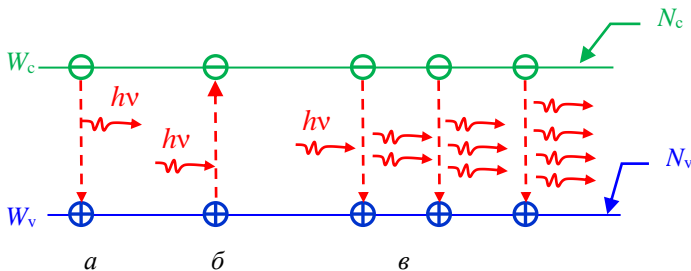


Рис. 4.3. Процессы в активной среде инжекционного лазера: *а* – спонтанное излучение; *б* – поглощение; *в* – стимулированное излучение

$$h\nu \geq W_c - W_v.$$

Спонтанные переходы являются случайными и не зависят от внешнего электромагнитного поля. Излученные фотоны имеют случайную частоту (в пределах полосы спектра испускания), фазу, поляризацию и направление распространения. Спонтанное излучение некогерентное. Такое излучение создают все естественные источники света: солнце, лампы накаливания и т.д.

Другим оптическим процессом является поглощение кванта света, сопровождающееся переходом электрона с уровня  $W_v$  на уровень  $W_c$  (рис. 4.3,*б*).

В основе работы лазеров лежит явление *индуцированного излучения*. Фотон с  $\nu \geq (W_c - W_v)/h$  может инициировать процесс рекомбинации электрона и дырки. Испускаемый фотон идентичен инициирующему фотону (они имеют одинаковые частоту, фазу, поляризацию и направление распространения).

При распространении световой волны вдоль активной среды интенсивность индуцированного излучения экспоненциально возрастает:  $I = I_0 \exp(\alpha x)$ . Коэффициент  $\alpha$  называют коэффициентом усиления активной среды. В реальной активной среде происходит также обратный процесс – снижение интенсивности излучения в результате поглощения, а также при рассеянии на неоднородностях, примесях, которые переводят энергию излучения в тепло. Эти потери учтены в коэффициенте  $\beta$ . Тогда интенсивность когерентного излучения в среде определяется как:

$$I = I_0 \exp[(\alpha - \beta)x]. \quad (4.1)$$

Если  $\alpha > \beta$ , то интенсивность световой волны растет при прохождении через активную среду. На рис. 4.4 показано экспоненциальное увеличение амплитуды падающей световой (затравочной) волны при прохождении через активную среду:

$$E = E_0 \exp(\alpha' x),$$

где  $\alpha' = \frac{\alpha - \beta}{2}$ . Цифра 2 в знаменателе возникла потому, что интенсивность световой волны пропорциональна квадрату её амплитуды:  $I \sim E^2$ .

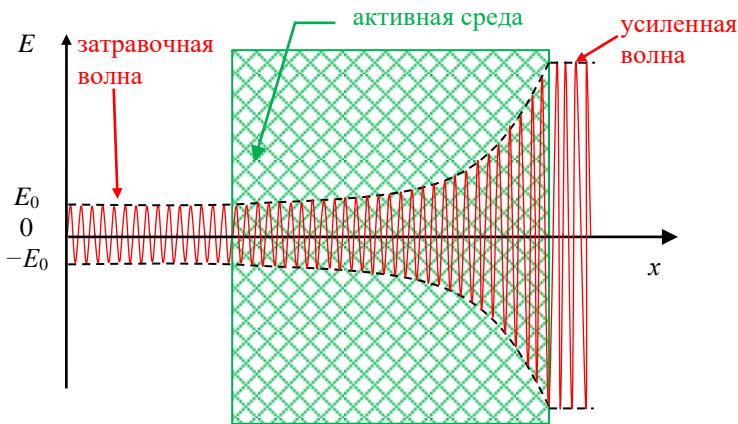


Рис. 4.4. Усиление амплитуды световой волны в активной среде

#### 4.2.2. Прямые и не прямые межзонные переходы

В кристалле полупроводника электроны движутся в поле периодического электрического потенциала кристаллической решётки. Допустим, в некотором направлении  $x$  атомы, а следовательно, и периодический потенциал, повторяются с частотой, соответствующей периоду решётки  $a$ . Электрон, движущийся в направлении  $x$ , может иметь различные значения волнового вектора  $k_x$  и импульса  $p_x = \hbar k_x$ , за исключением

$$\begin{aligned} k_x &= \pm(\pi/a)n, \\ p_x &= \pm(\hbar\pi/a)n, \end{aligned} \quad (4.2)$$

где  $n = 1, 2, 3 \dots$ , при которых длина волны де Бройля ( $\lambda = 2\pi/k$ ) оказывается кратной периоду решётки ( $n\lambda = 2a$ ). Это значит, что величины энергии, соответствующие значениям  $k_x = \pm(\pi/a)n$ , являются запрещёнными. Зона проводимости разделяется на ряд зон (*зон Бриллюэна*) разрешённых значений энергии.

В обычных условиях зона проводимости является частично заполненной зоной, в которой электроны занимают уровни, расположенные вблизи дна зоны. Эти уровни будут соответствовать самым нижним уровням *первой зоны Бриллюэна* ( $|k_x| \ll \pm\pi/a$ ). В этой области при малых значениях импульса электрона энергия электрона  $W$  описывается зависимостью, аналогичной зависимости  $W(p)$  свободного электрона:

$$W = \frac{p_x^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}. \quad (4.3)$$

Кривая зависимости энергии электрона от волнового вектора  $W(k)$  показана на рис. 4.5. Аналогично может быть построена кривая зависимости энергии электрона от волнового вектора в валентной зоне. Как и в предыдущем случае, интерес представляют уровни первой зоны Бриллюэна вблизи верха валентной зоны. Именно здесь находятся свободные уровни, которые интерпретируются как дырки (рис. 4.5).

Из рис. 4.5 можно видеть, что запрещённая зона полупроводника представляет собой зазор между экстремумами двух параболических кривых первых зон Бриллюэна.

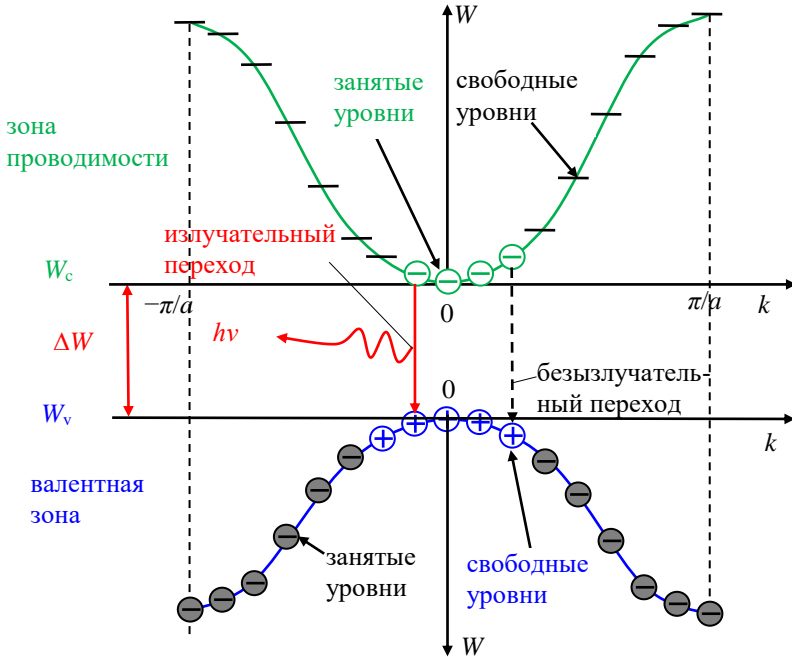


Рис. 4.5. Зависимость энергии электрона от волнового вектора в прямозонном полупроводнике

Мы рассмотрели одномерную задачу. В реальном трехмерном кристалле электрон может двигаться в произвольном направлении, при этом картина зон Бриллюэна получается более сложной. Картина усложняется и за счёт того, что в разных кристаллах зоны проводимости и валентная образуются расщеплением различных уровней электронных оболочек атомов. Сложная зависимость энергии от импульса приводит к тому, что положение экстремума (минимума или максимума) функции  $W(k)$  может быть сдвинуто относительно нулевого значения  $k$ . Кроме того, оказывается возможным наличие нескольких экстремумов в зоне Бриллюэна, причем минимум, смещённый относительно  $k = 0$ , может быть более глубоким, т.е. соответствующим меньшему значению энергии по сравнению с минимумом, находящимся в точке  $k = 0$  (рис. 4.6).

