

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА»  
(Самарский университет)

*В.А. КОЛПАКОВ, С.В. КРИЧЕВСКИЙ*

# ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Рекомендовано редакционно-издательским советом федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева» в качестве лабораторного практикума для студентов, обучающихся по программам высшего образования укрупненной группы направлений и специальностей 11.00.00 Электроника, радиотехника и системы связи

САМАРА  
Издательство Самарского университета  
2016

УДК 621.38 (075)  
ББК 32.852я7  
К615

Рецензенты: д-р техн. наук, доц. В.Н. Астапов,  
д-р техн. наук, проф. А.Н. Комов

*Колпаков, Всеволод Анатольевич*

**К615 Полупроводниковая электроника:** лаб. практикум / *В.А. Колпаков, С.В. Кричевский.* – Самара: Изд-во Самарского университета, 2016. – 236 с.

**ISBN 978-5-7883-1073-2**

Практикум по курсу «Электроника» соответствует программе направлений подготовки бакалавров 11.03.01 Радиотехника, 11.03.03 Конструирование и технология электронных средств, 11.03.04 Электроника и нанoeлектроника и специальности 11.05.01 Радиоэлектронные системы и комплексы. Содержит краткую теорию по физическим основам полупроводниковых приборов, описание лабораторных стендов, порядок выполнения лабораторных работ, контрольные вопросы и тесты для проверки остаточных знаний. Представляет интерес для студентов очной, очно-заочной и заочной форм обучения.

УДК 621.38 (075)  
ББК 32.852я7

ISBN 978-5-7883-1073-2

© Самарский университет, 2016

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение .....</b>	<b>4</b>
<b>1. Основные физические свойства полупроводниковых приборов в дискретном исполнении .....</b>	<b>6</b>
1.1. <i>Лабораторная работа № 1.</i> Исследование диода Шотки. ....	6
1.2. <i>Лабораторная работа № 2.</i> Исследование статических характеристик полупроводникового диода. ....	40
1.3. <i>Лабораторная работа № 3.</i> Исследование статических характеристик туннельного диода.....	60
1.4. <i>Лабораторная работа № 4.</i> Исследование статических характеристик биполярного транзистора.....	83
<b>2. Основные физические свойства полупроводниковых приборов в интегральном исполнении.....</b>	<b>102</b>
2.1. <i>Лабораторная работа № 5.</i> Исследование параметров интегральных диодов.....	102
2.2. <i>Лабораторная работа № 6.</i> Исследование параметров операционного усилителя.....	125
2.3. <i>Лабораторная работа № 7.</i> Исследование работы оптронов.....	143
2.4. <i>Лабораторная работа № 8.</i> Анализ интегральных микросхем.....	171
2.5. <i>Лабораторная работа № 9.</i> Расчет выхода годных интегральных микросхем.....	193
<b>Тесты.....</b>	<b>214</b>
<b>Библиографический список .....</b>	<b>233</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Практикум по полупроводниковой электронике позволяет студентам получить информацию о практических приемах работы с электронными приборами, изучить механизмы проводимости в полупроводниках и полупроводниковых структурах, т.е. приобрести навыки проведения экспериментальных исследований. Самостоятельная работа с лабораторными стендами и необходимость выполнения отчета по выполненной работе приводят к необходимости анализа результатов исследования и формирования выводов. Поэтому качественное выполнение лабораторной работы создает уверенность в возможности проведения исследований и в других областях физики полупроводников и полупроводниковых приборов, изучаемых в рамках направлений подготовки и специальности 11.03.03, 11.03.01 и 11.05.01.

В первом разделе предлагается изучить основные механизмы изменения потенциальных барьеров, токов в структурах металл – полупроводник, полупроводниковых диодах и транзисторах при подаче на их электроды внешнего напряжения. Рассматриваются также характерные особенности вольт-амперных характеристик, возникающих при изменении данного напряжения.

Во втором разделе рассматриваются принципы работы полупроводниковых приборов в составе интегральных микросхем. Необходимость этого возникает из-за сильнейшего влияния на параметры интегральных микросхем гальваномагнитной связи между приборами. Это потребовало их изоляции друг от друга изолирующими слоями, потенциальными барьерами или изготовления на подложках с высокими диэлектрическими свойствами, например, в объеме или на поверхности алмаза и изумруда.

Целью каждой лабораторной работы является закрепление знаний по теории физики полупроводниковых приборов, овладение методиками расчета параметров полупроводниковых приборов и практическими навыками работы с приборами. Для этого студент обязан по конспекту лекций, рекомендованной литературе и данному практикуму изучить теоретические основы механизмов функционирования структуры полупроводниковых приборов, изучаемых в данном курсе,

выполнить предварительные расчеты и подготовить ответы на контрольные вопросы. Непосредственно на рабочем месте студенту необходимо изучить порядок выполнения работы и собрать электрическую схему лабораторного стенда, с помощью которого проводятся необходимые исследования. По полученным экспериментальным результатам определяют параметры изучаемого полупроводникового прибора, анализируют их и делают выводы.

Практикум представляет часть цикла лабораторных работ по курсу «Электроника» и рекомендуется для студентов направлений подготовки и специальности 11.03.03, 11.03.01 и 11.05.01.

# 1. ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ В ДИСКРЕТНОМ ИСПОЛНЕНИИ

В данном разделе практикума приводится описание четырех лабораторных работ, в которых описаны основные механизмы перемещения свободных электронов в структурах приборов, выполненных на основе контактов металл-полупроводник и *p-n*-переходов. Рассмотрены также методики исследования физических свойств и характеристик данных приборов, включающих изучение механизмов формирования потенциальных барьеров, проводимости, характерных особенностей световых, температурных и вольтамперных характеристик. В качестве материала используется кремний, широко распространенный в производстве полупроводниковых приборов.

## 1.1. Лабораторная работа № 1. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИОДА ШОТКИ

*Цель работы:* закрепление знаний по теории физики полупроводниковых приборов, читаемых в курсах «Электроника», «Электронные приборы» и «Основы физики твердого тела»; овладение методиками расчета параметров полупроводниковых приборов и практическими навыками работы с приборами, содержащими структуру металл – полупроводник.

*Задание:*

1. Экспериментально определить зависимость тока от напряжения на контакте металл-полупроводник в диапазоне температур 300...410 К.
2. Определить величину контактной разности потенциалов между металлом и полупроводником.
3. Провести анализ полученных результатов.

*Приборы и принадлежности:* потенциометр; электростатический вольтметр; термостат; термометр; миллиамперметр; исследуемые об-

разцы; держатель образцов; источник постоянного тока; набор проводников.

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

**Эффект Шотки.** Снижение высоты потенциального барьера по мере увеличения напряженности электрического поля называется эффектом Шотки.

Электронная эмиссия, возникающая над сниженным под воздействием поля потенциальным барьером, называется эмиссией Шотки или надбарьерной эмиссией.

Рассмотрим сначала систему металл—вакуум (см. рис. 1.1.2).

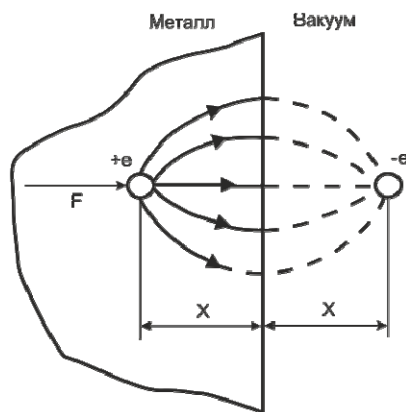


Рис. 1.1.1. Модель электрического изображения электрона

Эмитированный электрон, находясь в вакууме на некотором расстоянии  $x$  от металла, индуцирует в последнем положительный заряд  $+e$ , называемый *зарядом зеркального изображения* (рис. 1.1.1). Сила притяжения между зарядом изображения и зарядом электрона описывается равенством

$$F = \frac{-e^2}{4\pi(2x)^2 \varepsilon_0}. \quad (1.1.1)$$

Эта сила называется *силой метрического изображения*. Работа, которую необходимо совершить для перемещения электрона из бесконечности в точку  $x$ :

$$A(x) = \int_{\infty}^x F dx = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x}. \quad (1.1.2)$$

Численное значение этой работы есть потенциальная энергия электрона  $E_{из}$  на расстоянии  $x$  от поверхности. Зависимость  $E_{из}(x)$  приведена на рис. 1.1.2. Внешнее электрическое поле воздействует на электроны, находящиеся у поверхности металла, с силой  $F = eE$ , направленной вдоль оси  $x$ . На пути  $x$  эта сила производит работу по уменьшению потенциальной энергии электрона на величину  $E_E = -eEx$ . Тогда общую потенциальную энергию электрона в этом случае можно описать равенством

$$E_{п} = E_{из} + E_E = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} - eEx. \quad (1.1.3)$$

Снижение потенциала  $\Delta\phi$  и расстояние  $x_m$ , на котором значение потенциала достигает максимума (см. рис. 1.1.2) определяются из условия  $d|E_{п}(x)|/dx = 0$ . В результате получаем

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} = 2Ex_m. \quad (1.1.4)$$

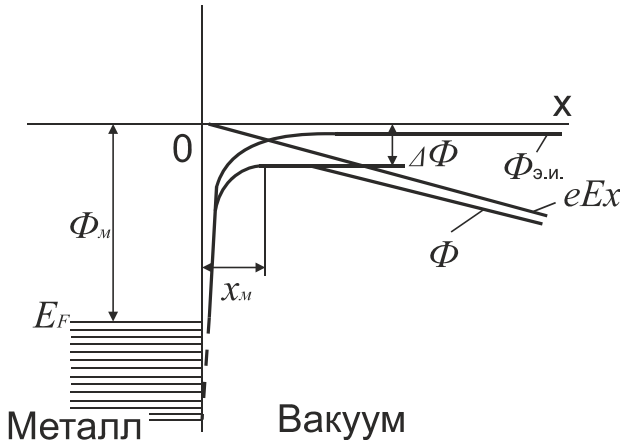


Рис. 1.1.2. Энергетическая диаграмма системы металл – вакуум



Вследствие снижения высоты потенциального барьера на величину  $e\Delta\varphi$  работа выхода становится равной  $\chi'$ , характер изменения которой описывается уравнением

$$\chi' = \chi - e\Delta\varphi = \chi - \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}}. \quad (1.1.5)$$

Используя выражение (1.1.5), определим увеличение эмиссионного тока под влиянием поля  $E$ :

$$I_{шт} = I_{мер} \exp\left(\frac{1}{kT} \sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}}\right). \quad (1.1.6)$$

На рис. 1.1.3 представлена модель тока надбарьерной эмиссии в системе металл — диэлектрик — металл. Потенциальный барьер, созданный диэлектриком, в первом приближении имеет трапецеидальную форму. С учетом сил электрического изображения форму потенциального барьера можно аппроксимировать параболой.

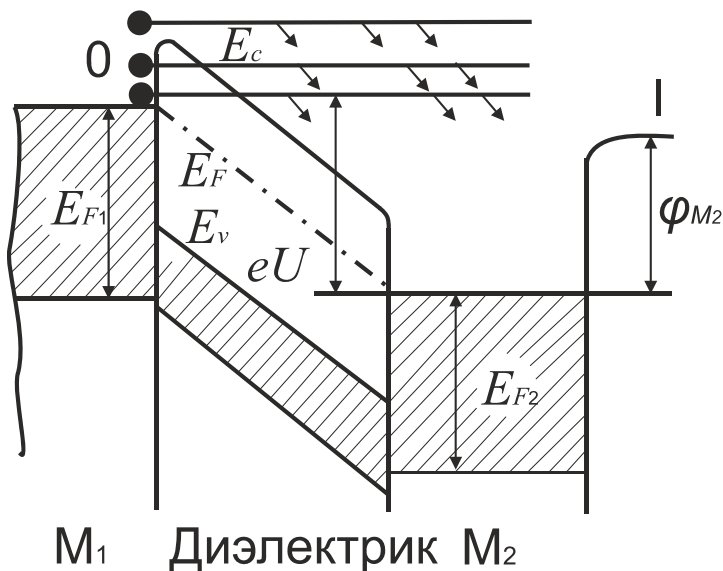


Рис. 1.1.3. Модель тока надбарьерной эмиссии в системе металл — диэлектрик — металл

В системе металл – диэлектрик – металл полный ток надбарьерной эмиссии равен разности токов:

$$I_{ш} = I_{э} - I_{к} = AT^2 \exp\left(\frac{-\chi'}{kT}\right) - AT^2 \exp\left(\frac{-\chi''}{kT}\right). \quad (1.1.7)$$

Если принять, что напряженность поля в диэлектрике  $E = U/d$ , и учесть силы электрического изображения, то выражение (1.1.7) можно представить в виде зависимости

$$I_{ш} \sim \exp(\sqrt{U} / kT) \quad (1.1.8)$$

или

$$\ln I_{ш} \sim U^{1/2}. \quad (1.1.9)$$

При малых напряжениях экспоненту в выражении (1.1.8) можно разложить в ряд. Ограничиваясь первым членом разложения, получим

$$I_{ш} \sim U,$$

т. е. в области малых токов зависимость тока надбарьерной эмиссии от напряжения линейна.

Полученные результаты могут быть перенесены на систему металл – полупроводник при условии замены напряженности электрического поля в уравнении (1.1.4) на напряженность поля в полупроводнике вблизи границы раздела, где она достигает максимального значения, а электрической постоянной вакуума  $\epsilon_0$  – на  $\epsilon\epsilon_0$ .

На рис. 1.1.4 представлена модель барьера Шотки между металлом и полупроводником.

В этом случае толщина обедненного слоя полупроводника  $d \sim \sqrt{U}$ . Поэтому напряженность поля в обедненном слое  $E = U/d = U/\sqrt{U} = \sqrt{U}$ , а ток надбарьерной эмиссии

$$I_{ш} \sim \exp\left(\frac{1}{kT}\right) \sqrt[4]{U}. \quad (1.1.10)$$

Таким образом, барьеры Шотки в системах металл – диэлектрик и металл – полупроводник формируют зависимость вида  $\ln I_{ш} \sim U^{1/4}$ .