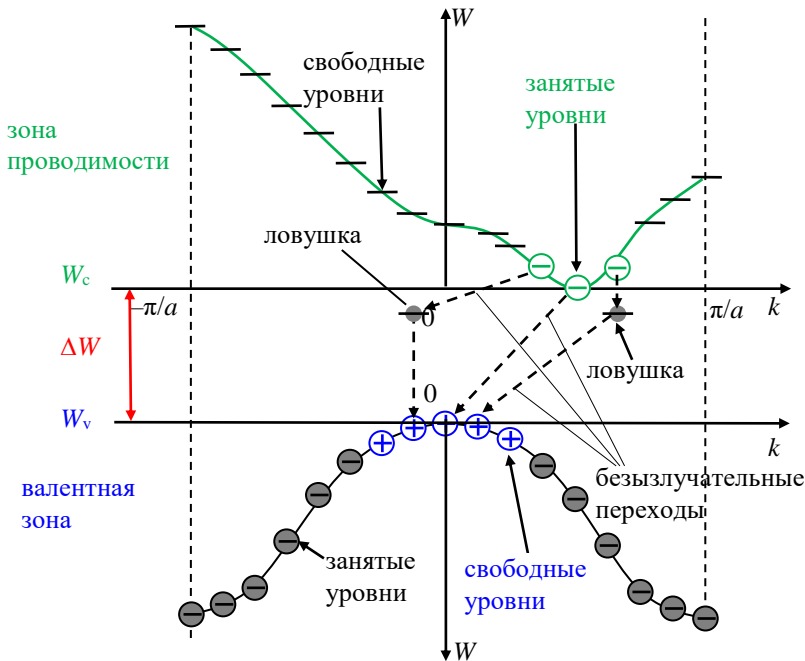


Рис. 4.6. Зависимость энергии электрона от волнового вектора в непрямозонном полупроводнике

Различают *прямые* и *непрямые переходы* электронов из зоны в зону. *Прямые переходы* (прямая межзонная рекомбинация) совершаются практически без изменения импульса электрона и могут сопровождаться выделением фотона (рис. 4.5). Прямые переходы возможны в *прямозонных полупроводниках*, когда экстремумы расположены один над другим (в точке  $p = 0$ ). Строго говоря, прямой переход сопровождается отдачей импульса фотона ( $p = h\nu/c$ ). Однако этот импульс настолько мал, что считают, что переход электрона из зоны в зону происходит без изменения импульса. Следовательно, при прямом переходе изменяется лишь потенциальная энергия электрона. Кинетическая энергия электрона (3) остается постоянной.

В *непрямозонных полупроводниках* (рис. 4.6) переход электрона из зоны в зону происходит с изменением импульса в результате взаимодействия электрона с решёткой. Непрямой пере-

ход всегда заканчивается выделением энергии в виде *фононов* (элементарных квантов тепловых колебаний кристаллической решётки). Импульс фонона определяется относительным положением минимумов первых зон Бриллюэна в зоне проводимости и в валентной зоне. Рекомбинация без излучения фотона называется *безызлучательной рекомбинацией*. В непрямозонных полупроводниках возможны также переходы с предварительным захватом электрона рекомбинационной ловушкой. Рекомбинационные ловушки служат своеобразным посредником, получающим от электрона и передающим решетке импульс фонона (рис. 4.4).

Кремний и германий являются непрямозонными полупроводниками. Для них характерны не прямые переходы и безызлучательная рекомбинация на примесных центрах. Поэтому эти материалы в светодиодах и лазерах не используются.

### **4.3. Инжекционные оптоэлектронные приборы**

Современные инжекционные оптоэлектронные полупроводниковые приборы создают на основе многослойных *гетероструктур*, в которых между *широкозонными* полупроводниками *p*- и *n*-типа имеется тонкий слой *узкозонного* собственного полупроводника. Эта область является активной средой – потенциальной ямой, в которой накапливаются электроны и дырки при прямом смещении *p-i-n*-перехода. При высоком уровне инжекции концентрация свободных носителей заряда в *i*-слое становится на несколько порядков (четыре и более) выше равновесной и происходит интенсивная рекомбинация электронов и дырок. При правильно выбранных материалах гетероструктуры рекомбинация происходит с излучением кванта света. Это явление используется для создания полупроводниковых инжекционных люминесцентных диодов (светодиодов), суперлюминесцентных диодов и лазеров.

#### **4.3.1. Прямозонные полупроводники инжекционных светодиодов и лазеров**

В настоящее время для изготовления светоизлучающих диодов и лазеров используются кристаллы соединений типов  $A_{III}B_V$  (элементов III и V групп таблицы Менделеева):



- арсенид галлия GaAs,  $\Delta W = 1,42$  эВ, максимум излучения лежит в инфракрасной области спектра  $\lambda = 0,89$  мкм;
- фосфид галлия GaP,  $\Delta W = 2,27$  эВ, максимум излучения в зелёной области спектра  $\lambda = 0,55$  мкм;
- нитрид галлия GaN, имеет наибольшую ширину запрещённой зоны:  $\Delta W = 3,4$  эВ, что позволяет получать излучение в синей области вплоть до фиолетового.

Тройные соединения GaAs<sub>x-1</sub>P<sub>x</sub> и GaAs<sub>x-1</sub>Al<sub>x</sub>, где  $x$  – концентрация фосфора или алюминия, используют, в основном, для получения диодов красного цвета свечения. Кроме того, находят применение и другие широкозонные полупроводники, например:

- карбид кремния SiC (A<sub>IV</sub>B<sub>IV</sub>), свечение в диапазоне  $\lambda = 0,56 \div 0,63$  мкм;
- сульфид цинка ZnS (A<sub>II</sub>B<sub>VI</sub>),  $\Delta W = 3,74$  эВ, максимум спектрального распределения излучения на длине волны  $\lambda = 0,38$  мкм (фиолетовая часть спектра).

Основными легирующими примесями в светодиодах на основе соединений A<sub>III</sub>B<sub>V</sub> являются

- элементы II группы Zn и Mg – акцепторы;
- элемент V группы N – изоэлектронная примесь;
- элементы VI группы S, Se, Te – доноры;
- комплексы Zn-O, Cd-O, которые играют роль глубоких ловушек для электронов.

В прямозонных полупроводниках могут происходить как излучательные, так и безызлучательные рекомбинации. Соотношение излучательных и безызлучательных рекомбинаций характеризует внутренний квантовый выход, который является важнейшим показателем светоизлучающего диода:

$$\eta_{\text{внут}} = \frac{N_{\text{изл}}}{N_{\text{инж}}}, \quad (4.4)$$

где  $N_{\text{изл}}$  – число излученных фотонов, а  $N_{\text{инж}}$  – число инжектированных носителей в единицу времени.

Внутренний квантовый выход определяется соотношением концентраций и сечений захвата центров излучательной и безызлучательной рекомбинации. Поэтому в окрестности  $p$ - $n$ -перехода стремятся снизить количество дефектов кристалличе-

ской решётки и нежелательных примесей с целью уменьшения скорости безызлучательной рекомбинации.

В видимой области спектра внутренний квантовый выход  $\eta_{\text{внут}}$  у диодов с гомопереходом составляет единицы процентов. Поэтому в современных инжекционных светодиодах и лазерах используют гетероструктуры, в которых квантовый выход излучения значительно больше.

### 4.3.2. Инжекционный светодиод на основе многослойных гетероструктур

Современные светодиоды (CD, англ. light-emitting diode, LED) изготавливают в виде многослойных гетероструктур. Зонная диаграмма прямосмещенной гетероструктуры AlGaIn-InGaIn-GaN изображена на рис. 4.7.

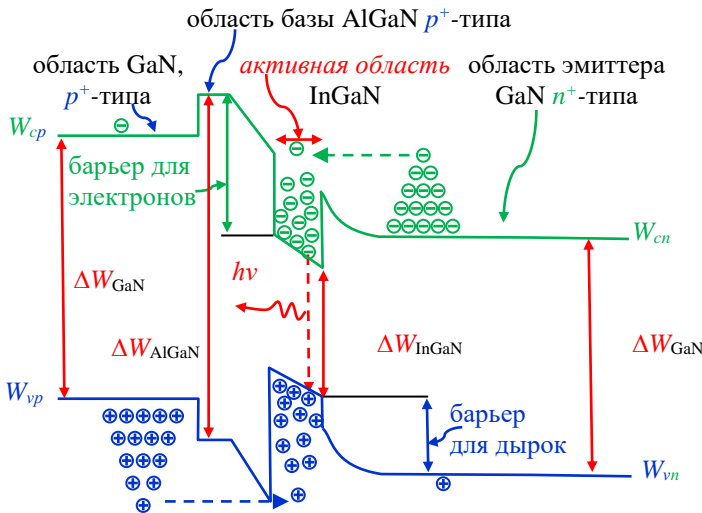


Рис. 4.7. Зонная диаграмма прямосмещенной гетероструктуры AlGaIn-InGaIn-GaN

Область эмиттера  $n^+$ -типа изготовлена на основе монокристалла нитрида галлия (GaN) с шириной запрещенной зоны  $\Delta W_{\text{GaIn}} = 3,4$  эВ. В монокристалл GaN введены примесные атомы Si (IV группа), замещающие атомы Ga (III группа), что обеспе-

чивает высокую концентрацию электронов в зоне проводимости:  $n_n = 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Активная область представляет собой тонкий слой ( $2 \div 3 \text{ нм}$ ) тройного соединения  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ . При значениях параметра  $x = 0,2 \div 0,4$  ширина запрещённой зоны  $\Delta W_{\text{InGaN}} = 2,8 \div 2,4 \text{ эВ}$ . Примеси в активную область не вводятся. Область высоколегированной базы  $p^+$ -типа изготовлена на основе тройного соединения  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$  с добавлением примеси магния (II группа). Ширина запрещённой зоны зависит от соотношения Al и Ga. Для  $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$  ширина  $\Delta W_{\text{AlGaN}} \approx 4 \text{ эВ}$ . На легированную магнием  $p^+$ -область GaN наносится металлический контакт никель – золото. Второй металлический контакт, титан – алюминий, наносится на нижний слой GaN  $n^+$ -типа, как показано на рис. 4.8.

При прямом смещении гетероструктуры электроны из эмиттера и дырки из базы диффундируют в активную область и скапливаются в потенциальных ямах у дна зоны проводимости и верха валентной зоны соответственно. Барьеры для электронов и дырок, показанные на рис. 4.7, препятствуют их дальнейшему перемещению. Активная область тонкая, примесей, которые могут быть центрами безызлучательной рекомбинации, в ней мало, а концентрация неравновесных носителей в потенциальных ямах велика. Это создает хорошие условия для прямого межзонного перехода электронов с уровня энергии дна зоны проводимости

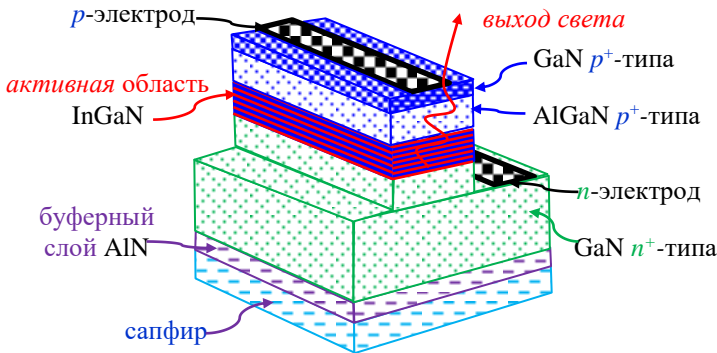


Рис. 4.8. Схема инжекционного светодиода на основе гетероструктуры AlGaN-InGaN-GaN

мости на уровень верха валентной зоны с испусканием квантов света.

Изменяя концентрацию индия и галлия в трехкомпонентной смеси  $\text{InGaN}$ , можно изменять ширину запрещенной зоны в  $i$ -слое  $\Delta W_{\text{InGaN}}$  и длину волны светового излучения от 450 до 580 нм, что перекрывает видимый спектр от голубого до желтого света. Гетеропереходы на основе соединения  $\text{AlInGaP-GaP}$  перекрывают длинноволновую часть видимого спектра от 580 до 700 нм, а на основе  $\text{AlGaAs-GaAs}$  – ближнюю инфракрасную область от 700 до 900 нм.

Для повышения внешнего квантового выхода оптическое излучение выводят вверх через широкозонные полупроводники ( $\Delta W_{\text{GaN}} = 3,4$  эВ и  $\Delta W_{\text{AlGaN}} \approx 4$  эВ), прозрачные для квантов света с энергией  $h\nu = \Delta W_{\text{InGaN}} = 2,8 \div 2,4$  эВ. Верхний электрод делают кольцевым, а нижний сплошной электрод выполняет функцию зеркала. Для формирования диаграммы направленности излучения и уменьшения внутреннего отражения в кристалле изготавливают пластмассовую линзу с параболической поверхностью, как показано на рис. 4.9.

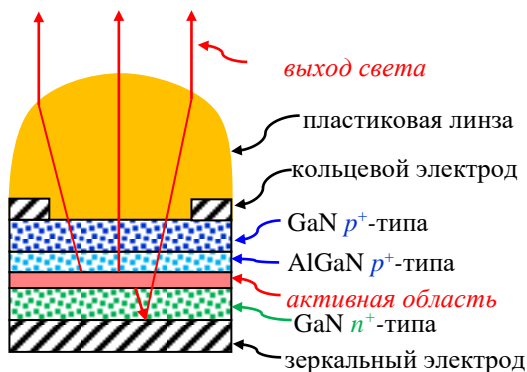


Рис. 4.9. Схема инжекционного светодиода с пластмассовой линзой

### 4.3.3. Инжекционный лазер на основе многослойных гетероструктур

Современные инжекционные лазеры изготавливают на основе многослойных гетероструктур, аналогичных структурам светодиодов. Как и в любом генераторе, для работы лазера необходимо выполнить два условия: условие баланса амплитуд и условие баланса фаз. Энергия, поступающая от источника питания в активную среду оптического резонатора, равна энергии лазерного излучения плюс энергии потерь в самом резонаторе. Условие баланса фаз обеспечивается подбором длины оптического резонатора  $l$  таким образом, чтобы на частоте генерации внутри него возникала стоячая волна:

$$l = \frac{\lambda_p}{2} q, \quad (4.5)$$

где  $\lambda_p = \lambda_0/n$  – длина волны лазерного излучения в резонаторе,  $q = 1, 2, 3, \dots$  – число полуволин излучения, укладывающихся на длине резонатора.

На рис. 4.10 показано распределение напряжённостей электрического поля в активной среде оптического резонатора  $E_p$  (стоячая волна) и воздухе  $E_v$  (бегущая волна). Также указаны коэффициенты отражения зеркал: глухого ( $R_1 \approx 1$ ) и полупрозрачного ( $R_2 < 1$ ). Напряжённость электрического поля прошедшей волны

$$E_v = (1 - R_2) E_p. \quad (4.6)$$

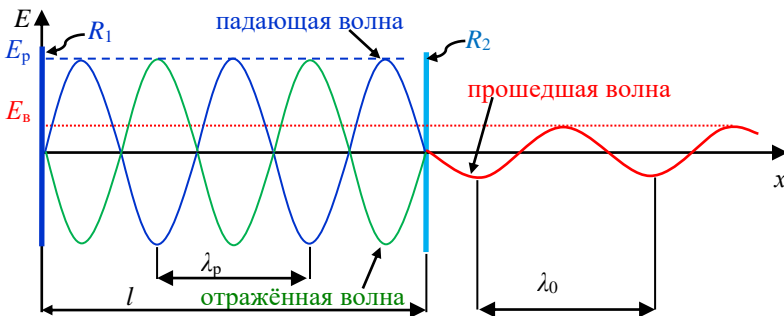


Рис. 4.10. Распределение напряжённостей электрического поля  $E$

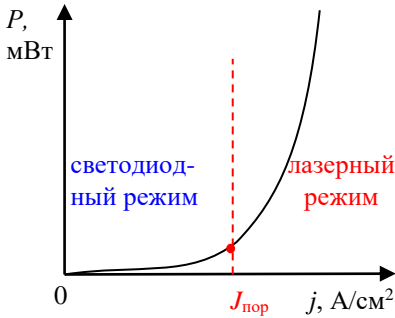


Рис. 4.11. Зависимость мощности излучения  $P$  от плотности тока  $j$

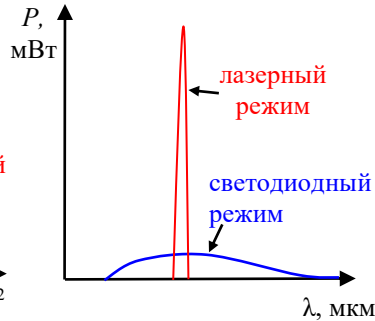


Рис. 4.12. Изменение спектра при переходе из светодиодного в лазерный режим излучения

На рис. 4.11 и 4.12 показано изменение мощности и спектра излучения при переходе из светодиодного в лазерный режим при увеличении плотности инжекционного тока  $j$ . Из рисунков видно, что при плотности тока выше пороговой  $j_{\text{пор}}$  мощность излучения резко возрастает, а спектр излучения сужается.

На рис. 4.13 приведена структура инжекционного лазерного диода на основе гетероперехода GaAs–AlGaAs. Для обеспечения теплового режима его размещают на радиаторе. Многослойная гетероструктура изготовлена на основе монокристалла GaAs  $p$ -типа. Узкозонный активный слой GaAs толщиной  $1\div 3$  мкм, заключен между двумя широкозонными областями:  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$   $p$ -типа и  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$   $n$ -типа. Для создания хорошего контакта наращивается высоколегированный слой GaAs  $n^+$ -типа, на кото-

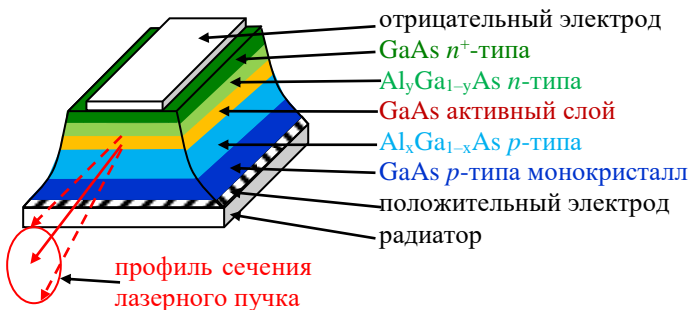


Рис. 4.13. Структура инжекционного лазерного диода

рый напыляется отрицательный электрод. Зеркалами резонатора являются грани самого полупроводникового кристалла, получаемые обычно скалыванием его краев перпендикулярно к плоскости активного слоя. Вынужденное излучение в активном слое генерируется параллельно  $p-n$ -переходу вдоль длинной стороны кристалла. Для предотвращения возникновения паразитного лазерного излучения в поперечном направлении боковые части кристалла стравливают под некоторым углом. Типичные размеры лазерного кристалла: длина от 100 до 500 мкм, ширина от 200 до 400 мкм, высота от 80 до 100 мкм. Толщина активного слоя на два порядка меньше его ширины и соизмерима с длиной волны лазерного излучения, поэтому за счёт явления дифракции при выходе излучения из активного слоя профиль сечения лазерного пучка получается эллиптическим, как показано на рис. 4.13.

Инжекционные лазеры отличаются от других типов лазеров высоким КПД (до 80% в инфракрасной области спектра), простотой возбуждения, малыми размерами, низким напряжением источника питания. Перестройка лазера по частоте возможна в небольших пределах за счёт изменения плотности тока накачки и длины объёмного резонатора  $l$  при нагревании. Фотографии лазерных модулей приведены на рис. 4.14, *а* и *б*.