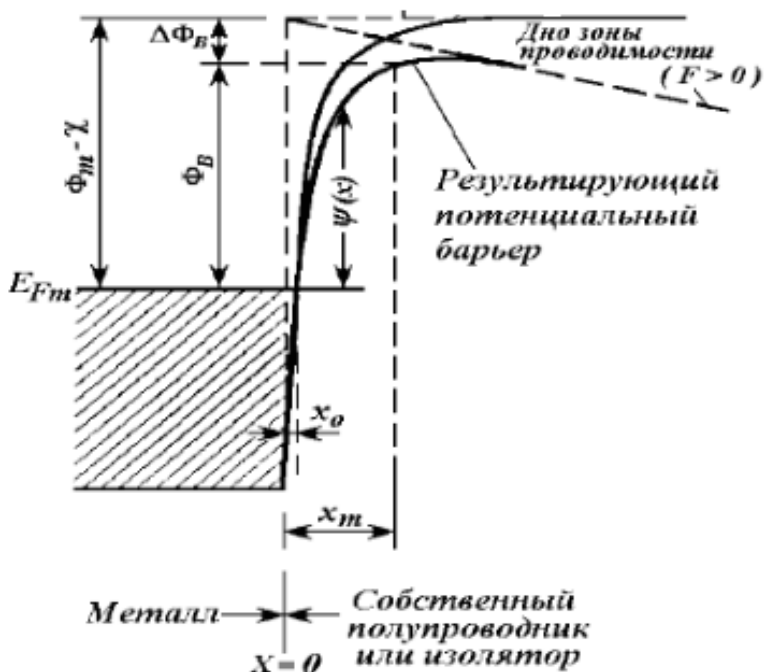


Рис. 1.1.4. Энергетическая диаграмма системы металл – полупроводник

Барьеры, возникающие на контактах металл – полупроводник, формируются механизмами диффузии и дрейфа носителей заряда, и в зависимости от соотношения величин работ выхода электрона из металла  $A_m$  и полупроводника  $A_s$ , их энергетические диаграммы имеют два различных вида. Рассмотрим подробнее образование энергетической диаграммы для металла и полупроводника  $n$ -типа (рис. 1.1.5, а, б). При создании металлургического контакта между металлом и полупроводником для электронов возникает энергетический потенциальный барьер. Причем электроны, двигаясь в направлении от металла к полупроводнику, должны преодолеть барьер величиной, определяемой разностью между работой выхода металла  $A_m$  и электронным средством полупроводника  $\chi_s$ , а двигаясь в обратном направлении – разностью между работой выхода металла  $A_m$  и полупроводника  $A_s$  (рис. 1.1.5, б).

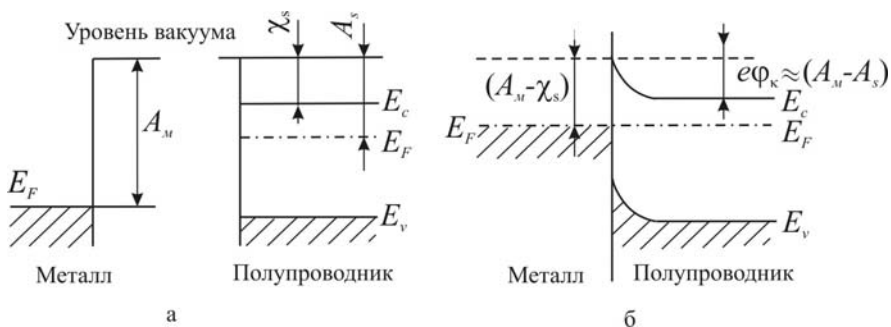


Рис. 1.1.5. Диаграмма энергетических уровней контакта металл – полупроводник *n*-типа проводимости ( $A_m > A_s$ ): а – до контакта; б – при возникновении контакта металла с полупроводником

Если к переходу металл – полупроводник приложить напряжение в прямом направлении  $U_a$ , т.е. чтобы полупроводник находился под отрицательным потенциалом относительно металлического контакта, то энергетический барьер для тока в прямом направлении становится равным  $e(\phi_k - U_a)$ . Концентрация свободных носителей заряда в металле на несколько порядков превышает аналогичную величину в полупроводнике, поэтому в первом приближении ее можно считать неизменной, т.е. высота барьера для обратного тока ( $A_m - \chi_s$ ) является величиной, не зависящей от приложенного напряжения или уровня легирования полупроводника.

Анализ энергетических диаграмм, изображенных на рис. 1.1.5, б, показывает, что в случае полупроводника *n*-типа контакт является выпрямляющим, если выполняется неравенство  $A_m > A_s$ , и омическим, если  $A_m < A_s$ . Аналогичное утверждение справедливо и для полупроводника *p*-типа, если знаки неравенств изменить на обратные (рис. 1.1.6, а, б). Необходимо отметить, что эффективный перенос электронного заряда из металла в полупроводник при атомном контакте лучше описывать, основываясь на величинах электроотрицательности, чем на различии в работах выхода, так как последние имеют большой разброс экспериментально определенных значений  $A_m$ . Например, экспериментально измеренные величины  $A_m$  для алюминия изменяются в пределах 2,98 – 4,36 эВ, а для золота 4,0 – 4,92 эВ, в то время как значения  $\chi_s$  для полупроводников и металлов определены с точностью не хуже  $\pm 0,1$  эВ. При взаимодействии металлов со сложными полупроводниковыми соединениями, например GaAs, для расчетов используют величину

электроотрицательности для компонентов с большей электроотрицательностью, т. к. предполагается, что именно в местах расположения атомов этого компонента осуществляется наиболее тесный контакт с атомами металла.

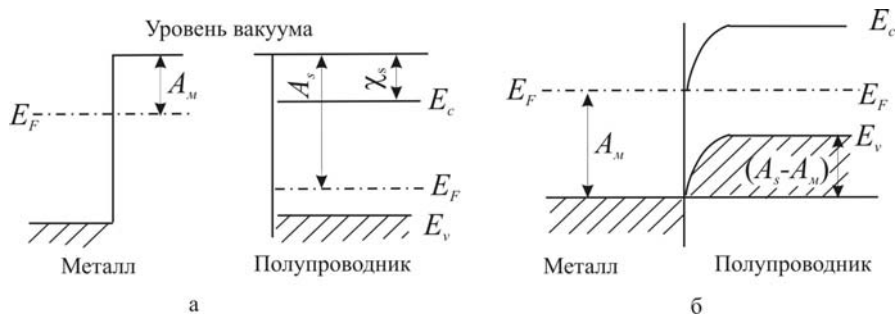


Рис. 1.1.6. Диаграмма энергетических уровней контакта металл – полупроводник  $p$ -типа проводимости ( $A_M < A_S$ ): а – до контакта; б – при возникновении контакта металла с полупроводником

Реальные приборы обладают конечными поверхностями, содержащими поверхностные энергетические состояния, способные осуществлять активный обмен свободными электронами. Поэтому необходим их учет путем внесения в физическую модель контакта промежуточного слоя, расположенного между поверхностями полупроводникового кристалла и металла. Предполагается, что толщина этого граничного слоя ( $\delta$ ) составляет единицы межатомных расстояний и содержит в своем объеме примесные атомы и другие дополнительные поверхностные состояния. Такая толщина граничного слоя не представляет эффективного барьера для движения электронов, т. к. в этом случае действует туннельный механизм перехода электронов через барьер. Однако этот слой способен рассеивать электрическую энергию, т.е. на этом слое может падать некоторое напряжение. Дополнительные разрешенные электронные состояния распределяются у предполагаемой плоской границы между граничным слоем и полупроводником (рис. 1.1.7).

Считается, что состояния являются акцепторными и распределены с плотностью  $D_s$  в единицах  $(\text{см}^2 \cdot \text{эВ})^{-1}$ . В модели предполагается, что в равновесном состоянии на тонком граничном слое толщиной  $\delta$  падает напряжение  $\Delta U$ . Этот слой имеет толщину, достаточную для

туннелирования электронов, поэтому высота барьера металл – полупроводник измеряется между уровнем Ферми и положением зоны проводимости у поверхности полупроводника  $e\phi_B$ .

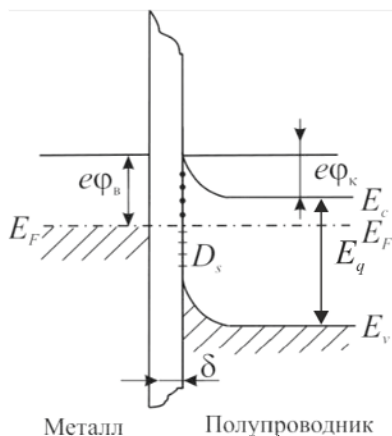


Рис. 1.1.7. Зонная структура вблизи контакта металл – полупроводник

Рассмотрим образование запирающего контакта с полупроводником, имеющим поверхностные состояния акцепторного типа. Эти состояния, захватывая электроны, в полупроводнике  $n$ -типа формируют в приповерхностной зоне нескомпенсированный положительный заряд. Следует отметить, что этот процесс возможен лишь при условии  $A_s < A_m$ . Переход электронов из полупроводника в оксидный слой приводит к изгибу зоны проводимости в направлении от уровня Ферми. Это, в свою очередь, приводит к удалению зарядов с некоторой части поверхностных состояний, поэтому они оказываются над уровнем  $E_F$ . Чем больше плотность состояний  $D_s$ , тем больше заряд, удаляемый при каждом приращении  $E_c$  вблизи контакта. Если плотность этих состояний велика, то даже небольшое смещение уровня Ферми у поверхности полупроводника привело бы к значительному переносу заряда, необходимого для компенсации изменения положения уровня Ферми. При наступлении термодинамического равновесия в этих условиях уровень Ферми стабилизируется. Следует отметить, что причиной стабилизации уровня Ферми могут служить любые электронные состояния (т.е. акцепторного или донорного типа), если их плотность достаточно велика.

Если плотность поверхностных электронных состояний  $D_s$  велика и уровень Ферми стабилизирован, то высота барьера становится равной

$$e\varphi_B = E_q - e\varphi_0, \quad (1.1.11)$$

где  $e\varphi_0 = E_F - E_V$  у поверхности в условиях, когда полупроводник не покрыт металлом.

По мере приближения  $D_s$  к нулю высота барьера  $e\varphi_B$  приближается к высоте, предсказываемой основной теорией Шоттки:

$$e\varphi_B = e(A_M - \chi), \quad (1.1.12)$$

где  $e\chi$  – электронное сродство полупроводника.

Использование выражений (1.1.11), (1.1.12) или других промежуточных значений определяется значением  $D_s$  при энергиях вблизи уровня Ферми и конкретными свойствами граничного слоя, таких, например, как точная его толщина и диэлектрическая проницаемость.

В большинстве практических случаев высота барьера Шоттки для наиболее важных полупроводниковых материалов более точно описывается уравнением (1.1.11). Зависимость высоты этого барьера от работы выхода металла невелика для кремния, германия и арсенида галлия. Однако сульфид кадмия является исключением из этого правила. Для кремния, германия, арсенида галлия и фосфида галлия (кристаллическая решетка типа алмаза) экспериментально установлено, что  $e\varphi_0 \approx E_q/3$ . Это означает, что высота потенциального барьера  $e\varphi_B$ , описываемая (1.1.11), обычно близка к  $2/3$  ширины запрещенной зоны и для кремния составляет  $e\varphi_B = 0,75$  эВ. Причина такого малого различия между величинами  $e\varphi_B$  может быть связана с очень высокой плотностью поверхностных состояний. Высокая плотность поверхностных состояний характерна для кристаллической решетки типа алмаза, поэтому у полупроводников, имеющих такую решетку, уровень Ферми стабилизируется примерно на уровне  $1/3$  ширины запрещенной зоны выше уровня энергии  $E_V$ . Экспериментально измеренные значения высоты барьера для некоторых металлов при их контакте с поверхностью кремниевых пластин  $n$ - и  $p$ -типов приведены в табл. 1.1.1.

Таблица 1.1.1. Барьеры Шотки на кремнии

Тип проводимости	Металл	Работа выхода, эВ	еф, эВ
<i>n</i>	Al	4,1	0,69
<i>p</i>	Al	–	0,38
<i>n</i>	Pt	5,3	0,85
<i>p</i>	Pt	–	0,25
<i>n</i>	W	4,5	0,65
<i>n</i>	Au	4,75	0,79
<i>p</i>	Au	–	0,25

Диод Шотки (ДШ) представляет собой прибор, принцип действия которого основан на нелинейности ВАХ, поэтому свойства ДШ во многом сходны со свойствами диодов с резко несимметричным *p-n*-переходом. В ДШ токопрохождение осуществляется основными носителями заряда и не приводит к появлению процессов инжекции неосновных носителей с последующим рассасыванием их при переключении напряжения с прямого на обратное. Это приводит к увеличению их быстродействия. ДШ могут выполнять почти все функции диодов с *p-n*-переходами. Кроме того, диоды Шотки используют с целью расширения функциональных возможностей, в качестве дополнительных элементов в биполярных, полевых и МДП-транзисторах, а также некоторых других полупроводниковых приборах. На рис. 1.1.8 приведен один из вариантов конструкции ДШ.

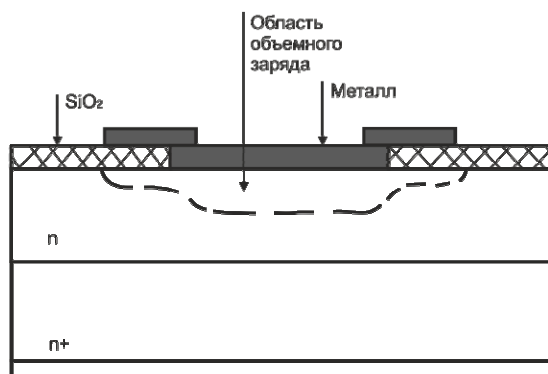


Рис. 1.1.8. Конструкция диода Шотки



В предыдущем разделе было показано, что в области контакта металл – полупроводник образуется потенциальный барьер с высотой  $e\phi_0$ , равной разности работ выхода металла и полупроводника  $X_M - X_P$ .

На рис. 1.1.9, а изображена энергетическая диаграмма контакта металл – полупроводник  $n$ -типа в равновесном состоянии. При *прямом* смещении на  $n$ -полупроводник подается отрицательный потенциал  $-U$ , вследствие чего  $n$ -область приобретает отрицательный заряд и все уровни  $\varepsilon_C$ ,  $\varepsilon_B$ ,  $\varepsilon_F$  поднимаются на высоту  $|eU|$  (рис. 1.1.9, б).

В результате высота потенциального барьера снижается до величины  $e\phi(0) = e\phi_0 - eU$ .