Лазерные модули, используемые в волоконной оптике, обычно включают в себя излучатель, термистор, элемент Пельтье, фотодиод, коллимирующую линзу и оптический изолятор. Для стабилизации частоты лазерного излучения температура ге-

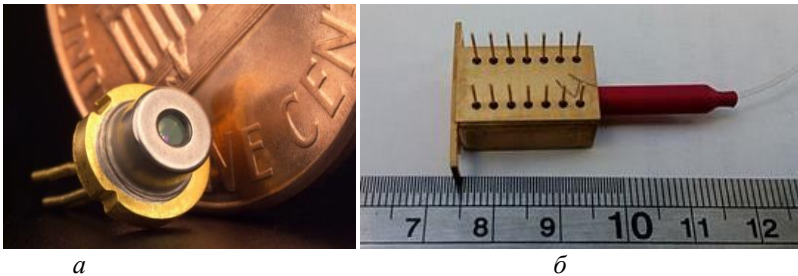


Рис. 4.14. Лазерный диод: *а* – с открытым выходом; *б* – с оптоволоконным выходом

тероструктуры в процессе работы должна поддерживаться постоянной. Для этого используют внешний контроллер, датчиком температуры которого является термистор, а выходной ток, протекающий через элемент Пельтье, поддерживает постоянную температуру гетероструктуры. Коллимирующая линза служит для ввода лазерного пучка в оптическое волокно, а оптический изолятор защищает лазер от повреждения паразитным отраженным сигналом.

#### 4.3.4. Основные характеристики лазерного излучения

По структуре пучка излучения лазеры делятся на одномодовые и многомодовые. Лазером излучается плоская электромагнитная волна типа TEM (TEM-wave; transverse electromagnetic wave) или близкая к ней. Внутри оптического резонатора волны можно считать поперечными TEM<sub>mnpq</sub>, здесь индексы  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ ,  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$  – горизонтальный и вертикальный индексы поперечной моды ( $m$  – число полуволн, укладываемых по ширине и  $n$  – число полуволн, укладываемых по толщине активной области),  $q = 1, 2, 3, \dots$ , – индекс продольной моды (см. рис. 4.10). В одномодовом режиме генерации  $m = n = 0$ . Индекс  $q$  равняется числу полуволн  $\lambda_q/2$ , уложившихся вдоль оси оптического резонатора  $l$ :

$$q = \frac{l}{\lambda_q/2}.$$

Следует отметить, что вдоль реальных оптических резонаторов укладываются сотни – тысячи длин полуволн ( $q \sim 10^3$ ).

Излучение инжекционного лазера в общем случае является многомодовым. Спектр излучения состоит из большого числа продольных мод:

$$f_q = \frac{c/n}{\lambda_q} = \frac{cq}{2ln},$$

находящихся в пределах ширины спектра излучения лазерного диода (рис. 4.15). Наибольшую интенсивность имеет мода с максимальным коэффициентом усиления, находящаяся в центре спектра излучения диода.



Малая ширина лазерной линии  $\Delta f$  (на уровне половинной мощности) определяет *монохроматичность* лазерного излучения.

Одной из основных характеристик лазерного излучения является его *когерентность*. Различают временную и пространственную когерентность.

Время когерентности  $\tau_{\text{ког}}$  определяется шириной полосы лазерного излучения  $\Delta f$ :

$$\tau_{\text{ког}} = \frac{1}{\Delta f}. \quad (4.7)$$

Длина продольной когерентности  $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$  – это максимальная разность хода интерферирующих лучей, при которой еще наблюдается их интерференция. Таким образом, чем уже спектр излучения, тем больше время и длина когерентности.

Максимальное расстояние между точками лазерного пучка, излучение в которых будет интерферировать, называется *длиной поперечной когерентности* (пространственной когерентности). Для многих лазеров длина поперечной когерентности равна диаметру пучка лазерного излучения.

При работе лазера в одномодовом режиме можно сфокусировать излучение в пятно малых размеров. На рис. 4.16 показана диаграмма направленности излучения инжекционного лазерного диода, структура которого изображена на рис. 4.13. Угловая ширина луча на уровне половинной мощности в горизонтальной плоскости составляет  $\Delta\psi$ , а в вертикальной –  $\Delta\varphi$ . Таким образом, пучок имеет эллиптическое сечение (рис. 4.16,в). Типичная величина  $\Delta\psi \sim 1$  градус,  $\Delta\varphi \sim 10$  градусов. Расходимость излучения является существенным недостатком инжекционных лазеров, для её уменьшения используют оптические линзы.

Инжекционные лазеры, изображенные на рис. 4.13, генерируют излучение с вертикальной поляризацией.

Коэффициент полезного действия (КПД) лазера

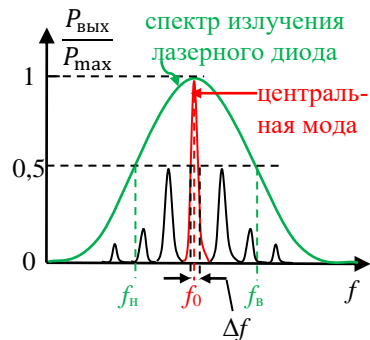


Рис. 4.15. Режим генерации продольных мод лазерного диода

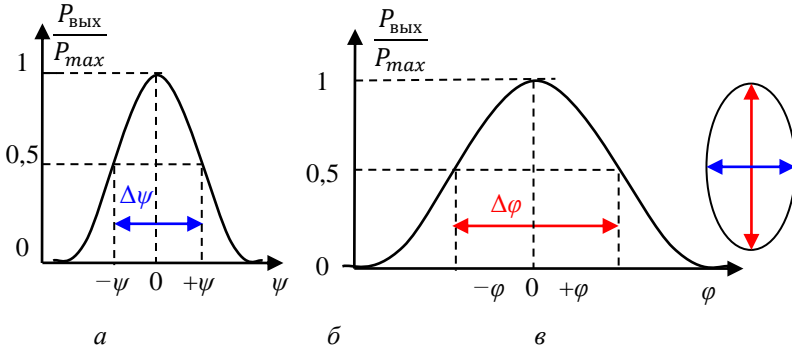


Рис. 4.16. Диаграмма направленности излучения лазерного диода в плоскости: *а* – горизонтальной; *б* – вертикальной, *в* – поперечное сечение пучка излучения

$$\eta = \frac{P_{\text{изл}}}{P_{\text{нак}}} \cdot 100\%, \quad (4.8)$$

где  $P_{\text{изл}}$  и  $P_{\text{нак}}$  – мощности лазерного излучения и накачки соответственно. КПД инжекционных лазеров может достигать 80% в инфракрасном диапазоне.

#### 4.4. Основные характеристики лазерного модуля

Твердотельный полупроводниковый инжекционной лазер размещён в металлическом корпусе, снабженном двумя выводами (рис. 4.17). Провод с красной изоляцией подключают к плюсу источника питания, а синий – к минусу. Лазерное излучение выходит через защитное стекло в торце корпуса. Излучаемая оптическая мощность составляет 5 мВт, на длине волны 650 нм, при напряжении питания 5 В. В лазерном модуле имеется токоограничивающий резистор, поэтому лазерный модуль можно подключить к источнику питания напрямую.

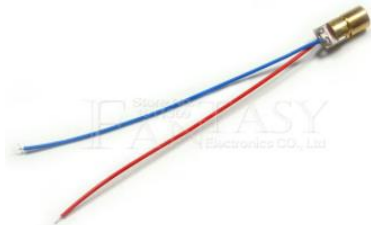


Рис. 4.17. Фотография лазерного модуля

## 4.5. Порядок выполнения работы

*Цель работы:* изучить спектры излучения полупроводникового инжекционного лазерного диода при различной величине тока накачки, построить вольт-амперную и люкс-амперную характеристики.

*Приборы и принадлежности:* лазерный модуль, установка для исследования вольт-амперных и световых характеристик полупроводниковых инжекционных лазеров, люксметр Ю-116, источник постоянного тока MPS-6001 LK-1 или аналогичный, два вольтметра В7-78/1 или аналогичные, установка для исследования диаграммы направленности излучения лазерных диодов, установка для исследования спектральных характеристик полупроводниковых инжекционных лазеров.

### 4.5.1. Исследование вольт-амперной и люкс-амперной характеристик лазерного диода

Схема установки для исследования вольт-амперных и люкс-амперных характеристик полупроводниковых инжекционных лазеров представлена на рис. 4.18.

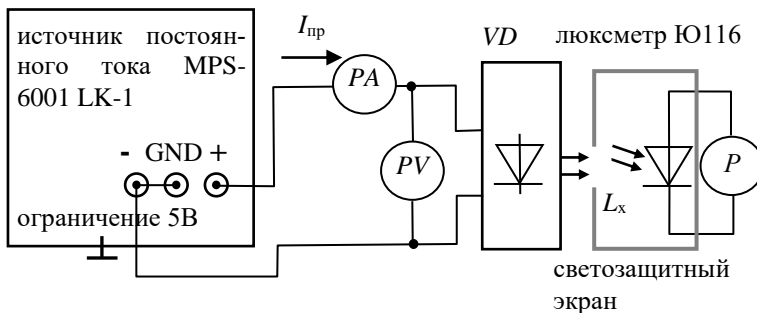


Рис. 4.18. Схема установки для исследования вольт-амперных и световых характеристик полупроводниковых инжекционных лазеров

1. Изучить и записать в тетрадь паспортные характеристики исследуемого полупроводникового инжекционного лазера.

2. Включить источник питания MPS-6001 LK-1 и установить напряжение, равное рабочему напряжению 5,0 В. Замкнуть выходные клеммы и установить ограничение силы тока 100 мА.

Переключателем «OUTPUT ON OFF» выключить напряжение на выходных клеммах источника питания.

3. Однопроводными электрическими кабелями, соблюдая полярность, подключить исследуемый лазерный модуль к источнику питания, как показано на рис. 4.18.

4. Установить минимальную чувствительность люксметра Ю-116.

5. Лазерный модуль установить в отверстие светозащитного экрана.

6. Показать собранную схему инженеру или преподавателю.

7. Увеличивая силу тока на выходе источника питания с шагом 5 мА от нуля до наступления ограничения при достижении напряжения питания 5 В, снять вольт-амперную  $I = I(U)$  и люкс-амперную  $E = E(I)$  характеристики лазерного модуля. Освещённость  $E$  измеряется люксметром Ю-116.