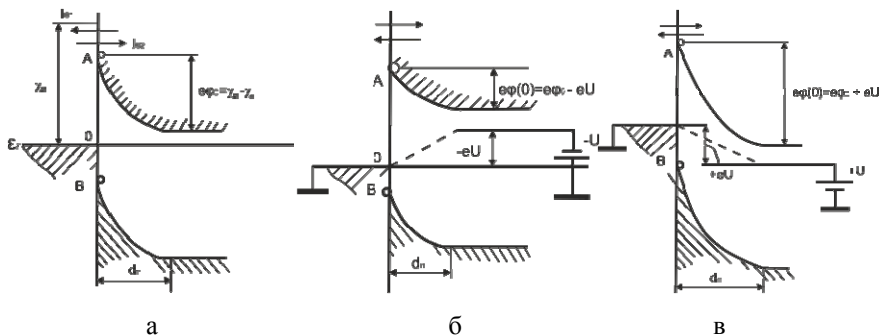


Рис.1.1.9. Иллюстрация процесса выпрямления на контакте металл – полупроводник:

а – равновесное состояние; б – прямое смещение; в – обратное смещение

В точке  $A$  приложенный потенциал равен нулю, поэтому при прямом и обратном смещениях расстояния  $OA$  и  $OB$  сохраняются такими же, как и в состоянии равновесия. При обратном смещении на  $n$ -полупроводник подается положительный потенциал  $+U$ , все его уровни *опускаются* (рис.1.1.9, б), в результате чего потенциальный барьер *повышается* до величины  $e\phi(0) = e\phi_0 + eU$ . В общем случае  $e\phi(0) = e\phi_0 + eU$ .

В соответствии с диодной теорией выпрямления все падение напряжения, приложенного от внешнего источника, сосредоточено в слое объемного заряда толщиной  $d_n$ . При изменении напряжения толщина области объемного заряда  $d_n$  также будет меняться (рис. 1.1.9, а-в). Для резкого перехода с  $n$ -базой получим:

$$d_n = \left[ \frac{2\varepsilon\varepsilon_0(e\varphi_0 \pm eU)}{n_{n0}e^2} \right]^{1/2}. \quad (1.1.13)$$

Из (1.1.13) видно, что при прямом смещении толщина области объемного заряда контакта металл – полупроводник уменьшается, при обратном – возрастает (рис. 1.1.9, а, б). В равновесном состоянии результирующий ток в контакте металл – полупроводник равен нулю, так как потоки электронов в контакте (рис. 1.1.9, а) равны по величине и противоположны по направлению:  $I_{01} = I_{02}$ .

При прямом и обратном смещениях результирующий поток над барьером определяется как разность потоков носителей заряда (электронов) из металла в полупроводник и обратно. При этом ток электронов из металла в полупроводник  $I_{01}$  при прямом и обратном смещениях в первом приближении можно считать постоянным ввиду постоянной высоты порога  $OA$ . Поток электронов из полупроводника в металл будет существенно изменяться с высотой потенциального барьера  $e\varphi$ .

ВАХ контакта металл – полупроводник в соответствии с диодной теорией выпрямления определяется уравнением

$$j_0 = eN_d \left( \frac{kT}{2\pi m^*} \right)^{1/2} \exp\left( -\frac{e\varphi_k}{kT} \right), \quad (1.1.14)$$

где  $N_d$  – концентрация доноров;  $m^*$  – эффективная масса электрона.

Диодная теория выпрямления является достаточным приближением для тонких слоев объемного заряда при условии  $d_n \ll L$ , которое хорошо выполняется для контактов металл – кремний. В толстых слоях объемного заряда при  $d_n \gg L$  движение носителей заряда носит диффузионный характер и описывается диффузионной теорией выпрямления.

На рис. 1.1.10 приведены ВАХ для тонкого (1) и толстого (2) слоев объемного заряда в контакте металл – полупроводник. При одинаковой концентрации свободных носителей заряда тонкий объемный заряд по сравнению с толстым имеет меньшее сопротивление, поэтому прямая ветвь кривой 1 идет круче прямой ветви кривой 2, на обратной ветви кривой 2 отсутствует насыщение и обратный ток возрастает пропорционально  $U^{1/2}$ .

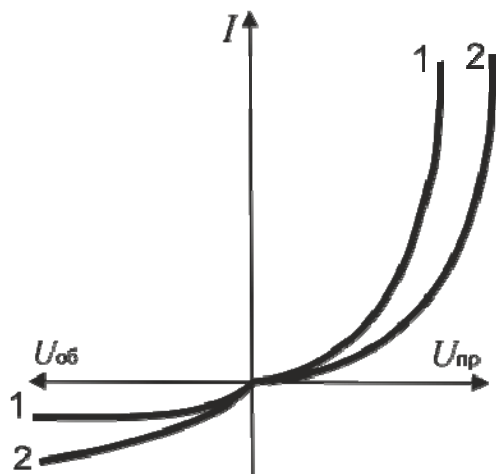


Рис. 1.1.10. ВАХ для тонкого и толстого слоев объемного заряда в контакте металл – проводник

На рис.1.1.11 для сравнения приведены прямые ветви ВАХ выпрямительного диода с барьером Шоттки (1) и диода с  $p-n$ -переходом (2). Из рисунка видно, что падение напряжения на ДШ существенно меньше падения напряжения на диодах с  $p-n$ -переходом. ДШ имеют также более высокий КПД выпрямления по сравнению с диодами на  $p-n$ -переходах.

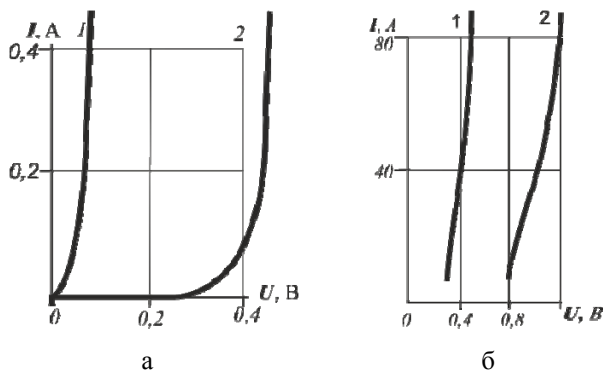


Рис. 1.1.11. ВАХ выпрямительного диода с барьером Шоттки (1) и диода с  $p-n$ -переходом (2) для малых (а) и больших (б) токов

Таким образом, отличительными особенностями ДШ являются: высокое быстродействие, малое падение напряжения при прямом смещении (0,3—0,4 В), высокий КПД выпрямления и широкие возможности использования в качестве дополнительных элементов в конструкциях различных транзисторов и других полупроводниковых приборов с целью расширения функциональных возможностей.

### Математическая модель перехода металл – полупроводник

В первом приближении принимаем, что поток носителей обусловлен только термоэлектронной эмиссией через барьер, т.е. не учитываем туннельные эффекты и эффекты уменьшения барьера за счет сил изображения. При нулевом смещении на контакте (см. рис. 1.1.9, а) поток электронов из полупроводника в металл определяется числом электронов с энергией  $e\varphi_k$  и более, приближающихся и пересекающих границу раздела. Для максвелловского распределения выражение (1.1.14) описывает изменение этого потока.

При термодинамическом равновесии результирующий ток, проникающий через барьер, равен нулю, поэтому  $j_0$  можно представить также в виде потока электронов из металла в полупроводник через барьер  $e\varphi_B$ . В этом случае высота барьера равна контактной разности потенциалов плюс величина  $\delta_0 = E_c - E_F$ , которая определяется уровнем легирования полупроводника:

$$e\varphi_B = e\varphi_k + \delta_0. \quad (1.1.15)$$

Согласно простой теории полупроводников

$$\exp\left(-\frac{\delta_0}{kT}\right) = \frac{N_d}{N_c} = \frac{N_d}{2(2\pi m^* kT/h^2)^{3/2}}, \quad (1.1.16)$$

где  $N_c$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости;

$h$  – постоянная Планка.

Подставляя (1.1.16) в (1.1.14), получим

$$j_0 = \frac{4\pi}{h^3} emk^2 T^2 \exp\left(\frac{e\varphi_B}{kT}\right) = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_B}{kT}\right). \quad (1.1.17)$$

Если к переходу приложить напряжение в прямом направлении (см. рис. 1.1.9, б), то эффективная высота барьера со стороны полупроводника становится равной  $e(\varphi_k - U_a)$  и поток электронов из полупроводника в металл возрастает в  $\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right)$  раз.

Тогда соотношение между током и напряжением принимает простой вид:

$$j = j_0 \left[ \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (1.1.18)$$

В эмиссионной модели предполагается, что электроны, эмитируемые из металла в полупроводник, беспрепятственно движутся в объем полупроводника. Однако на практике обедненный слой полупроводника имеет достаточную толщину.

Наклоны экспериментальных кривых (рис. 1.1.11) обычно слегка отклоняются от вертикали, поэтому в соотношение (1.1.18) необходимо ввести эмпирический множитель  $\eta$ , называемый коэффициентом неидеальности, тогда

$$j = j_0 \left[ \exp\left(\frac{eU_a}{\eta kT}\right) - 1 \right], \quad (1.1.19)$$

$$j_0 = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_B}{kT}\right) \quad (1.1.20)$$

Следует отметить, что выражение (1.1.19) не согласуется с термодинамикой ( $j = j_0$  при  $U_a=0$ ) и инвариантно относительно обращения времени. Для приведения выражения (1.1.19) в соответствие с законами термодинамики его необходимо записать в следующем виде (рис. 1.1.12):

$$j = j_0 \left[ \exp\left(\frac{eU_a}{\eta kT}\right) - \exp\left(\frac{\left(-1 + \frac{1}{\eta}\right)eU_a}{kT}\right) \right]. \quad (1.1.21)$$

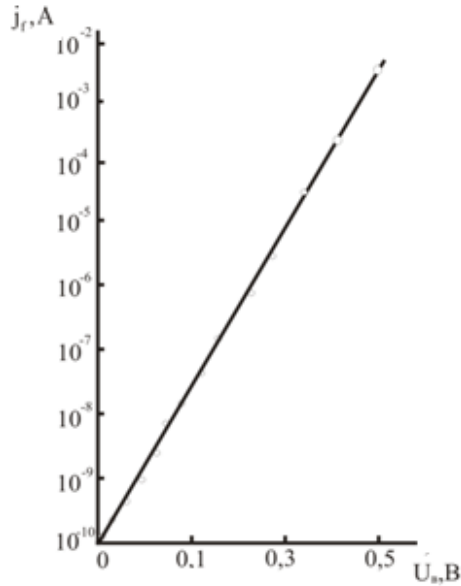


Рис. 1.1.12. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики контакта металл-полупроводник (Au-Si)

При прямом смещении формула (1.1.21) преобразуется следующим образом:

$$j \approx j_0 \exp\left(\frac{eU_a}{\eta kT}\right), \quad (1.1.22)$$

так как в этом случае  $\exp\left(\frac{eU_a}{\eta kT}\right) \gg 1$ .

Логарифмируя (1.1.22), получаем

$$\ln\left[\frac{j}{\exp\left(\frac{eU_a}{\eta kT}\right)}\right] \approx \ln j_0. \quad (1.1.23)$$

Конкретное значение  $j_0$  определяют путем подстановки в (1.1.23) величин  $j$  и  $U_a$ , взятых из реальной вольт-амперной характеристики,

причем в (1.1.23) подставляют значение той температуры, при которой проводилось измерение ВАХ. Затем можно построить зависимость  $j_0$  от  $10^{-3} T^{-1}$  в масштабе, необходимом для определения энергии активации и найти высоту потенциального барьера  $\varphi_k$  и константу А. В представленном виде выражение (1.1.23) не содержит членов, связанных с падением напряжения на объемном последовательном сопротивлении, которое должно быть учтено.

Следует отметить, что выражения (1.1.22) и (1.1.23) имеют смысл, если  $\eta \approx 1$ , т.е.  $\eta = 1, 0 \dots 1, 01$ . Это условие выполняется для Si, Ge, GaAs и других полупроводников, наиболее широко используемых в производстве элементной базы РЭА.

Однако для некоторых переходов, например Pt–GaP или Ta–ZnTe, энергетический барьер может быть больше  $0,5 E_q$ . Тогда рекомбинационная модель тока приведет к  $\eta = \varphi_k / 0,5 E_q$ . Для контакта Ta с ZnTe  $p$ -типа проводимости  $e\varphi_k = 1,51 E_q$  эВ, а  $E_q = 2,26$  эВ; следовательно, модель показывает  $\eta = 1,34$ , что очень близко совпадает со значением, определенным из эксперимента.

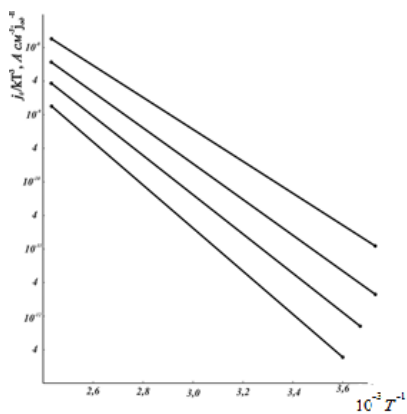


Рис. 1.1.13. Температурные зависимости тока  $j_0$ , найденные из прямых характеристик, в масштабе, удобном для определения  $\varphi_k$  и А

На рис. 1.1.13 показаны кривые, построенные в масштабе, необходимом для определения энергии активации для четырех различных значений удельного сопротивления кремния  $n$ -типа проводимости.

Изменение  $\varphi_k$  и  $A$  в зависимости от легирования может быть вызвано многими причинами. Например, наличие потенциального барьера приводит к появлению токов утечки и краевых эффектов, которые оказывают значительное влияние на процесс формирования ВАХ. Для исключения этого область выхода пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода на поверхность покрывают диэлектрическими слоями, например,  $\text{SiO}_2$ , или окружают барьер охранным обратносмещенным  $p$ - $n$ -переходом.

### **Влияние методов обработки поверхности полупроводника на высоту барьера контакта металл – полупроводник**

Большинство методов химической обработки не в состоянии полностью удалить слои загрязнений, находящиеся на поверхности полупроводника. Так, например, эллипсометрические измерения, выполненные на кремнии, показывают, что травление в HF, являющееся конечной операцией при проведении фотолитографии, не в состоянии удалить слой окисла на Si толщиной 10...20Å. Это явление было обнаружено при исследовании зависимости  $C^{-2} = f(u_{обп})$  для барьеров Шотки металл–кремний, показавшей заметные различия между величинами потенциальных барьеров, выполненных на сколотых и химически обработанных поверхностях кремния с плоскостью (III) и удельным сопротивлением 1...10 Ом·см (табл. 1.1.2).

**Таблица 1.1.2. Высота барьера Шотки  
на контактах металл – полупроводник**

Металл	Работа выхода $A_M$ , эВ	Высота барьера, эВ	
		сколотые поверхности	химически обработанные поверхности после старения
Pb	4,20	0,79	0,41
Al	4,20	0,76	0,50
Ag	4,31	0,79	0,56
Cu	4,52	0,79	0,69
Au	4,70	0,62	0,81
Ni	4,74	0,70	0,67

Если контакты, полученные после химической обработки, оставить на воздухе в течение нескольких недель или прогреть при



$T=100^\circ\text{C}$  в течение 30 мин, то обычно наблюдается некоторое старение. После этого равновесные значения высот барьеров остаются в дальнейшем довольно стабильными и мало зависят от режимов заключительной химической обработки. Старение (деградация) связано с медленными изменениями в пленке окислов, которая существовала уже перед напылением материала контакта.