8. Построить вольт-амперную и люкс-амперную характеристики лазерного модуля. Определить величину порогового тока и участки светодиодного и лазерного излучения.

#### ***4.5.2. Исследование спектральных характеристик лазерного диода***

1. Собрать установку для исследования спектральных характеристик светоизлучающих диодов (рис. 4.19). Закрепить исследуемый лазерный модуль напротив входной щели монохроматора.

2. Исследовать спектры излучения лазерного диода в режимах светодиодного и лазерного излучения. Величины силы токов выбрать с учётом полученной люкс-амперной характеристики: одну на светодиодном участке и три на лазерном: в начале, середине и в конце.

3. Определить длину световой волны  $\lambda_0$ , соответствующую максимуму спектральной характеристики излучения в светодиодном и лазерном режиме генерации. Градуировочный график монохроматора (градуировочная таблица) входит в комплект установки. Визуально оценить порядок ширины спектра излучения  $\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}$  в светодиодном и лазерном режимах. Величины  $\lambda_{\max}$  и  $\lambda_{\min}$  определить на пределе видимости спектра. Построить графики зависимостей  $\lambda_0 = \lambda_0(I)$  и  $\Delta\lambda = \Delta\lambda(I)$ .

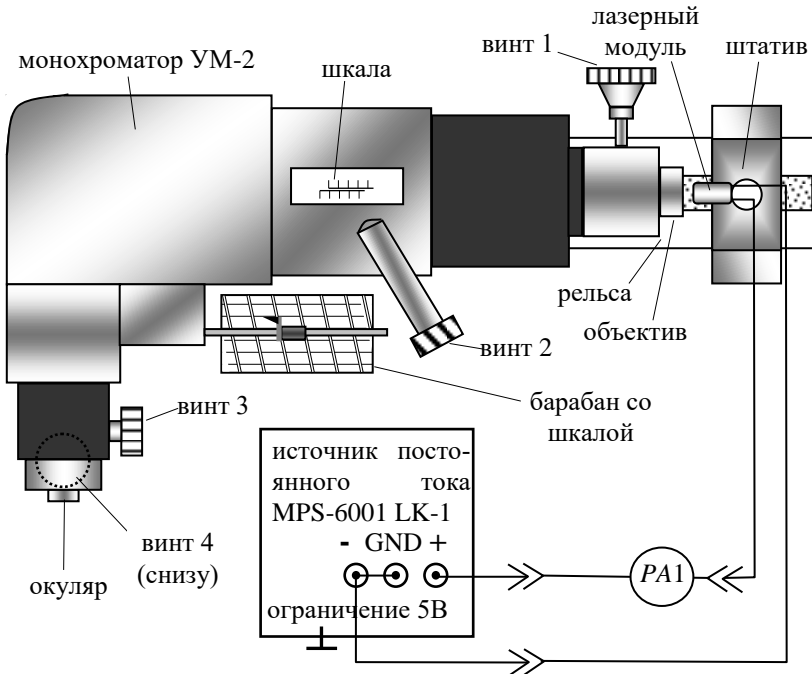


Рис. 4.19. Установка для снятия спектральных характеристик инжекционного лазерного диода

#### 4.5.3. Исследование диаграммы направленности излучения лазерного диода

Схема установки для исследования диаграммы направленности излучения лазерного диода приведена на рис. 4.20.

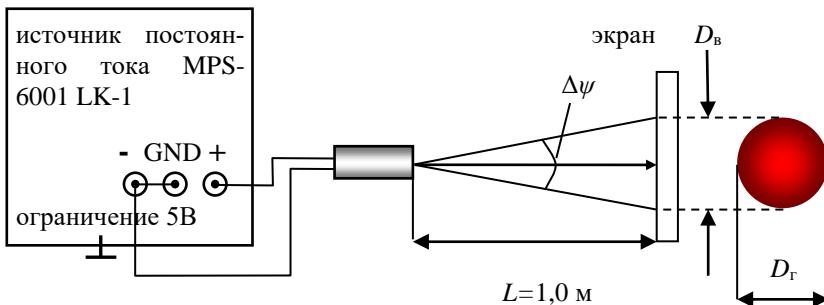


Рис. 4.20. Схема установки для исследования диаграммы направленности излучения лазерных диодов

1. Включить источник питания MPS-6001 LK-1 и установить напряжение 5,0 В. Замкнуть выходные клеммы и установить ограничение силы тока немного (примерно на 10%) больше максимальной силы тока, найденной из построенного вами графика вольт-амперной характеристики модуля.

2. Собрать установку по схеме, изображённой на рис. 4.20 на лабораторном столе. Установить расстояние между лазерным модулем и экраном  $L = 1,0$  м. Лазерное излучение направить перпендикулярно экрану и измерить диаметры лазерного пятна в вертикальном  $D_v$  и горизонтальном  $D_h$  направлениях.

3. Сделать фотографию пятна лазерного луча на экране.

4. Рассчитать углы расходимости лазерного луча в горизонтальном  $\Delta\psi$  и вертикальном  $\Delta\phi$  направлениях:

$$\Delta\psi = 2\arctan \frac{D_v}{2L};$$

$$\Delta\phi = 2\arctan \frac{D_h}{2L}.$$

#### 4.6. Контрольные вопросы

1. Определение лазера. Схема и основные элементы его конструкции.

2. Заселённость энергетических уровней: нормальная и инверсная.

3. Прямые и не прямые межзонные переходы.

4. Материалы для изготовления оптоэлектронных приборов светодиодов и полупроводниковых инжекционных лазеров.

5. Конструкция и принцип работы полупроводникового инжекционного лазера.

6. Основные характеристики лазерного излучения.

7. Отличия основных характеристик светодиодов, полупроводниковых суперлюминесцентных диодов и инжекционных полупроводниковых лазеров.

8. В каких устройствах применяют полупроводниковые инжекционные лазерные диоды? В чем их преимущества?

9. Объясните полученные результаты исследования лазерного модуля.

#### 4.7. Список литературы

1. *Оптическая и квантовая электроника: учеб. пособие* / В.И. Светцов; Иван. гос. хим.-техн. ун-т. Иваново, 2004. 122 с.

2. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. Т. 4: Оптика. М.: Наука, 1985. 792 с.

3. *Качмарек Ф.* Введение в физику лазеров. М.: Мир, 1981. 540 с.

4. *Блистанов А. А.* Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. М.: МИСИС, 2000. 432 с.

5. Когерентность лазерного излучения. URL: [http://www.laserportal.ru/content\\_618](http://www.laserportal.ru/content_618) (дата обращения: 01.10.2021).

6. Фундаментальные основы нанотехнологий. Лекция 12: Физика наноустройств. URL: [http://nano.msu.ru/files/basics/lecture12\\_Timoshenko.pdf](http://nano.msu.ru/files/basics/lecture12_Timoshenko.pdf) (дата обращения: 01.10.2021).

7. *Шуберт Ф.Е.* Светодиоды. 2-е изд. М.: Физматлит, 2008. 497 с.

## Работа 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПАР

### 5.1. Оптопары

Комбинацией опто- и фотоэлектронных приборов является оптопара (оптрон). Структура оптопары приведена на рис. 5.1. В ней входной электрический сигнал  $I_{\text{вх}}$  преобразуется в оптиче-

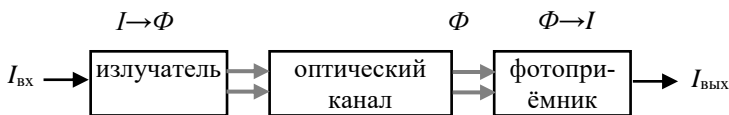


Рис. 5.1. Структурная схема оптопары

ский сигнал  $\Phi$ , в качестве преобразователя обычно используют светодиод или полупроводниковый лазер (излучатель). Оптический сигнал  $\Phi$  распространяется через оптический канал. Канал может быть открытым (вакуум, газ или жидкость) и закрытым (оптический световод). На выходе оптического канала имеется фотоэлектронный преобразователь – фотоприёмник (фоторезистор, фотодиод, фототранзистор или фототиристор), в котором оптический сигнал  $\Phi$  преобразуется в электрический  $I_{\text{вых}}$ . Двойное преобразование входного сигнала:  $I \rightarrow \Phi$  и  $\Phi \rightarrow I$  – позволяет получить гальваническую развязку входного и выходного сигналов, невосприимчивость оптических каналов к электромагнитным помехам, однонаправленность потока информации, отсутствие обратной связи с выхода на вход и широкую полосу пропускания. К недостаткам оптопар следует отнести нелинейность их проходных характеристик, низкий КПД, температурную зависимость параметров и высокий уровень собственных шумов.

В диодной оптопаре (рис. 5.2,б и 5.4,а) излучателем обычно служит инфракрасный светодиод на основе арсенида галлия, фотоприёмный элемент – фотодиод на основе кремния. Максимум спектральной характеристики GaAs светодиода расположен около  $\lambda_{\text{max}} \approx 1$  мкм. При облучении кремниевого фотодиода инфракрасным светом с  $\lambda \sim 1$  мкм в нём возникает генерация пар носителей заряда – электронов и дырок (внутренний фотоэф-



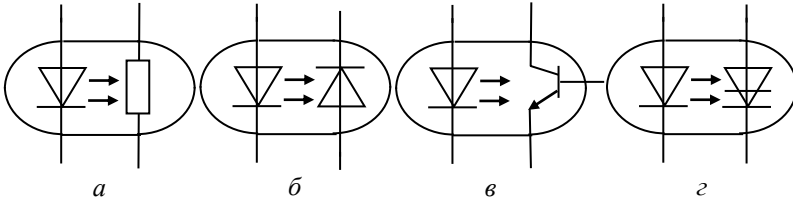


Рис. 5.2. Условные обозначения светодиодных оптопар:  
*a* – фоторезисторная, *б* – фотодиодная, *в* – фототранзисторная,  
*г* – фототиристорная

фект). Интенсивность генерации пропорциональна силе света и, следовательно, входному току оптопары (току через светодиод).

Оптроны обычно используются в фотодиодном режиме (рис. 5.3). К фотодиоду оптопары прикладывают обратное напряжение  $U_{обр} > 0,5$  В. Электроны и дырки, генерируемые излучением, увеличивают обратный ток  $I_0$   $p$ - $n$ -перехода:

$$I_{\text{вых}} = I_0 + I_{\text{фототок}} \approx I_{\text{фототок}}.$$

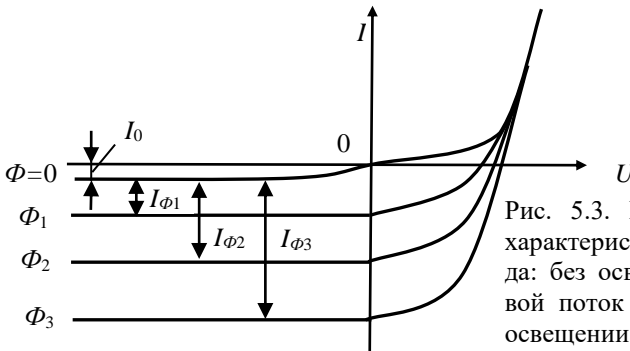


Рис. 5.3. Вольт-амперная характеристика фотодиода: без освещения (световой поток  $\Phi = 0$ ) и при освещении ( $\Phi_1 < \Phi_2 < \Phi_3$ )

Передаточная характеристика в фотодиодном режиме  $I_{\text{вых}} = I_{\text{вых}}(I_{\text{вх}})$  практически линейна. Коэффициент передачи по току диодных оптопар:

$$K_I = I_{\text{вых}}/I_{\text{вх}} \quad (5.1)$$

– составляет единицы процентов и примерно равен значению внешнего квантового выхода светодиода.

В транзисторной оптопаре (рис. 5.2,в и 5.4,б) светодиод конструктивно расположен так, что излучение направляется в базовую область фототранзистора. При отсутствии света в цепи коллектора фототранзистора протекает ток  $I_{\text{тем}} \approx h_{21э} I_{\text{ко}}$ , где  $I_{\text{ко}}$  – обратный ток  $p$ - $n$ -перехода база – коллектор.

Для уменьшения темнового тока между выводами базы и эмиттера фототранзистора включается внешний резистор с сопротивлением  $0,1 \div 1,0$  МОм. При облучении светом в базовой области генерируются пары электрон – дырка. Электроны вытягиваются в область коллектора полем обратносмещённого перехода база – коллектор. Дырки остаются в базе и увеличивают её потенциал, что приводит к инжекции электронов из эмиттера в базу. Соотношение фототоков коллектора  $I_{\text{вых}}$  и базы

$$I_{\text{вых}} = h_{21э} I_{\text{ф.б}}, \quad (5.2)$$

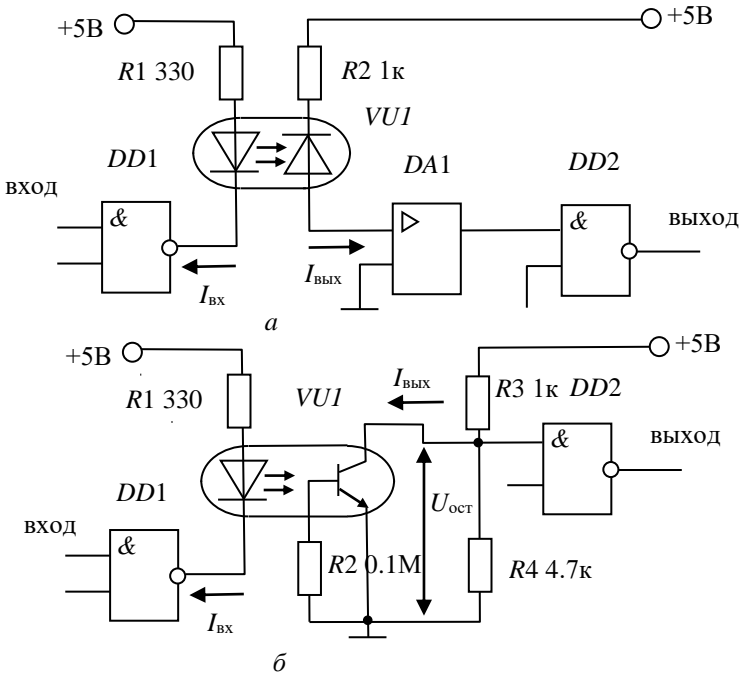


Рис. 5.4. Схема включения оптопар: а – диодной, б – транзисторной. DD1, DD2 – интегральные ТТЛ схемы, DA1 – усилитель-формирователь импульсов

где  $h_{21э}$  – коэффициент передачи тока базы транзистора ( $h_{21э} \approx 10^2$ ),  $I_{ф.б}$  – генерируемый излучением фототок в базе транзистора (дырочная составляющая фототока).

Фототранзистор обладает внутренним усилением фототока. Коэффициент передачи по току транзисторных оптопар  $K_I = I_{\text{ВЫХ}}/I_{\text{ВХ}}$  имеет величину порядка единицы. Передаточная характеристика транзисторной оптопары  $I_{\text{ВЫХ}} = I_{\text{ВЫХ}}(I_{\text{ВХ}})$  нелинейна. Транзисторные оптопары применяют обычно в ключевом режиме для передачи импульсных сигналов (рис. 5.4,б).

Транзисторные оптопары используют для гальванической развязки логических цепей управления от высоковольтных цепей нагрузок большой мощности: для управления мощными тиристорами, в устройствах защиты вторичных источников питания и т.д.

## 5.2. Основные параметры оптопар

Условные обозначения микросхем светодиодных оптопар приведены на рис. 5.2.

В системе параметров оптопар выделяют

*входные параметры (параметры излучателя):*

- входной номинальный ток оптопары  $I_{\text{ВХ ОПТ}}$ , мА,
- входное напряжение  $U_{\text{ВХ}}$ , В при  $I_{\text{ВХ ОПТ}}$ ,
- максимальный входной ток  $I_{\text{ВХ МАХ}}$ , мА,
- максимальное входное обратное напряжение  $U_{\text{ВХ ОБР МАХ}}$ , В;

*выходные параметры (параметры приёмника):*

- максимально допустимое обратное выходное напряжение  $U_{\text{ВЫХ ОБР МАХ}}$ , В,
- максимально допустимый выходной ток  $I_{\text{ВЫХ}}$ ,
- выходной темновой ток –  $I_{\text{ВЫХ Т}}$  (или ток утечки на выходе –  $I_{\text{УТ}}$ ) при  $I_{\text{ВХ}} = 0$  и заданном значении  $U_{\text{ВЫХ}}$ ,
- выходное остаточное напряжение (на открытом фототранзисторе)  $U_{\text{ОСТ}}$ , В;

*передаточные характеристики:*

- статический коэффициент передачи по току  $K_I = I_{\text{ВЫХ}}/I_{\text{ВХ}}$ ,
- для тиристорной оптопары приводят ток включения  $I_{\text{ВКЛ}}$ ,
- проходная ёмкость оптопары  $C_{\text{ВЫХ-ВХ}}$ , пФ,
- время нарастания импульса выходного тока  $t_{\text{НР}}$ , с,

– время спада импульса выходного тока  $t_{сп}$ , с;

*параметры изоляции:*

– сопротивление изоляции между входом и выходом оптопары  $R_{и}$ , МОм,

– максимальное напряжение изоляции  $U_{и\max}$ , В.

В справочниках для ряда оптопар может отсутствовать часть указанных параметров, а также могут быть приведены дополнительные параметры.

### 5.3. Порядок выполнения работы

*Цель работы:* изучить проходные характеристики оптопар светодиод-фотодиод, светодиод-фототранзистор и переходные процессы в оптопаре светодиод-фототранзистор.

*Приборы и принадлежности:* макеты лабораторных работ Оптопара светодиод-фотодиод, Оптопара светодиод-фототранзистор, Переходные процессы в оптопаре светодиод-фототранзистор, источник постоянного тока MPS-6001 LK-1, два вольтметра В7-78/1, генератор SFG-2110, осциллограф GDS-2102 или аналогичные приборы.

#### 5.3.1. Исследование проходной характеристики оптопары светодиод-фотодиод

Внешний вид передней панели макета лабораторной работы Оптопара светодиод-фотодиод представлен на рис. 5.5.

Номиналы радиодеталей: оптопара VU – АОД101Б, транзистор VT – КТ503Б, стабилитрон VD1 – КС433А, светодиод VD2 – АЛ307КМ, стабилизатор напряжения DA – КР1157ЕН5В, резисторы: R1 – МЛТ 0,25 510 Ом, R2 – МЛТ 0,25 150 Ом, R3 – СПЗ-4АМ 0,25 2,2 кОм, R4 – МЛТ 0,5 510 Ом, конденсатор С – КМ 0,47 мкФ.

1. Изучить паспортные характеристики исследуемой оптопары и записать в тетрадь.

2. Включить источник питания MPS-6001 LK-1 и установить напряжение, равное 9,0 В. Замкнуть выходные клеммы и установить ограничение силы тока 50 мА. Переключателем «OUTPUT ON OFF» выключить напряжение на выходных клеммах источника питания.