Время, в течение которого происходит деградация, указывает на ионный, а не электронный характер процесса. Это может быть связано с миграцией загрязненных ионов через слой окисла. Причем, если ионы заряжены положительно, то в большинстве случаев под действием встроенного электрического поля они будут притягиваться к металлу. В процессе этой миграции распределение положительных зарядов совместно с компенсирующими отрицательными зарядами на поверхности металла создает диполь, который исчезает (т.е. нейтрализуется), когда ионы достигают металла. Эта модель старения хорошо согласуется с экспериментальными данными и позволяет объяснить, почему старение ускоряется при нагреве. В частности, присутствие заряженных ионов, действующих как «медленные» состояния, может вызвать нелинейность зависимости  $u_{обp} = f(C^{-2})$ , наблюдаемую непосредственно после напыления материала контакта, если заполнение состояний меняется под действием приложенного напряжения. Высокая плотность поверхностных состояний является, по-видимому, основным фактором, определяющим высоту барьера перехода металл-кремний, сформированного термическим напылением металла на поверхность кремния, образованную путем скола кристалла в вакууме. Высота барьера в этом случае совершенно не зависит от величины работы выхода металла. Однако высота барьера у того же перехода, но полученного напылением металла на химически обработанную поверхность кремния, уже имеет такую зависимость. Это говорит о том, что в таких диодах поверхностные состояния играют меньшую роль. Однако пределы изменения высоты барьера и в этом случае меньше пределов изменения работы выхода использованных контактных металлов. Оценка плотности состояний для модели, соответствующей таким условиям, дает величину  $2 \cdot 10^{12}$  состояний  $\text{эВ}^{-1} \cdot \text{см}^2$ .

## Определение высоты барьера контакта металл – полупроводник

Уравнение Шотки для тока, текущего через барьер, имеет вид:

$$j = C \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right) \left[ \exp\left(-\frac{eU_A}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1.1.24)$$

где  $C$  – константа, зависящая некоторым образом от температуры и определяемая рассматриваемой моделью потока свободных носителей заряда (эмиссия или диффузия).

После логарифмирования (1.1.24) получим выражение:

$$\ln j = \ln C + \ln \left[ \exp\left(-\frac{eU_A}{kT}\right) - 1 \right] - \frac{e\phi_B}{kT}, \quad (1.1.25)$$

которое описывает зависимость  $\ln j$  от приложенного к барьеру напряжения  $U_a$  (рис. 1.1.14,а). Из анализа зависимости  $\ln j = f(1/T)$  следует, что высоту потенциального барьера можно определить из энергии активации, т.е. по наклону прямолинейного участка этой зависимости при фиксированном напряжении  $U_a$  (рис. 1.1.14,б).

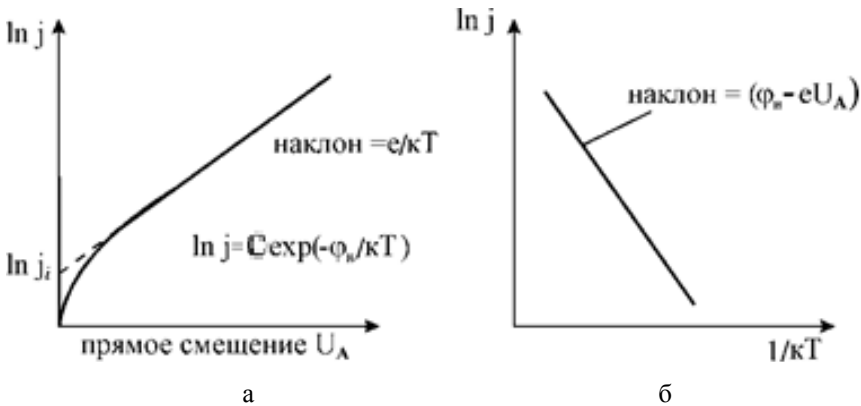


Рис. 1.1.14. Характеристики перехода металл – полупроводник:  
 а – вольт-амперная характеристика контакта металл – полупроводник при прямом смещении; б – зависимость  $\ln j$  от  $1/T$  для контакта металл – полупроводник при прямом смещении

Другой метод определения высоты барьера контакта металл – полупроводник основан на измерении спектрального распределения фо-

товозбуждения в переходах металл – полупроводник. Свет на переход может попадать либо через переднюю поверхность фотоэлемента, если толщина слоя материала металлического контакта мала (так называемые полупрозрачные контакты), либо через объем полупроводника (рис. 1.1.15, а, б).

Если энергия фотона больше высоты барьера, но меньше ширины запрещенной зоны полупроводника, то наблюдается фотоэмиссия электронов из металла в полупроводник (процесс I на рис. 1.1.15, в).

Если энергия фотона превышает энергию ширины запрещенной зоны полупроводника, то происходят прямые межзонные переходы. Процесс II приводит к резкому возрастанию фотоэффекта (рис. 1.1.15, г).

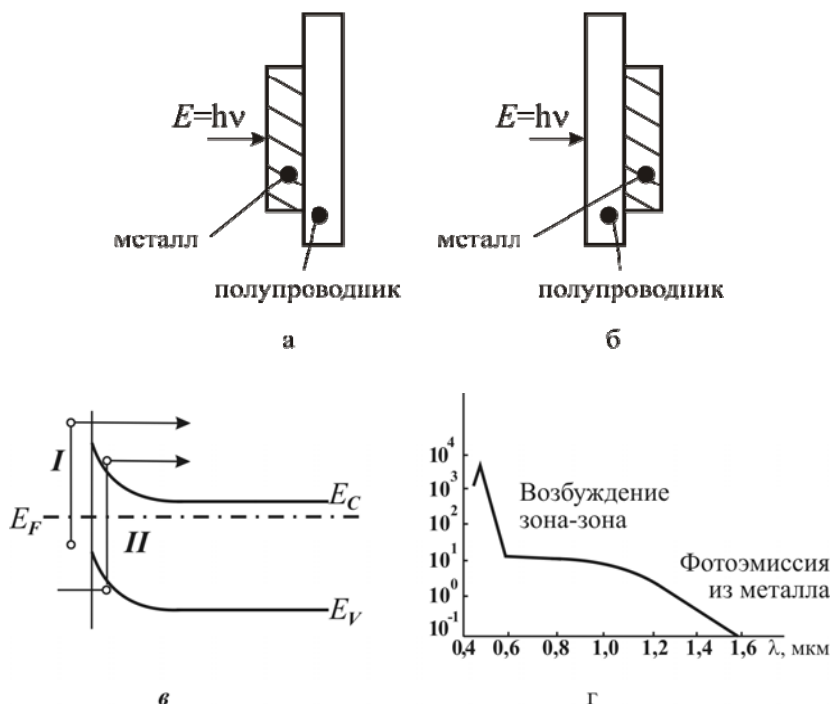


Рис. 1.1.15. Фотоответ перехода металл – полупроводник:  
 а – освещение фотоэлементов через переднюю поверхность;  
 б – освещение фотоэлементов через заднюю поверхность;  
 в – процессы фотовозбуждения при различных энергиях фотона;  
 г – при увеличении энергии фотона к фотоэмиссии электронов из металла в полупроводник добавляется межзонное возбуждение электронов

Ток короткого замыкания, связанный с переходом фотовозбужденных электронов через барьер, должен быть пропорциональным величине  $(h\nu - \varphi_B)$  больше, чем несколько  $kT$ . Поэтому зависимость квадратного корня фотоэффекта  $\sqrt{R}$  от  $h\nu$  должна изображаться прямой линией, а экстраполяция этой прямой и оси энергии дает высоту барьера  $\varphi_B$ . Случай контактов Al с *n*- и *p*-GaAs показан на рис. 1.1.16. Согласно данным рис. 1.1.5, б высота барьера  $\varphi_{Bn} = (A_M - \chi_S)$ , а согласно рис. 1.1.6, б барьер  $\varphi_{Bp}$  должен быть равен  $A_S - A_M$ , где  $A_S = \chi_S - E_q$ , поэтому сумма высот двух барьеров  $\varphi_{Bn} + \varphi_{Bp} = E_q$ . Этот вывод подтверждается данными рис.1.1.16, где  $(\varphi_{Bn} + \varphi_{Bp})e = 1,35$  эВ, что достаточно близко к ширине запрещенной зоны GaAs.

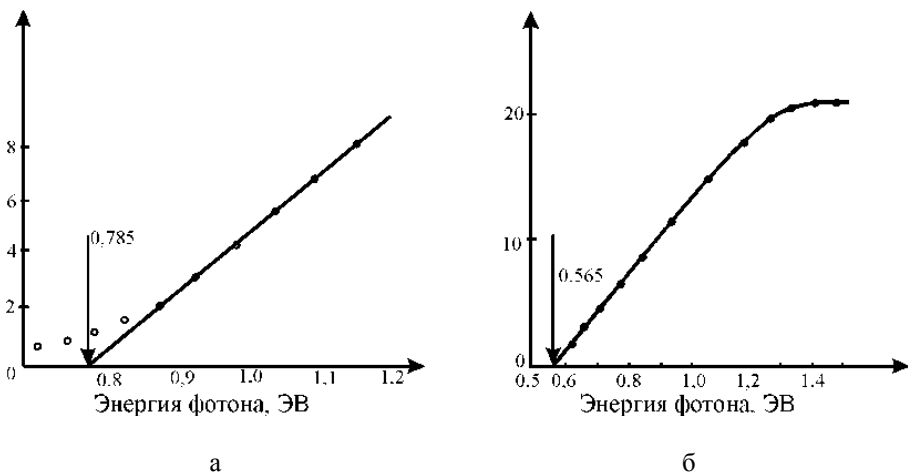


Рис.1.1.16. Определение высоты барьера по спектральной зависимости фотоответа переходов металл – полупроводник Al – Ga: а – GaAs *n*-типа; б – GaAs *p*-типа

Следует отметить, что модель Фаулера предполагает линейную зависимость  $\sqrt{R}$  от  $h\nu$ , однако в некоторых интервалах уровней легирования полупроводника можно получить лучшую линейность, построив зависимость  $h\nu$  от  $\sqrt[3]{R}$  или  $\sqrt{R h\nu}$ . Обе эти зависимости основаны на модели, учитывающей функцию плотности энергетических состояний.

Высоту барьера можно определить также путем изменения зависимости емкости от обратного напряжения. Для однородно легирован-

ного полупроводника зависимость  $1/C^2$  от напряжения изображается прямой линией, пересечение которой с осью абсцисс дает высоту барьера (рис. 1.1.17).

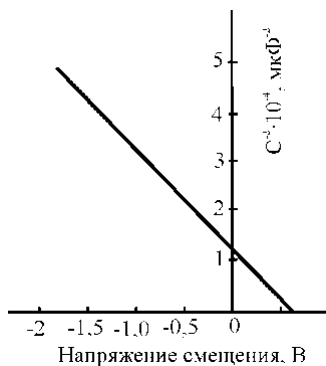


Рис.1.1.17. Вольт-фарадная характеристика диода Шотки

В табл. 1.1.3 приведены экспериментально определенные значения величин барьеров для контактов ряда металлов с поверхностью полупроводников, наиболее часто используемых в производстве интегральных микросхем.

Кроме того, по полученным экспериментальным вольт-амперным характеристикам контактов металл-полупроводник при различных температурных значениях можно вычислить:

1. Статические сопротивления в прямом и обратном направлениях приложенного напряжения ( $R = U / j$ ).
2. Динамическое сопротивление в определенной точке вольт-амперной характеристики ( $R_g = \frac{\Delta U}{\Delta j}$ ).
3. Коэффициент выпрямления при различных значениях приложенного напряжения:

$$K = \frac{j_{\text{пр}}}{j_{\text{обр}}} \text{ при } U_{\text{пр}} = U_{\text{обр}}.$$

4. Температурный коэффициент прямого и обратного токов

$$TKT = \frac{\Delta j}{j \Delta T}.$$

Таблица 1.3 **Высота барьеров в контактах металл – полупроводник**

Металл	Высота барьера при T=300K, эВ												
	Si	Ge	SiC	GaP	GaSb	InP	InAs	InSb	ZnS	ZaSe	CdS	CdS	DdTe
Al	0,5 -0,77	0,46	2	1,05	0,8		Омический контакт		0,8		Омический контакт		0,76
Ag	0,56 -0,79			1,2	0,86	0,64	Омический контакт	0,18 (77K)	1,65		0,36-0,56	0,43	0,66
Au	0,81	0,45	1,95	1,3	0,9	0,49	Омический контакт	0,17 (77K)	2	1,56	0,68-0,78	0,49	0,6
Ca	0,4												
Cr	0,57 -0,59												
Cu	0,69 -0,79	0,48		1,2	0,82				1,75	1,1	0,36-0,6		
Mg				1,04					0,82	0,7			
Ma	0,56 -0,68												
Na	0,43												
Ni	0,67 -0,7										0,45		
Pb	0,4 -0,49												
Pd	0,71								1,87		0,62		
Pt	0,9			1,46	0,86				1,84	1,4	0,85-1,1	0,37	0,56
PtSi	0,85												
W	0,66	0,48											
WSi2	0,86												

### Определение параметров полупроводниковой подложки

На вольт-амперные характеристики полупроводниковых выпрямителей в значительной степени влияет температура. Так, например, при ее повышении увеличиваются прямой и обратный ток. Это обусловлено уменьшением высоты барьера  $e\varphi_K$  у выпрямляющего контакта и ростом концентрации свободных носителей заряда в объеме полупроводника у омических контактов.

Если контакт металл – полупроводник имеет выпрямительные свойства, зависимость его обратного тока насыщения для плоскостных структур описывается выражением, записанным в следующем виде:

$$j_0 = C \exp\left(-\frac{e\varphi_K}{kT}\right), \quad (1.1.26)$$

где  $C=AT^2$  – множитель, слабо зависящий от температуры.

Исследуя температурную зависимость обратного тока, можно определить величину потенциального барьера  $\varphi_K$ , для чего выполним операцию логарифмирования выражения (1.1.26) для двух разных температур  $T_1$  и  $T_2$ . Тогда зависимость (1.1.26) для этих случаев записывается следующим образом:

$$\ln j_{01} = \ln C - \frac{e\varphi_K}{kT_1}, \quad (1.1.27)$$

$$\ln j_{02} = \ln C - \frac{e\varphi_K}{kT_2}. \quad (1.1.28)$$

Решая уравнения (1.1.27) и (1.1.28) относительно  $\varphi_K$ , получаем

$$\varphi_K = \frac{k \ln \frac{j_{01}}{j_{02}}}{\left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)}, \quad (1.1.29)$$

где  $j_{01}$  и  $j_{02}$  – обратные токи контакта металл – полупроводник при температурах  $T_1$  и  $T_2$  соответственно.