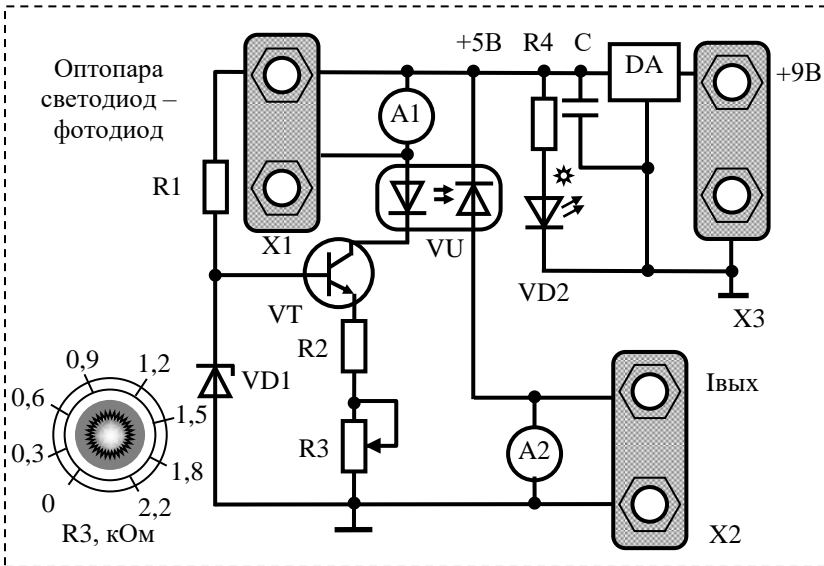


Рис. 5.5. Внешний вид передней панели макета лабораторной работы «Оптопара светодиод – фотодиод»

3. Соблюдая полярность, подключить выход источника питания к разъёму X3 (рис. 5.5).

4. Подключить универсальные вольтметры В7-78/1 к разъёмам X1 и X2. Включить вольтметры в режим измерения постоянного тока.

5. Показать собранную схему инженеру или преподавателю.

6. Переключателем «OUTPUT ON OFF» включить напряжение на выходных клеммах источника питания. На передней панели макета лабораторной работы загорится красный светодиод.

7. Изменяя переменным резистором R3 силу тока  $I_{\text{вх}}$  светодиода в оптопаре VU с шагом 2,0 мА до наступления ограничения, снять проходную характеристику оптопары  $I_{\text{ввых}} = I_{\text{ввых}}(I_{\text{вх}})$ .

8. Построить проходную характеристику оптопары. Найти и подписать линейный и нелинейные участки. На линейном участке рассчитать коэффициент передачи тока оптопары

$$K_I = \frac{I_{\text{ввых}}}{I_{\text{вх}}}.$$

### 5.3.2. Исследование проходной характеристики оптопары светодиод-фототранзистор

Внешний вид передней панели макета лабораторной работы «Оптопара светодиод-фототранзистор» представлен на рис. 5.6.

Номиналы радиодеталей: оптопара VU – TCET1103, транзистор VT – KT503Б, стабилитрон VD1 – КС433А, светодиод VD2 – АЛ307КМ, стабилизатор напряжения DA – KP1157EH5В, резисторы: R1 – МЛТ 0,25 510 Ом, R2 – МЛТ 0,25 150 Ом, R3 – СПЗ-4АМ 0,25 2,2 кОм, R4 – МЛТ 0,25 1,0 кОм, R5 – МЛТ 0,5 510 Ом, конденсатор С – КМ 0,47 мкФ.

1. Изучить паспортные характеристики исследуемой оптопары и записать в тетрадь.

2. Включить источник питания MPS-6001 LK-1 и установить напряжение, равное 9,0 В. Замкнуть выходные клеммы источника и установить ограничение силы тока 50 мА. Переключателем «OUTPUT ON OFF» выключить напряжение на выходных клеммах источника питания.

3. Соблюдая полярность, подключить выход источника пи-

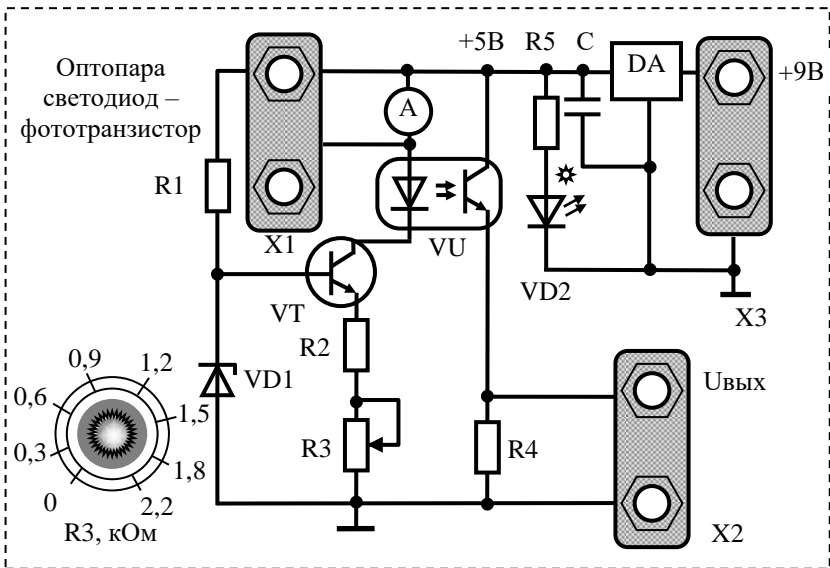


Рис. 5.6. Внешний вид передней панели макета лабораторной работы «Оптопара светодиод – фототранзистор»

тания к разъёму X3 (рис. 5.6).

4. Подключить универсальные вольтметры В7-78/1 к разъёмам X1 и X2. Вольтметр, подключенный к X1, установить в режим измерения постоянного тока, а к X2 – в режим измерения постоянного напряжения.

5. Показать собранную схему инженеру или преподавателю.

6. Переключателем «OUTPUT ON OFF» включить напряжение на выходных клеммах источника питания. На передней панели макета лабораторной работы загорится красный светодиод.

7. Изменяя переменным резистором R3 силу тока  $I_{\text{вх}}$  светодиода в оптопаре VU с шагом 2,0 мА до наступления ограничения, снять проходную характеристику оптопары  $U_{\text{вых}} = U_{\text{вых}}(I_{\text{вх}})$ .

8. Построить проходную характеристику оптопары. Найти и подписать линейный и нелинейные участки. На линейном участке рассчитать коэффициент передачи тока оптопары

$$K_I = \frac{I_{\text{ВЫХ}}}{I_{\text{ВХ}}},$$

где  $I_{\text{ВЫХ}} = U_{\text{ВЫХ}}/R4$ .

### ***5.3.3. Исследование переходных процессов оптопары светодиод-фототранзистор***

Внешний вид передней панели макета лабораторной работы «Переходные процессы в оптопаре светодиод-фототранзистор» представлен на рис. 5.7.

Номиналы радиодеталей: оптопара VU – TCET1103, светодиод VD – АЛ307КМ, стабилизатор напряжения DA – КР1157ЕН5В, резисторы: R1 – МЛТ 0,25 680 Ом, R2 – МЛТ 0,25 1 кОм, R3 – МЛТ 0,5 510 Ом, конденсатор С – КМ 0,47 мкФ.

1. Изучить паспортные характеристики исследуемой оптопары и записать в тетрадь.

2. Включить источник питания MPS-6001 LK-1 и установить напряжение, равное 9,0 В. Замкнуть выходные клеммы и установить ограничение силы тока 50 мА. Переключателем «OUTPUT ON OFF» выключить напряжение на выходных клеммах источника питания.

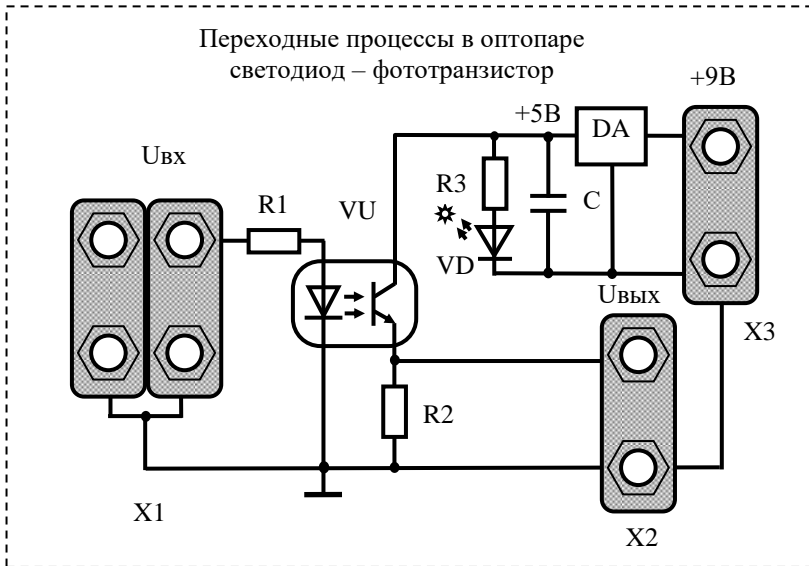


Рис. 5.7. Внешний вид передней панели макета лабораторной работы «Переходные процессы в оптопаре светодиод – фототранзистор»

3. Соблюдая полярность, подключить выход источника питания к разъёму X3 (рис. 5.7).

4. Подключить генератор SFG-2110 к разъёму X1, а осциллограф GDS-2102: канал 1 к разъёму X1, канал 2 – к X2.

5. Показать собранную схему инженеру или преподавателю.

6. Включить генератор и осциллограф. Установить форму сигнала на выходе генератора – прямоугольные импульсы с частотой следования 1000 Гц, отношение времени импульса к времени паузы 1 к 4, полярность – положительная, амплитуда импульса  $U_{вх}=1,0$  В. Оба канала осциллографа установить в положение «открытый вход» (измерение постоянного и переменного напряжения). Нажать кнопку «Измерения».