Если контакт металл – полупроводник имеет омические свойства, при исследовании температурной зависимости сопротивления образца  $R$  можно определить энергию активации примесных атомов, внедренных в полупроводник. Для рабочих температур прибора, например, для контактов на кремнии – это диапазон  $T \leq 397,7$  К, справедливы следующие выражения:

Для полупроводника  $n$ - типа

$$R_n = R_{0n} \exp\left(\frac{\Delta E_q}{kT}\right), \quad (1.1.30)$$

для полупроводника  $p$ - типа

$$R_p = R_{0p} \exp\left(\frac{\Delta E_a}{kT}\right). \quad (1.1.31)$$

В диапазоне температур  $T > 397,7$  К резко возрастает проводимость полупроводника, обусловленная собственными носителями заряда, и тогда выражение для сопротивления записывается следующим образом:

$$R_i = R_{ni} \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (1.1.32)$$

В выражениях (1.1.30), (1.1.31) и (1.1.32)  $R_{0n}$ ,  $R_{0p}$  и  $R_{0i}$  – условные сопротивления полупроводниковых материалов при  $T \rightarrow \infty$ ;  $\Delta E_q$  и  $\Delta E_a$  – энергия активации примесных атомов, внедренных в полупроводник;  $E_g$  – ширина запрещенной зоны полупроводника.

Измерив температурный ход сопротивления исследуемого образца, определим величины сопротивлений для двух температур  $T_1$  и  $T_2$ , например, для полупроводника  $n$ - типа.

$$R_1 = R_{0n} \exp\left(\frac{\Delta E_q}{kT_1}\right), \quad (1.1.33)$$

$$R_2 = R_{0n} \exp\left(\frac{\Delta E_q}{kT_2}\right). \quad (1.1.34)$$

Деля почленно (1.1.33) и (1.1.34), получаем

$$\frac{R_1}{R_2} = \exp\left(\frac{\Delta E_q}{k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right), \quad (1.1.35)$$

откуда

$$\Delta E_q = k \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{R_1}{R_2}. \quad (1.1.36)$$

Величины  $\Delta E_a$  и  $\Delta E_q$  определяются аналогичным образом.

### **Приборы со структурой металл – полупроводник**

Приборы, выполненные на основе барьера металл – полупроводник, широко используются в цифровой логике, так как отличаются высоким быстродействием и малыми размерами, если изготавливаются в структурах интегральных микросхем. Растет интерес и к мощным выпрямительным диодам Шотки, которые позволяют достаточно про-



стыми техническими средствами изготовить приборы с большой активной площадью кристалла и возможностью отвода тепла через металлический контакт. Последнее достоинство позволяет пропускать через кристалл большие токи при более низких значениях падения напряжения на приборе относительно диодов с  $p-n$ -переходами.

Барьеры металл – полупроводник используются также в качестве переменных (подстроечных) конденсаторов, эффективность которых наиболее высока в СВЧ-диапазоне.

При поддержании постоянного обратного смещения на электродах этих конденсаторов имеется возможность изменением напряжения на конденсаторе осуществлять модуляцию толщины обедненной зоны и, следовательно, величины емкости рассматриваемого конденсатора. Однако наибольшее распространение контакты металл – полупроводник нашли в производстве фиксаторов напряжения (в качестве ключа), для которых наиболее важным параметром является напряжение открывания. Это понятие относится к прямому падению напряжения, возникающего при прямом смещении  $u_a$ , при котором наблюдается резкое увеличение тока, протекающего через диод в прямом направлении.

Воспользуемся выражением (1.1.17), в котором  $j_0$  запишем в следующем виде:

$$j_0 = \left( \frac{e^2 D_H N_c}{kT} \right) \left[ \frac{2e(\varphi_i - u_a) N_d}{\varepsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left( -\frac{e\varphi_B}{kT} \right). \quad (1.1.37)$$

Выражение (1.1.37) показывает, что  $j_0$  так же, как и  $j$ , зависит от напряжения  $u$  и имеет при этом квадратичную пропорциональность. Это означает, что по сравнению с экспонентой этой зависимостью можно пренебречь. Тогда приближенно выражение (1.1.17) можно переписать:

$$j = j'_0 \left[ \exp\left( \frac{eu_a}{\eta kT} \right) - 1 \right], \quad (1.1.38)$$

где  $j'_0$  не зависит от напряжения, а  $\eta$  – постоянная величина, значение которой находится экспериментальным путем и лежит обычно в диапазоне 1,02...1,15.

Следует отметить, что (1.1.38) обладает непрерывной зависимостью тока от напряжения, на которой отсутствуют резкие изменения кривой ВАХ, что позволяет точно определить величину напряжения открывания диода Шотки.

Практически эту величину находят путем продолжения касательной к прямолинейному участку вольт-амперной характеристики до ее пересечения с осью напряжений (рис. 1.1.18). Определенная таким образом величина напряжения открывания  $u_0$  численно равна величине контактной разности потенциалов диода Шотки. Величину  $u_0$  можно определить из равенства:

$$u_0 = \left( \frac{\eta k T}{e} \right) \ln \left( \frac{j_{np}}{j'_0} + 1 \right), \quad (1.1.39)$$

где  $j_{np}$  – ток в прямом направлении.

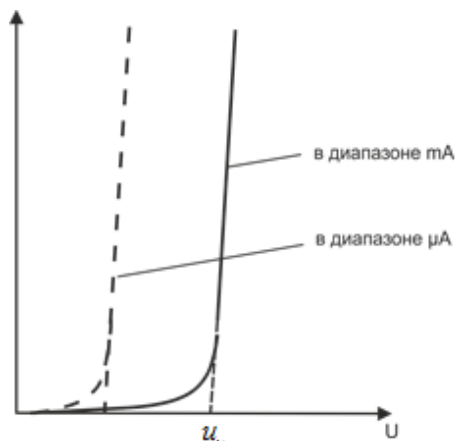


Рис. 1.1.18. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики диода Шотки

Таким образом, с точки зрения инженера-разработчика электронных схем,  $u_0$  сильнее всего зависит от  $j'_0$ . Следует также отметить, что в миллиамперном диапазоне токов диоды Шотки, изготавливаемые на основе контакта алюминий–кремний  $n$ -типа, имеют  $u_0$

порядка 450 мВ. Это на 200 мВ меньше, чем значение  $u_0$  для барьера  $p$ - $n$ -перехода.

### Транзисторы с барьером Шотки

Транзисторы с барьером Шотки используют в быстродействующих ключевых схемах, которые могут за очень короткое время перейти из состояния с невысоким напряжением и малым током в состояние с низким напряжением и большим током. Идеальными ключевыми параметрами обладают механические ключи с металлическими контактами. У таких ключей в замкнутом состоянии падение напряжения на контактах не превышает 1 мкВ при токе 10 мА, а остаточный ток в разомкнутом состоянии менее  $10^{-14}$  А. По этим параметрам механические ключи значительно превосходят электронные. Однако по быстродействию, сроку службы и надежности электронные ключи находятся вне конкуренции, что и определило их широкое применение в цифровых устройствах.

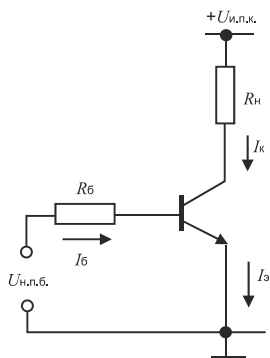


Рис. 1.1.19. Схема простейшего транзисторного ключа

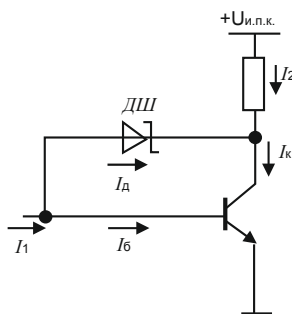


Рис. 1.1.20. Схема ключа с нелинейной обратной связью в виде диода Шотки

На рис. 1.1.19 показана схема простейшего транзисторного ключа, в которой транзистор работает в трех режимах: отсечки, нормальном активном и насыщения. Транзистор включен по схеме ОЭ. Базовая цепь с источником питания  $U_{нпб}$  и резистором  $R_б$  является управляющей. Управляемой (прерываемой) является коллекторная цепь.

При отрицательной полярности источника  $U_{\text{инб}}$  эмиттерный переход смещен в обратном направлении, транзистор заперт (режим отсечки), ток в цепи нагрузки очень мал и напряжение  $U_{\text{кз}}$  на ключе близко  $+U_{\text{инб}}$ .

При положительной полярности источника  $U_{\text{инб}}$  транзистор открыт, в цепи нагрузки проходит ток  $I_{\text{к}}$  и остаточное напряжение на ключе может быть близким к нулю. Схема рис.1.1.19 является инвертирующей, так как при увеличении входного напряжения  $U_{\text{инб}}$  выходное напряжение  $U_{\text{кз}}$  уменьшается от  $+U_{\text{инк}}$  до малого остаточного напряжения.

Одним из основных факторов, ограничивающих быстродействие транзисторных ключей, является *время рассасывания*  $t_{\text{р}}$  (задержки среза импульса) неравновесных носителей заряда, накопленных в базе и коллекторе транзистора. Время задержки среза импульса можно существенно снизить, если предотвратить *насыщение* транзистора. Наиболее эффективным способом предотвращения насыщения транзистора является использование в ключе нелинейной обратной связи в виде диода Шотки (ДШ), включенного между коллектором и базой (рис. 1.1.20).

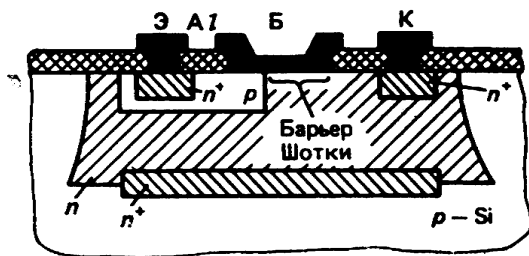


Рис. 1.1.21. Конструкция транзистора с барьером Шотки

На рис.1.1.21 приведена конструкция транзистора с барьером Шотки. Алюминиевый пленочный проводник образует с  $p$ -слоем базы невыпрямляющий омический контакт, а с  $n$ -слоем коллектора – выпрямляющий барьер Шотки. При работе транзистора в нормальном активном режиме потенциал коллектора будет больше потенциала базы, поэтому ДШ смещается в обратном направлении и не влияет на работу транзисторного ключа. Когда в процессе формирования фронта импульса коллекторного тока потенциал коллектора снижается и становится меньше потенциала базы, открываются коллекторный пе-

реход и ДШ. Поскольку падение напряжения на прямосмещенном ДШ существенно меньше, чем на коллекторном переходе, большая часть базового тока будет проходить через открытый ДШ. В открытом состоянии падение напряжения на ДШ составляет (0,3-0,4) В. С приложением прямого напряжения, равного (0,3-0,4)В, к ДШ и коллекторному *p-n*-переходу плотность тока в коллекторном переходе будет на три порядка меньше, чем плотность тока в ДШ. При таком различии в значениях прямых токов в ДШ и коллекторном переходе можно считать, что последний практически заперт, поэтому в транзисторе исключен режим двойной инжекции (насыщения). Соответственно будут сведены к минимуму процесс рассасывания избыточного заряда и задержка среза импульса.

В результате введения в конструкцию биполярного транзистора барьера Шотки (рис. 1.1.21) время выключения снижается до значений, не превышающих 0,1 нс. В переключающих транзисторах без барьера Шотки время выключения обычно больше 10 нс.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для снятия вольт-амперной характеристики контакта металл-полупроводник на постоянном токе образцы включают в схему, представленную на рис. 1.1.22. При прямом смещении на выпрямляющем контакте величина напряжения определяется вольтметром  $V_1$ , включенным параллельно исследуемому контакту ключом  $K_2$ . Сопротивление контактов при этом значительно превосходит сопротивление миллиамперметра и это дает право пренебрегать падением напряжения на миллиамперметре. Изменяя величину и направление приложенного напряжения реостатами  $R_1$ ,  $R_2$  и ключом П, соответственно изменяют ток и напряжение. По экспериментальным данным строят график вольт-амперной характеристики.

При исследовании тепловых характеристик контактов последние устанавливают в термостат и соединяют с измерительной схемой гибкими проводниками. Допустимые значения токов и напряжения задаются преподавателем, а температура определяется типом материала полупроводника и находится по справочнику. Для кремния, например, ее величина достигает 397,7 К. Ток в прямом направлении измеряют миллиамперметром, а в обратном направлении при необходимости – микроамперметром. Электрическое питание в схему подается ключом  $K_1$ .

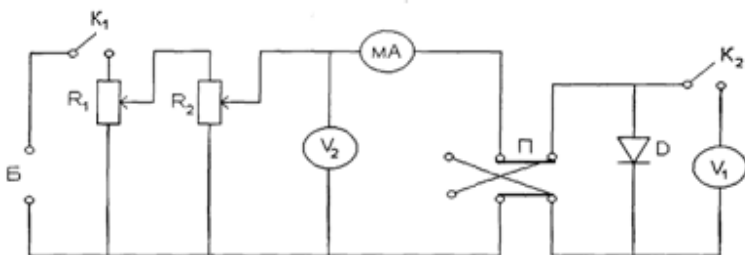


Рис. 1.1.22. Принципиальная электрическая схема лабораторного стенда:  $V_1, V_2$  – вольтметры, измеряющие прямую и обратную ветви вольт-амперной характеристики соответственно; МА – миллиамперметр;  $D$  – исследуемый диод;  $R_1, R_2$  – сопротивления, регулирующие входное напряжение;  $K_1, K_2$  – ключи электропитания; Б – батарея

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Соберите схему измерительного стенда согласно рис. 1.1.22 и снимите статические вольт-амперные характеристики образцов при температурах 293, 313, 333 К. Сделайте выводы.
2. Вычислите при одинаковом напряжении ( $U < 1$  В) и разных температурах следующие параметры:
  - а) статическое и динамическое сопротивления в прямом и обратном направлениях;
  - б) коэффициент выпрямления.
3. Определите энергию активации примесных атомов и величину потенциального барьера.
4. Сделайте выводы.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Модель Шотки. Условия существования модели Шотки.
2. Влияние поверхностных эффектов на процесс формирования вольт-амперной характеристики контакта металл – полупроводник.
3. В чем отличие экспериментальной и теоретической зависимостей тока от напряжения в контакте металл – полупроводник.
4. Определение высоты барьера по спектральной характеристике фотоэффекта перехода металл – полупроводник.