7. Переключателем «OUTPUT ON OFF» источника питания включить напряжение на выходных клеммах источника питания. На передней панели макета лабораторной работы загорится красный светодиод.



8. Нажать кнопку «Автоуст». На экране появятся осциллограммы входного и выходного напряжений. Ручкой развёртки осциллографа «Время/дел» получить изображение переходного процесса, как показано на рис. 5.8, взятом из паспорта оптопары ТСЕТ1103 [7].

9. Измерить амплитуду входного сигнала  $U_{вх}$  (Vp-р канала 1) и при необходимости подстроить выходное напряжение генератора до достижения  $U_{вх}=1,0$  В на входе макета.

10. Измерить амплитуду выходного сигнала  $U_{вых}$  (Vp-р канала 2).

11. С помощью курсорных измерений найти времена переходного процесса (как показано на рис. 5.8):

$t_p$  – длительность импульса оптического сигнала;

$t_d$  – время задержки переднего фронта;

$t_r$  – время нарастания переднего фронта;

$t_{on}$  – время переходного процесса на переднем фронте;

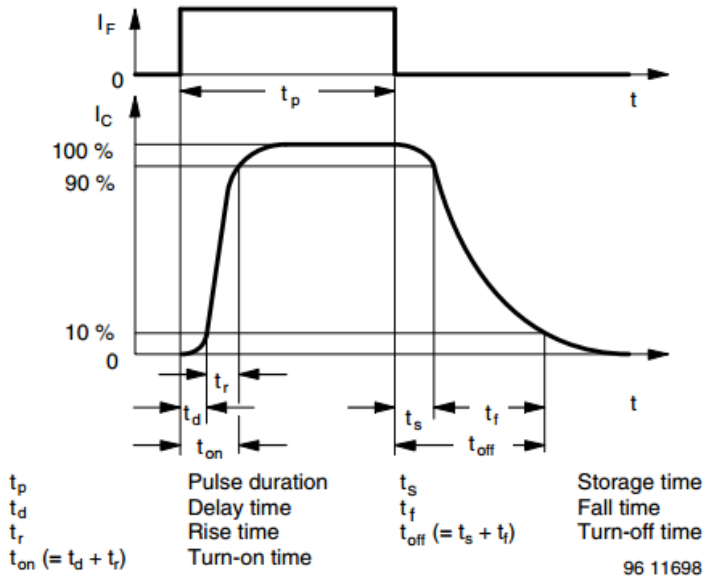


Рис. 5.8. Переходный процесс в оптопаре ТСЕТ1103 по данным источника [7]

$t_s$  – время задержки заднего фронта;

$t_f$  – время спада заднего фронта;

$t_{off}$  – время переходного процесса на заднем фронте.

Таблица. Времена переходного процесса в оптопаре ТСЕТ1103

$U_{вх},$ В	$U_{вых},$ В	$t_p,$ мкс	$t_d,$ мкс	$t_r,$ мкс	$t_{on},$ мкс	$t_s,$ мкс	$t_f,$ мкс	$t_{off},$ мкс
1,0								
1,5								
...								

12. Изменяя амплитуду импульса входного сигнала с шагом  $\Delta U_{вх}=0,5$  В до  $U_{вх}=5,0$  В повторить измерения по пунктам 9, 10 и 11.

13. Построить проходную характеристику оптопары  $U_{вых} = U_{вых}(U_{вх})$ . Найти и подписать линейный и нелинейные участки.

14. Построить графики зависимостей времени переходного процесса от амплитуды входного импульса:

$$t_d = t_d(U_{вх});$$

$$t_r = t_r(U_{вх});$$

$$t_{on} = t_{on}(U_{вх});$$

$$t_s = t_s(U_{вх});$$

$$t_f = t_f(U_{вх});$$

$$t_{off} = t_{off}(U_{вх}).$$

#### 5.4. Контрольные вопросы

1. Конструкция и принцип действия оптоэлектронных пар.
2. Графическое изображение оптопар.
3. Основные характеристики оптопар светодиод-фотодиод.
4. Основные характеристики оптопар светодиод-фототранзистор.
5. Переходные процессы в оптопаре светодиод-фототранзистор.
6. Области применения оптопар.
7. Объяснить полученные результаты.

## 5.5. Список литературы

1. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. СПб., 2006. 480 с.

2. Игумнов Д.В., Костюнина Г.П. Основы полупроводниковой электроники. М., 2005. 392 с.

3. Гуртов В. Твердотельная электроника. М., 2005. 408 с.

4. Баюков А.В., Гитцевич А.Б., Зайцев А.А. и др. Полупроводниковые приборы. Диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы: справочник. М., 1987. 744 с.

5. Квантовая и полупроводниковая электроника: учеб.-метод. пособие / сост. И.Л. Вольхин, А.С. Ажеганов; Перм. гос. нац. исслед. ун-т. Пермь, 2018. 168 с.

6. Техническая документация АОД101

<https://static.chipdip.ru/lib/248/DOC000248615.pdf>

Последнее обращение 24.09.2021.

7. Datasheet TCST1103

<https://www.alldatasheetru.com/datasheet-pdf/pdf/26403/VISHAY/TCST1103.html>

Последнее обращение 24.09.2021.

## Оглавление

<b>Работа 1. ИЗУЧЕНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ</b>	4
1.1. Фоторезистивный эффект	4
1.1.1. Поглощение света в полупроводниках	4
1.1.2. Фотопроводимость полупроводников	5
1.1.3. Спектральная зависимость фотопроводимости	6
1.1.4. Фоторезисторы	8
1.1.5. Основные характеристики и параметры фоторезисторов	9
1.2. Фотоэлектрические свойства $p-n$ -перехода	11
1.2.1. Воздействие света на $p-n$ -переход	11
1.2.2. Фотодиоды	13
1.2.3. Полупроводниковые фотоэлементы	15
1.3. Биполярный фототранзистор	18
1.4. Порядок выполнения работы	20
1.5. Контрольные вопросы	24
1.6. Список литературы	25
1.7. Приложение 1	26
1.8. Приложение 2	26
<b>Работа 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ</b>	28
2.1. Принцип действия светодиода	28
2.2. Рекомбинация неравновесных носителей заряда в полупроводниках	31
2.2.1. Прямая межзонная рекомбинация	31
2.2.2. Рекомбинация с участием ловушек	32
2.2.3. Прямые и непрямые межзонные переходы	33
2.3. Полупроводниковые материалы светоизлучающих диодов	36
2.4. Квантовый выход и яркость свечения диода	39
2.5. Основные параметры светоизлучающих диодов	41
2.6. Порядок выполнения работы	44
2.7. Контрольные вопросы	48
2.8. Список литературы	49

<b>Работа 3. ИЗУЧЕНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМОРЕЗИСТОРОВ</b>	50
3.1. Терморезисторы	50
3.2. Металлические терморезисторы	50
3.3. Термисторы	51
3.3.1. Температурная зависимость электропроводимости ковалентных полупроводников	52
3.3.2. Температурная зависимость электропроводимости оксидных полупроводников	53
3.3.3. Конструкция термисторов	54
3.3.4. Основные характеристики термисторов	55
3.3.5. Применение термисторов	58
3.4. Порядок выполнения работы	59
3.5. Контрольные вопросы	62
3.6. Список литературы	62
<b>Работа 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА</b>	64
4.1. Типы лазеров	64
4.1.1. Лазеры с оптической накачкой	64
4.1.2. Инжекционные полупроводниковые лазеры	65
4.2. Физические принципы работы оптоэлектронных полупроводниковых приборов	66
4.2.1. Взаимодействие излучения с атомами активной среды инжекционного лазера	67
4.2.2. Прямые и непрямые межзонные переходы	69
4.3. Инжекционные оптоэлектронные приборы	72
4.3.1. Прямозонные полупроводники инжекционных светодиодов и лазеров	72
4.3.2. Инжекционный светодиод на основе многослойных гетероструктур	74
4.3.3. Инжекционный лазер на основе многослойных гетероструктур	77
4.3.4. Основные характеристики лазерного излучения	80
4.4. Основные характеристики лазерного модуля	82
4.5. Порядок выполнения работы	83

4.5.1. Исследование вольт-амперной и люкс-амперной характеристик лазерного диода	83
4.5.2. Исследование спектральных характеристик лазерного диода	84
4.5.3. Исследование диаграммы направленности излучения лазерного диода	85
4.6. Контрольные вопросы	86
4.7. Список литературы	87
<b>Работа 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПАР</b>	<b>88</b>
5.1. Оптопары	88
5.2. Основные параметры оптопар	91
5.3. Порядок выполнения работы	92
5.3.1. Исследование проходной характеристики оптопары светодиод-фотодиод	92
5.3.2. Исследование проходной характеристики оптопары светодиод-фототранзистор	94
5.3.3. Исследование переходных процессов оптопары светодиод-фототранзистор	95
5.4. Контрольные вопросы	98
5.5. Список литературы	99

*Учебное издание*

Составители:  
**Вольхин Игорь Львович**  
**Ажеганов Александр Сергеевич**

**Квантовая и оптическая электроника:  
лабораторный практикум**  
**Часть 1. Квантовая электроника**

Учебно-методическое пособие

Редактор *А. С. Серебrenиков*  
Корректор *С. А. Вороненко*  
Компьютерная верстка: *И. Л. Вольхин*

---

Подписано в печать 06.12.2021. Формат 60×84/16  
Усл. печ. л. 5,99. Тираж 100 экз.

---

Издательский центр  
Пермского государственного  
национального исследовательского университета  
614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15.

Отпечатано на кафедре  
радиоэлектроники и защиты информации ПГНИУ.  
614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15