5. Расчет высоты барьера контакта металл–полупроводник по зависимости  $\ln j = f(1/T)$ .
6. Диоды Шотки в интегральных схемах.
7. Теория метода определения высоты барьера.
8. Описание установки.
9. В чем отличие статических и динамических характеристик контакта металл – полупроводник?
10. Объяснить физический смысл выражения для толщины объемного заряда (1.1.13).
11. Объяснить физический смысл выражения (1.1.14), описывающего ВАХ контакта металл – полупроводник в соответствии с диодной теорией выпрямления.

### *БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК*

1. Милнс А., Фойгт Д. Гетеропереходы и переходы металл – полупроводник. М.: Мир, 1975. – С. 184-212.
2. Лысов В.Ф. Практикум по физике полупроводников. М.: Просвещение, 1976. – С. 51-56, 111-139, 140-161.

## 1.2. Лабораторная работа № 2.

### ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА

*Цель работы:* закрепление знаний в области физических принципов образования и работы  $p$ - $n$ -перехода через изучение особенностей зависимости вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик от температуры; определение величин контактной разности потенциалов и сопротивления базы диода; расчет концентрации примеси в базе диода и ширины области пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода.

*Задание:*

Экспериментально измерить требуемые в работе параметры полупроводникового диода, выполнить необходимые предварительные расчеты и оформить таблицы и графические зависимости.

*Приборы и принадлежности:* вольтметр В7-26, измеритель добротности ВМ-560, исследуемый полупроводниковый диод, набор проводников, лабораторный стенд.

#### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

*Электронно-дырочный переход в равновесном состоянии.* Для создания  $p$ - $n$ -перехода в пластину полупроводника вводят донорную и акцепторную примеси. При этом они распределяются по объему таким образом, чтобы области полупроводника с разным типом проводимости механически и электрически взаимодействовали друг с другом (рис. 1.2.1, а). Это взаимодействие приводит к возникновению механической и электрической границ  $p$ - $n$ -перехода, физико-механические свойства которых и определяют электрические характеристики  $p$ - $n$ -перехода. Причем, если величины проводимостей  $p$ - и  $n$ -областей равны, то механическая и электрические границы совпадают, а если эти области имеют разную концентрацию примесных атомов, то они смещены друг от друга на некоторую величину.

В большинстве случаев  $p$ - $n$ -переходы изготавливают по сплавной и диффузионной технологиям. В первом случае формируется  $p$ - $n$ -переход, в области механической границы которого величина концентрации атомов



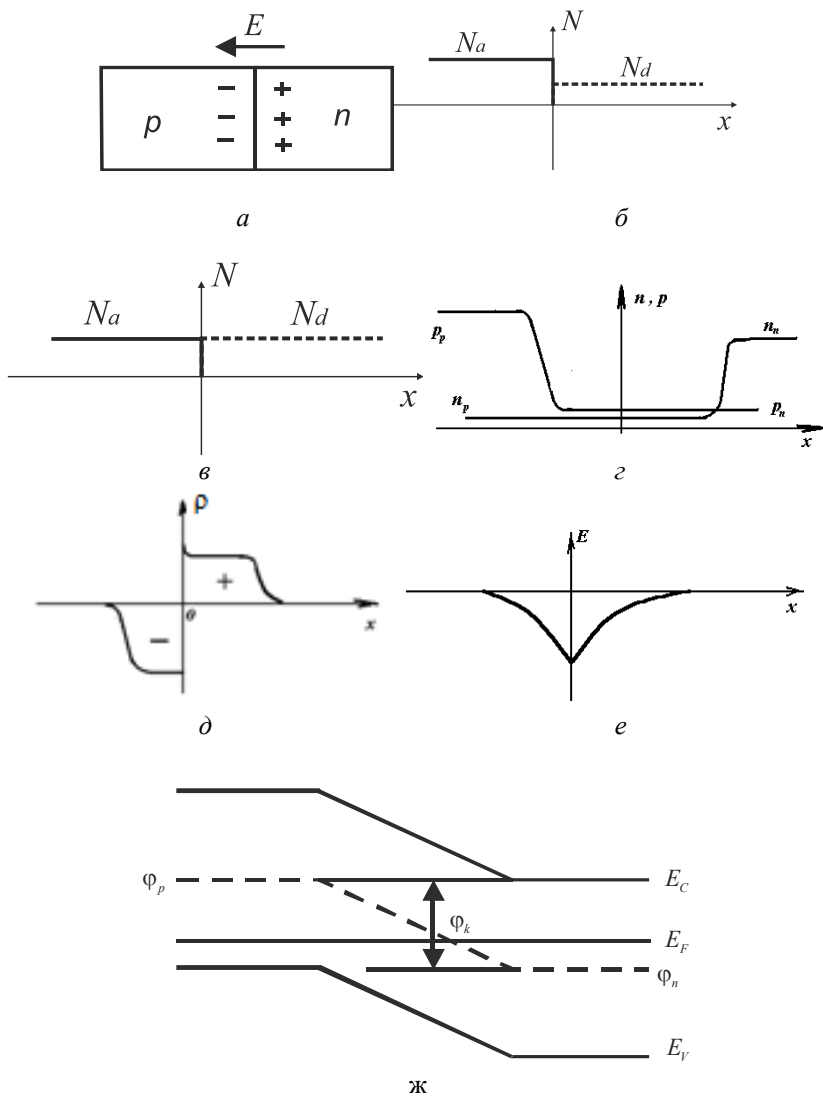


Рис. 1.2.1. Структура и свойства  $p$ - $n$  перехода: а – схема взаимодействия  $p$ - и  $n$ -областей полупроводникового диода; б – характер распределения примесных атомов в несимметричном  $p$ - $n$ -переходе; в – характер распределения примесных атомов в симметричном  $p$ - $n$ -переходе; г – распределение концентраций свободных носителей; д – распределение объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода; е – распределение электрического поля в области объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода, ж – энергетическая диаграмма  $p$ - $n$ -перехода

примесей донорного ( $N_d$ ) и акцепторного ( $N_a$ ) типов изменяются скачком (рис. 1.2.1, б, в). Такие  $p$ - $n$ -переходы называются резкими. Во втором случае атомы примесей распределяются в объеме полупроводника по некоторому плавному закону, например, по экспоненте или erf-функции. Исходя из этого и  $p$ - $n$ -переходы получили название – плавные. Кроме того, если выполняется неравенство  $N_a > N_d$ , то переход называют несимметричным (рис. 1.2.1, б), а если выполняется равенство  $N_a = N_d$ , – симметричным (рис. 1.2.1, в). В  $n$ -области концентрация электронов  $n_n$  значительно больше, чем в  $p$ -области, что приводит к возникновению градиента концентраций примесных атомов. Поскольку градиент имеет силовую природу, то электроны начинают перемещаться под действием этой силы в  $p$ -область, где они уже будут неосновными носителями заряда  $n_p$  (рис. 1.2.1, г). Благодаря захвату этих электронов акцепторами в  $p$ -области в некотором слое, примыкающем к границе раздела, появится отрицательный объемный заряд величиной  $\rho$ , обусловленный отрицательными ионами акцепторной примеси. Аналогично уход электронов из  $n$ -области приведет к образованию в  $n$ -области положительного объемного заряда ионами донорной примеси (рис. 1.2.1, д). Образование объемного заряда в области электрической границы  $p$ - $n$ -перехода сопровождается возникновением электрического поля (рис. 1.2.1, е) и контактной разности потенциалов  $\varphi_k$  (рис. 1.2.1, ж).

Электрическое поле препятствует переходу через ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода основных носителей заряда и ускоряет носители заряда противоположного знака, т.е. вызывает электрический дрейф неосновных носителей. В равновесном состоянии и в отсутствие внешнего напряжения на контактах полупроводникового диода **токи, формируемые диффузией основных носителей заряда  $p$ - и  $n$ -областей и дрейфом неосновных равны** по величине и **противоположны** по направлению. Энергетическая диаграмма  $p$ - $n$ -перехода для равновесного состояния, характерной особенностью которого является фиксированное значение положения уровня Ферми, приведена на рис. 1.2.1, ж.

Концентрация свободных носителей заряда в невырожденном полупроводнике при условии сохранения равновесного состояния определяется положением уровня Ферми в запрещенной зоне. Аналитическое описание этой зависимости имеет вид: для примесных полупроводников

$$n = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}, \quad (1.2.1)$$

$$p = N_v e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}};$$

для собственного полупроводника

$$n_i = p_i = \sqrt{N_v N_c} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (1.2.2)$$

где  $N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}$ ,  $N_v = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2}$  — эффективные плотности квантовых состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны.

Энергию середины запрещенной зоны  $E_i$  и энергию уровня Ферми  $E_F$  можно записать через соответствующие потенциалы, используя соотношение  $E = -e\varphi$ . Знак минус в этом случае означает отрицательный заряд электрона и поэтому потенциалы середины запрещенной зоны  $\varphi_i$  и уровня Ферми  $\varphi_F$  представляют собой положительные электростатические потенциалы. С учетом электростатических потенциалов и используя выражение (1.2.1), контактную разность потенциалов  $p$ - $n$ -перехода можно определить из выражения

$$\varphi_n = \varphi_p, \quad (1.2.3)$$

где  $\varphi_n$  и  $\varphi_p$  — потенциалы середины запрещенной зоны  $n$ - и  $p$ -областей  $p$ - $n$ -перехода (рис. 1.2.1, ж).

Выражение (1.2.3) можно записать и через равновесные концентрации электронов и дырок. Для этого запишем (1.2.3) в символах статического потенциала и решим его относительно  $\varphi_n$  и  $\varphi_p$ . Совместное решение полученных выражений и (1.2.3) дает

$$\varphi_n = \varphi_T \ln \frac{n_n}{n_p} = \varphi_T \ln \frac{p_p}{p_n} = \varphi_T \frac{n_n p_p}{n_i^2}, \quad (1.2.4)$$

где  $\varphi_T = \frac{kT}{e}$  – тепловой потенциал, т.е. статический потенциал, соот-

ветствующий заданному тепловому режиму работы диода. Таким образом, высота потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода определяется величиной удельного сопротивления его  $p$ - и  $n$ - областей.

*Вольт-амперная характеристика  $p$ - $n$ -перехода.* Пусть к  $p$ -переходу подключен источник напряжения плюсом: к  $p$ -области и минусом к  $n$ -области (прямое смещение). При прямом смещении величина потенциального барьера уменьшится, что позволит вступить в действие градиенту концентрации свободных носителей заряда и увеличит поток электронов, перебрасываемых им из  $n$ - в  $p$ -область. Из этого можно сделать вывод, что прямой (диффузионный) ток  $p$ - $n$ -перехода формируется не электрическими механизмами. Электрическим полем управляется только его величина.

Избыточные, неравновесные носители, появившиеся в результате понижения потенциального барьера, нарушат электронейтральность полупроводника вблизи перехода. Это вызовет возникновение равного им потока основных носителей из глубины  $p$ - и  $n$ -областей. Скорость рекомбинации электронов и дырок имеет конечную величину, поэтому неравновесные носители продвинуется вглубь полупроводника на расстояние, значительно превышающее толщину области пространственного заряда. Это, однако, не нарушает электронейтральности кристалла за пределами ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода, хотя концентрации неосновных и основных носителей и будут повышены. Одновременно эти процессы приводят к уменьшению ширины ОПЗ.

С увеличением прямого смещения концентрация свободных носителей в ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода повышается, что повышает и вероятность их рекомбинации. В реальных приборах процессы рекомбинации значительно усиливаются из-за наличия ловушек захвата, в качестве которых выступают дефекты кристаллической решетки. Энергетические уровни дефектов располагаются вблизи середины запрещенной зоны полупроводника, поэтому являются максимально эффективными центрами рекомбинации. Увеличение их концентрации в ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода приводит к возникновению эффекта «задержки» напряжения на прямой ветви вольт-амперной характеристики при увеличении прямого тока.

Сопротивление базы (сопротивление  $p$ - и  $n$ - областей) определяется распределенным сопротивлением материала полупроводника и имеет омические свойства, поэтому вольт-амперная характеристика

при больших прямых токах переходит в прямую линию. Следует иметь в виду также, что с увеличением прямого тока сопротивление базы уменьшается, так как ее область заполняется свободными носителями заряда. В физике полупроводниковых приборов этот эффект называют модуляцией проводимости базы.

Таким образом, при приложении внешнего напряжения в прямом направлении через ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода будет протекать ток неосновных носителей, величина которого будет нарастать с увеличением приложенного напряжения.

*Обратная характеристика реального диода.* При обратной полярности приложенного напряжения высота потенциального барьера увеличивается и ток, формируемый основными носителями  $p$ - и  $n$ -областей  $p$ - $n$ -перехода, будет незначительным. Причем его величина полностью определяется механизмами рекомбинации.

Генерация электронно-дырочных пар при обратном смещении может осуществляться как за счет непосредственного переброса электронов из валентной зоны в зону проводимости, так и через центры рекомбинации. Очевидно, что процесс генерации через центры рекомбинации более вероятен, чем переход носителей заряда из валентной зоны в зону проводимости.

При обратном смещении концентрация свободных электронов в запирающем слое мала и заполнение ловушек электронами зоны проводимости прекращается. Появление свободных ловушек приводит к увеличению числа переходов электронов из валентной зоны на центры рекомбинации. Возникшие дырки будут уноситься электрическим полем за пределы слоя объемного заряда. Поэтому возвращение электронов с уровней захвата в валентную зону становится невозможным из-за отсутствия свободных дырок в валентной зоне. Это вынуждает электрон переходить с энергетического уровня ловушки захвата только в зону проводимости, где он получает возможность уйти из запирающего слоя в область омических контактов полупроводникового диода. Это ослабит чисто рекомбинационные процессы в ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода, однако усилит процессы генерации. Причем величина этого усиления будет определяться объемом ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода.

Характерной особенностью реальных полупроводников является наличие на их поверхности зарядов, например ионов  $H^+$  и  $OH^-$ , образующихся в результате диссоциации паров воды. Если теперь учесть, что проводимость в направлении омических контактов увеличивается, а в направлении электрической границы  $p$ - $n$ -перехода

уменьшается, то их комплексное воздействие на ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода приведет к неравномерному изгибу энергетических зон в области их выхода на поверхность, уменьшению ширины области объемного заряда у поверхности  $W_s$  (рис. 1.2.2) и соответственно возникновению неравенства  $\varphi_k > \varphi_s$ , где  $\varphi_s$  – контактная разность потенциалов в области поверхности. Выполнение  $\varphi_k > \varphi_s$  и насыщение запрещенной зоны энергетическими уровнями структурных дефектов различного типа приводит к усилению процессов генерации свободных носителей заряда в области поверхности и возникновению токов утечки. Таким образом, обратный ток  $p$ - $n$ -перехода представляет собой сумму токов утечки и объема. Ток утечки может быть значительно усилен, если поверхность содержит молекулярные или ионные пленки, шунтирующие  $p$ - $n$ -переход, в качестве которых могут быть молекулы окислов основного материала, молекулы газа, воды и т.д. Повышение напряжения вначале приводит к линейному росту тока утечки, а затем – к сильному увеличению по экспоненциальному закону. При достаточно больших обратных напряжениях начинают проявляться предпробойные явления, приводящие к значительному повышению величины тока даже при незначительном увеличении напряжения. Существуют три механизма пробоя  $p$ - $n$ -перехода: *туннельный, лавинный и тепловой.*

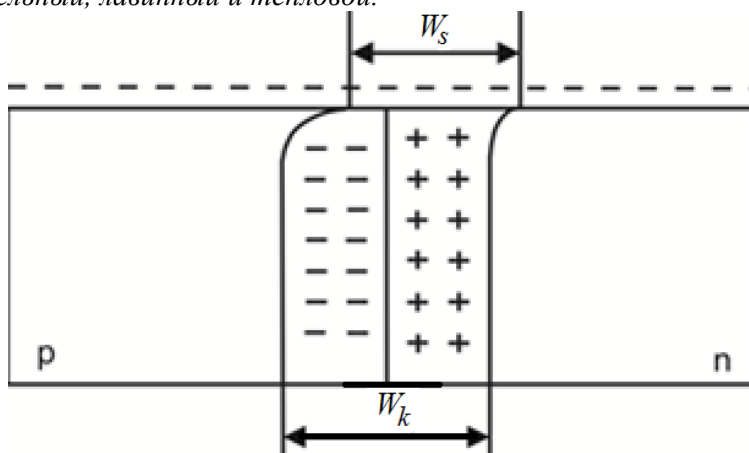


Рис 1.2.2. Схема распределения объемного заряда реального  $p$ - $n$ -перехода в объеме и на поверхности;  $W_k$  и  $W_s$  – ширина области объемного заряда в объеме и на поверхности

*Туннельный, или зинеровский, пробой* характеризуется резким увеличением тока за счет возникновения эффекта туннелирования электронов и дырок через потенциальный барьер  $p-n$ -перехода. Этот вид пробоя широко распространен в полупроводниковых приборах с резким  $p-n$ -переходом при сильном легировании  $p$ - и  $n$ -областей.

*Лавинный пробой* формируется эффектом лавинной генерации свободных носителей заряда в области объемного заряда  $p-n$ -перехода. Сущность этого эффекта заключается в том, что электроны и дырки в электрическом поле  $p-n$ -перехода накапливают кинетическую энергию, достаточную для ударной ионизации атомов решетки. Вновь образовавшиеся носители заряда увлекаются электрическим полем и, набрав необходимую энергию, начинают сами ионизировать матричные атомы.

*Тепловой пробой* обусловлен резким увеличением тепловой генерации свободных носителей заряда в  $p-n$ -переходе, обусловленной значительным увеличением тепла в объеме кристалла, образуемого механизмами протекания по нему обратного тока.

Отмеченные выше явления и обуславливают различие реальной и идеальной характеристик диода.

*Физико-математическая модель вольт-амперной характеристики идеального  $p-n$ -перехода.* Для вывода модели идеальной ВАХ необходимо знать закон изменения величины концентрации инжектированных носителей заряда на границе ОПЗ  $p-n$ -перехода при изменении внешнего напряжения. Учет токов утечки и эффектов термогенерации и пробоев различного типа, характерных для реальных диодов, чрезвычайно сложен, поэтому для анализа фундаментальных особенностей, присущих только  $p-n$ -переходу, часто используют идеальную модель ВАХ полупроводникового диода. Это позволяет сделать ряд существенных упрощений:

1. Модель электронно-дырочного перехода одномерная;  $p$ - и  $n$ -области имеют бесконечную протяженность.

2. Атомы примеси распределены равномерно,  $p-n$ -переход резкий.

3. Пассивные участки полупроводника  $p$ - и  $n$ -областей отсутствуют и все внешнее напряжение приложено непосредственно к  $p-n$ -переходу.

4. Внешнее электрическое поле невелико, т.е. уровень инжекции мал и ток в  $p-n$ -переходе определяется только диффузией и дрейфом носителей заряда.

5. Нейтрализация дырок вне ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода осуществляется только через механизм рекомбинации.

6. Эффекты пробоя, генерация и рекомбинация в ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода, а также токи утечки отсутствуют.

С учетом этих допущений аналитическое описание токов, протекающих через  $p$ - $n$ -переход, имеет вид:

$$\begin{aligned} j_p &= e\mu_p pE - eD_p \frac{dp}{dx}, \\ j_n &= e\mu_n nE + eD_n \frac{dn}{dx}. \end{aligned} \quad (1.2.5)$$

Согласно физической модели  $p$ - $n$ -перехода (диффузионное приближение) выполняется неравенство  $J_D \gg J_E$  (диффузионный ток много больше дрейфового) и систему равенств (1.2.5) можно переписать в следующем виде:

$$j_n = eD_n \frac{dn}{dx}, \quad j_p = eD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1.2.6)$$

Таким образом, ток неосновных носителей является диффузионным, а дрейфовая составляющая тока  $p$ - $n$ -перехода, как следует из (1.2.5), становится заметной только при больших полях.

Уравнение непрерывности для неосновных носителей заряда  $n$  – и  $p$  -областей можно записать в виде:

$$\begin{aligned} -\frac{dp}{dt} &= \frac{1}{e} + \frac{dj_p}{dx} + \frac{p - p_0}{\tau_p}; \\ -\frac{dn}{dt} &= -\frac{1}{e} + \frac{dj_n}{dx} + \frac{n - n_0}{\tau_n}, \end{aligned} \quad (1.2.7)$$

где  $n - n_0$  и  $p - p_0$  – разности, характеризующие концентрации неравновесных дырок и электронов.

В статическом режиме отсутствуют всякие изменения концентрации неосновных носителей заряда, т.е. должно выполняться равенство

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = 0. \quad (1.2.8)$$



Подставляя в (1.2.7) равенство (1.2.8), получим:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 p}{dt^2} - \frac{p - p_{n_0}}{L_p^2} &= 0, \\ \frac{d^2 n}{dt^2} - \frac{n - n_{p_0}}{L_n^2} &= 0, \end{aligned} \quad (1.2.9)$$

где  $L_n$  – диффузионная длина дырок в  $n$ -области;  $L_p$  – диффузионная длина электронов в  $p$ -области.

Решение уравнений (1.2.9) представляет собой систему уравнений:

$$\begin{aligned} p(x) &= p_{n_0} + (p_{p_1} - p_{n_0})e^{-x/L_p}; \\ n(x) &= n_{p_0} + (n_{n_1} - n_{p_0})e^{-x/L_n}, \end{aligned} \quad (1.2.10)$$

где  $p_{n_0}$  – концентрация дырок в  $n$ -области у границы ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода ( $x=0$ );  $p_{p_1}$  – концентрация дырок в  $p$ -области у границы ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода (см. рис. 1.2.1, г). При прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода для определения концентрации неосновных носителей заряда на границе ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода можно воспользоваться выражением (1.2.9). В этом случае аналитическая запись концентрации неосновных носителей заряда на границе ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода выразится в виде системы уравнений:

$$\begin{aligned} p_{n_1} &= p_p \exp\left(-\frac{(U_k - U)}{\phi_T}\right) = p_{n_0} \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right); \\ n_{p_1} &= n_n \exp\left(-\frac{(U_k - U)}{\phi_T}\right) = p_{p_0} \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right). \end{aligned} \quad (1.2.11)$$

Решая совместно (1.2.6), (1.2.10) и (1.2.11), получим систему уравнений, описывающую характер изменения тока дырок в  $n$ -области и тока электронов в  $p$ -области диода:

$$j_n(x) = \frac{eD_p p_{n_0}}{L_p} \left( \exp\frac{U_k - U}{\phi_T} - 1 \right) e^{-x/L_n}; \quad (1.2.12)$$

$$j_p(x) = \frac{eD_n p_{p0}}{L_n} \left( \exp \frac{U_k - U}{\varphi_T} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_p}}.$$

Из физических основ  $p$ - $n$ -перехода следует справедливость равенства:

$$j(x) = j_p(x) + j_n(x). \quad (1.2.13)$$

В стационарном режиме работы полупроводникового диода сумма этих токов должна быть постоянна в любом сечении кристалла.

Исходя из определения примесного полупроводника, вдали от  $p$ - $n$ -перехода общий ток будет определяться только токами основных носителей. Анализ (1.2.12) показывает, что вблизи границ ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода токи неосновных носителей зависят от координат и, следовательно, их величина будет изменяться при приближении к  $p$ - $n$ -переходу. В самой же ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода из-за отсутствия процессов генерации и рекомбинации величина токов должна иметь фиксированное значение (рис. 1.2.1, г.).

Полный ток, текущий через  $p$ - $n$ -переход при выполнении условия  $x=0$ , можно определить из выражения (1.2.12) с учетом равенства (1.2.13):

$$j = j_p(0) + j_n(0) = \left( \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} - \frac{eD_n p_{p0}}{L_n} \right) \exp \left( \frac{U}{\varphi_T} - 1 \right). \quad (1.2.14)$$

Уравнение (1.2.14) определяет характер изменения плотности тока, протекающего через ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода, в зависимости от напряжения на электродах полупроводникового диода. Величину полного тока в этом случае можно определить из равенства  $I=j \cdot S$ . В символах полного тока уравнение ВАХ диода может быть представлено в следующем виде:

$$I = I_S \left( \exp \frac{U}{\varphi_T} - 1 \right), \quad (1.2.15)$$

$$I_S = \left( \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} - \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \right) S. \quad (1.2.16)$$

Выражение (1.2.16) описывает характер изменения тока насыщения диода, который иногда называют обратным тепловым током.

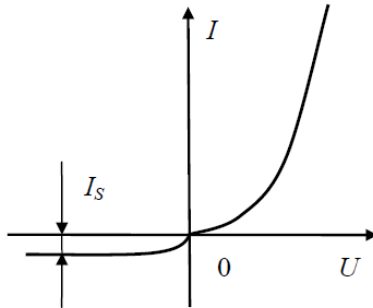


Рис. 1.2.3. Вольт-амперная характеристика идеального полупроводникового диода

Вольт-амперная характеристика идеального диода представлена на рис. 1.2.3. Величина обратного тока диода с увеличением обратного напряжения стремится к величине  $I_S$ .

Отличие прямой ветви вольт-амперной характеристики реального диода обусловлено тем, что при выводе уравнения (1.2.15) не учитывались явления генерации и рекомбинации в запиорном слое, а также распределенное сопротивление базы диода.

### Барьерная емкость $p$ - $n$ -перехода

Если принять, что в ОПЗ идеального  $p$ - $n$ -перехода вся примесь ионизирована и свободные носители заряда отсутствуют, то границы  $p$ - $n$ -перехода могут быть представлены как обкладки плоского конденсатора. Величина емкости в таких конденсаторах определяется из равенства

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{S}{d},$$

где  $S$  и  $d$  – площадь обкладок и соответственно расстояние между ними. Неизвестной величиной в этом равенстве является расстояние между обкладками конденсатора. Аналогом величины  $d$  в  $p$ - $n$ -переходе

является ширина его ОПЗ, т.е. ширина потенциального барьера. В связи с чрезвычайной сложностью экспериментального измерения  $d$  в  $p$ - $n$ -переходе ее величину определяют расчетным путем, используя для этого уравнение Пуассона. Для упрощения решения этого уравнения найдем характер распределения электростатического потенциала  $\varphi$  в ОПЗ для идеального резкого  $p$ - $n$ -перехода (1.2.1, б). В этом случае плотность объемного заряда в  $n$ - и  $p$ -областях постоянна и определяется только концентрациями соответствующих примесей:

$$\rho = q(N_d^+ - N_a^-). \quad (1.2.22)$$

Электрическое поле этого заряда проникает в  $p$ -область на глубину  $x_p$ , а в  $n$ -область на  $x_n$  (рис. 1.2.4, в). Вне заборного слоя напряженность электрического поля отсутствует и можно записать систему уравнений:

$$\begin{aligned} E_p &= \frac{d\psi}{dx} \Big|_{x=-x_p} = 0; \\ E_n &= -\frac{d\psi}{dx} \Big|_{x=x_n} = 0. \end{aligned} \quad (1.2.23)$$

Распределение электростатического потенциала  $\varphi$  в области объемного заряда можно найти, если решить уравнение Пуассона для одномерной модели перехода вида:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (1.2.24)$$

Интегрируя (1.2.24) с учетом граничных условий (1.2.23), получим распределение напряженности электрического поля в  $p$ - и  $n$ -областях  $p$ - $n$ -перехода:

$$\begin{aligned} E_p &= -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} N_a (x+x_p), \\ E_n &= \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} N_d (x_n-x). \end{aligned} \quad (1.2.25)$$

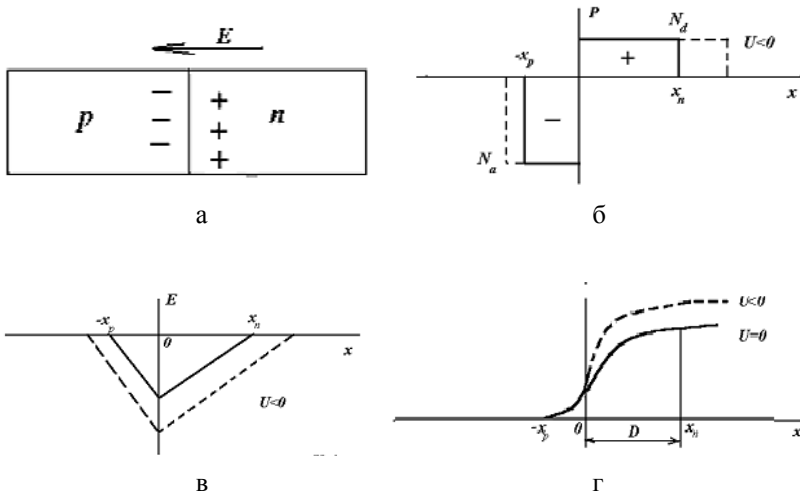


Рис. 1.2.4 Структура диода (а), изменение распределения плотности объемного заряда (б), поля (в) и потенциала в идеальном  $p$ - $n$ -переходе, (г)

Анализ (1.2.25) показывает, что в ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода величина напряженности с расстоянием линейно убывает в дырочной области и возрастает в электронной (рис.1.2.4, в). В точке  $x=0$  из условия непрерывности поля следует выполнение равенства:

$$E_p(0) = E_n(0). \quad (1.2.26)$$

Решая (1.2.25) при условии (1.2.26), получим:

$$eN_a x_p = eN_d x_n. \quad (1.2.27)$$

При условии однократной ионизации примесных атомов выполняется равенство:

$$p_p = -eN_a,$$

$$p_n = eN_d.$$

С учетом этого (1.2.27) выражает равенство положительного и отрицательного заряда  $p$ - $n$ -перехода.

При приложении к  $p$ - $n$ -переходу внешнего напряжения в соответствии с допущением об отсутствии электрического поля вне ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода граничные условия для потенциала можно представить следующим образом:

$$\psi(-x_p) = 0, \quad (1.2.28)$$

$$\psi(x_n) = U_K - U.$$

Величина  $U$  в (1.2.28) положительна при прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода.

Интегрируя (1.2.25) при граничных условиях (1.2.28), получим:

$$\varphi_p(x) = \frac{e}{2\epsilon\epsilon_0} N_a (x + x_p)^2; \quad (1.2.29)$$

$$\varphi_n(x) = \frac{e}{2\epsilon\epsilon_0} N_d (x_n - x)^2.$$

Из непрерывности электрического поля следует, что и потенциал в пределах ОПЗ также должен быть непрерывен. Поэтому правые части равенства (1.2.29) для точки  $x=0$  должны быть равными между собой, т.е.

$$N_a x_p^2 = N_d x_n^2. \quad (1.2.30)$$

Из этого следует, что кривая, характеризующая изменение потенциала в зависимости от расстояния, меняется по квадратичному закону и при  $x=0$  будет иметь точку перегиба.

Распределение электростатического потенциала  $\psi(x)$  в пределах заборного слоя дано на рис.1.2.4, г.

Из условия непрерывности потенциала следует справедливость выражения:

$$\frac{e}{2\epsilon\epsilon_0} (N_d x_n^2 + N_a x_p^2) = U_K - U. \quad (1.2.31)$$

Используя совместное решение (1.2.30) и (1.2.31), получим ширину ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода:

$$D = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(N_d + N_a) \cdot (U_K - U)}{eN_dN_a}} \quad (1.2.32)$$

Как видно из (1.2.32), величина  $D$  определяется как величиной, так и знаком напряжения, приложенного к полупроводниковому диоду. На рис.1.2.4 пунктиром показано распределение объемного заряда, поля и потенциала в запиорном слое при обратном напряжении.

В случае несимметричного  $p$ - $n$ -перехода ( $N_a \gg N_d$ ) из (1.2.31) следует, что ОПЗ распространяется в основном в область полупроводника с более низкой проводимостью, т.е. в основном в область базы.

Изменение протяженности запиорного слоя в связи с изменением напряжения приводит к изменению объемного заряда в  $p$ - и  $n$ -областях. Поэтому  $p$ - $n$ -переход ведет себя подобно емкости. Эту емкость называют барьерной, так как она связана с образованием потенциального барьера между  $p$ - и  $n$ -областями.

Согласно определению величина емкости описывается равенством:

$$C = \frac{dQ}{dU}. \quad (1.2.32)$$

Приращение напряжения считается положительным, если ему соответствует уменьшение обратного или увеличение прямого напряжения. В этом случае приращение заряда в ОПЗ будет отрицательным. Используя это условие и (1.2.27), найдем  $dQ$  :

$$dQ = -eN_d dx_n = -eN_a dx_p. \quad (1.2.33)$$

Из уравнения (1.2.31) следует, что приращение напряжения можно описать выражением

$$dU = -\frac{eN_d dx_n}{\varepsilon\varepsilon_0} D. \quad (1.2.34)$$

Знак минус в (1.2.34) означает, что положительному приращению напряжения соответствует отрицательное приращение величины  $dx_n$ . Подставив (1.2.33) и (1.2.34) в (1.2.32), получим уравнение, описывающее изменение барьерной емкости ОПЗ:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{D}. \quad (1.2.35)$$

Решая совместно (1.2.35) и (1.2.32), получим зависимость величины барьерной емкости от приложенного напряжения и концентрации примеси:

$$C = S \sqrt{\frac{e\varepsilon\varepsilon_0 N_d N_a}{2(N_d + N_a)(U_K - U)}}. \quad (1.2.36)$$

Используя (1.2.36), можно найти численное значение контактной разности потенциалов и концентрацию атомов донорной примеси.

Для резких  $p$ - $n$ -переходов (1.2.36) значительно упрощается, т.к. выполняется неравенство  $N_a \gg N_d$ . Уравнение (1.2.36) можно переписать в этом случае в следующем виде:

$$C = S \sqrt{\frac{e\varepsilon\varepsilon_0 N_d}{2(U_K - U)}}. \quad (1.2.37)$$

Графическое решение уравнений (1.2.36) и (1.2.37) в виде зависимости  $1/C^2 = f(U)$  представлено на рис. 1.2.5.

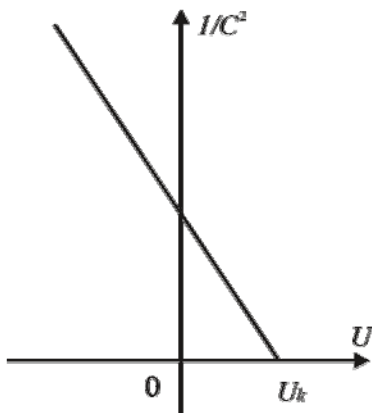


Рис. 1.2.5 Зависимость барьерной емкости от приложенного напряжения



Прямая отсекает на оси абсцисс отрезок, равный по величине  $\varphi_k$ , а на оси ординат – значение емкости, численно равное величине исходной емкости. Концентрацию донорной примеси  $N_d$  можно найти, воспользовавшись уравнением (1.2.37). Если известна зависимость  $C=f(U)$ , то на основании равенства (1.2.35) можно построить зависимость ширины запирающего слоя  $D$  от приложенного напряжения  $U$ .

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Принципиальная схема установки, используемой для снятия вольт-амперных характеристик и измерения барьерной емкости диодов, приведена на рис. 1.2.6.

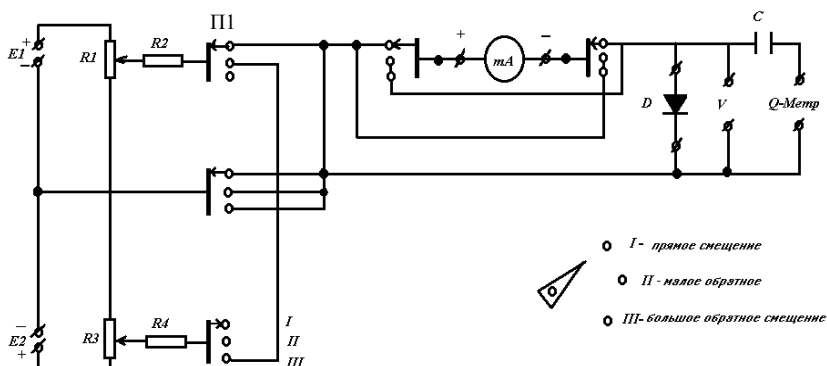


Рис. 1.2.6. Принципиальная схема экспериментальной установки

Схема содержит два источника постоянного напряжения  $E1$  и  $E2$ , которые подключают с помощью переключателя  $III$ . Низковольтный источник напряжения  $E1$  предназначен для снятия прямой ветви и начального участка обратной ветви характеристики. Высоковольтный источник напряжения  $E2$  позволяет снять всю обратную ветвь диода, включая и предпробойную область вольт-амперной характеристики. Одновременно с изменением характера смещения предусмотрено переключение полярности миллиамперметра  $mA$ . При всех измерениях диод установлен в термостате и соединен со схемой гибким шлангом.

Измерение емкости производят с помощью  $Q$ -метра КВ-1 или ВМ 560 следующим образом. Без диода контур  $Q$ -метра настраивают в

резонанс посредством изменения емкости контура. Отметив значение этой емкости по показанию лимба (назовем эту емкость  $C1$ ), подключают исследуемый прибор. Для восстановления резонанса емкость конденсатора  $Q$ -метра должна быть уменьшена на величину измеряемой емкости  $C$ . Назовем второй отсчет емкости по шкале  $Q$ -метра  $C2$ . Тогда величина барьерной емкости будет представлять собой разность этих величин, т.е.  $C=C1-C2$ . Для уменьшения шунтирующего действия сопротивление  $R4$  выбрано большим. Измерение барьерной емкости производят при обратном смещении. Параметры элементов схемы указаны на стенде.

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Измерить вольт-амперную характеристику диода.
2. Измерить емкость диода в зависимости от обратного напряжения при комнатной температуре.
3. По начальному участку вольт-амперной характеристики определить величину теплового потенциала  $\varphi_T = \frac{kT}{e}$ .
4. Оценить с помощью вольт-амперной характеристики величину сопротивления базы и контактную разность потенциалов.
5. Построить зависимость  $\frac{1}{C^2} = f(U)$  и рассчитать: величину контактной разности потенциалов  $\varphi_k$  и концентрацию донорной примеси  $N_d$  в базе диода по формуле (1.2.37).
7. Рассчитать зависимость ширины ОПЗ  $d$  от величины обратного напряжения по формуле (1.2.35).

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие носители заряда формируют прямую ветвь ВАХ идеального диода?
2. Как влияет на величину контактной разности потенциала  $p$ - $n$ -перехода увеличение температуры?
3. Как изменяется энергетический уровень Ферми при изменении температуры?
4. Какими носителями заряда формируется дрейфовый ток идеального  $p$ - $n$ -перехода?

5. Что характеризует тепловой потенциал?
6. Какими выражениями описывается высота потенциального барьера:  
а – в символах энергии; б – в символах потенциала?
7. Какие упрощения используются при выводе уравнения ВАХ идеального  $p$ - $n$ -перехода?
8. Почему при выводе уравнения ВАХ используется уравнение непрерывности?
9. Что означает для уравнения непрерывности условие выполнения статического режима работы  $p$ - $n$ -перехода?
10. Какими равенствами описывается характер изменения дырочного тока в  $n$ -области и электронов в  $p$ -области?
11. Какими равенствами описывается ВАХ идеального  $p$ - $n$ -перехода?
12. В чем различие идеального и реального  $p$ - $n$ -перехода?
13. Что характеризуют понятия емкость и конденсатор?
14. Какими носителями заряда формируется барьерная емкость?
15. Какая зависимость существует между величиной барьерной емкости и концентрацией примесных атомов?
16. Какая зависимость существует между величиной барьерной емкости и величиной напряжения на электродах диода?
17. Существует ли барьерная емкость при прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода?
18. Что характеризуют точки пересечения функции  $\frac{1}{C^2} = f(U)$  с осями координат?
19. Каков принцип работы экспериментального стенда?

### *БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК*

3. Миддлбрук Р. Д. Введение в теорию транзисторов. – М.: Атомиздат, 1960. – 304 с.
4. Пикус Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов. – М.: Наука, 1965. – 450 с.
5. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам / под ред. проф., д-ра физ.-мат. наук К.В.Шалимовой. – М.: Высшая школа, 1968. – 464 с.

### 1.3. Лабораторная работа № 3. ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА

*Цель работы* – изучение механизмов построения разновидностей конструкции туннельных  $p-n$ -переходов, анализ характера влияния их вольт-амперных характеристик (ВАХ) на режимы усиления и генерации электромагнитных колебаний в электронных схемах.

*Задание:*

1. По конспекту лекций, рекомендованной литературе и данному практикуму изучить теоретические основы формирования механизма проводимости у туннельного диода и способы использования его в электронных схемах.
2. Подготовить ответы на контрольные вопросы.
3. Выполнить предварительные расчеты.
4. Изучить порядок выполнения работы.
5. Собрать схему измерения вольт-амперной характеристики туннельного диода.
6. Экспериментально определить зависимость тока от напряжения туннельного  $p-n$ -перехода при температуре 300К.
7. Определить величины максимальных и минимальных значений токов и напряжений.
8. Провести анализ полученных результатов и сделать выводы.

*Приборы и принадлежности:* туннельный диод, лабораторный стенд, вольтметр, миллиамперметр, набор проводников.

#### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

**Токи туннелирования.** Эффект туннелирования заключается в прохождении свободным электроном области потенциального барьера без изменения своей энергии и при строгом выполнении условия, что его полная энергия меньше величины потенциального барьера. Таким образом, направленный поток туннелирующих электронов образует туннельный ток, при этом не требуя предварительного возбуждения

энергии электронов, например путем нагрева эмиттера, как это происходит при термоэлектронной эмиссии. Это принципиальное отличие туннельного тока от тока надбарьерной эмиссии обусловлено процессом туннелирования носителей заряда сквозь потенциальный барьер, а не над потенциальным барьером (см. рис. 1.3.1).

Туннелирование электрона через область потенциального барьера можно интерпретировать соотношением неопределенностей, в соответствии с которым фиксация элементарных частиц в пределах потенциальной ямы делает неопределенным их импульс. Из этого следует, что вероятность обнаружения свободного электрона в запрещенной с точки зрения классической механики области уже не равна нулю. В соответствии с этим появляется определенная вероятность прохождения (туннелирования) электрона сквозь потенциальный барьер. Вероятность такого прохождения является главным механизмом формирования физических характеристик туннельного тока. Для одномерного потенциального барьера такой характеристикой служит коэффициент прозрачности барьера, под которым понимают отношение потока прошедших сквозь него частиц к их общему потоку перед барьером.

На рис. 1.3.1, е приведена модель туннелирования электронов из металла в вакуум сквозь остроугольный потенциальный барьер, образуемый при наличии над поверхностью тела достаточно большого электрического поля. В этом случае толщина барьера будет уменьшаться с ростом напряжения поля, а ее прозрачность – возрастать, и в результате появится ток туннельной эмиссии.

*Туннелирование электронов из металла в вакуум называется автоэлектронной эмиссией.* Прозрачность потенциального барьера и плотность тока автоэлектронной эмиссии можно определить при следующих допущениях:

- 1) состояние системы описывается моделью свободного электрона в потенциальной яме;
- 2) температура эмиттера  $T = 0$  К.

В этом случае зависимость прозрачности барьера от энергии электрона  $E_0$  и напряженности поля  $E$  имеет вид

$$D(E_0, E) \sim \exp \left| \frac{\beta(E_0)^{3/2}}{eE} \right|, \quad (1.3.1)$$

где  $\beta$  – константа, зависящая от эффективной массы.

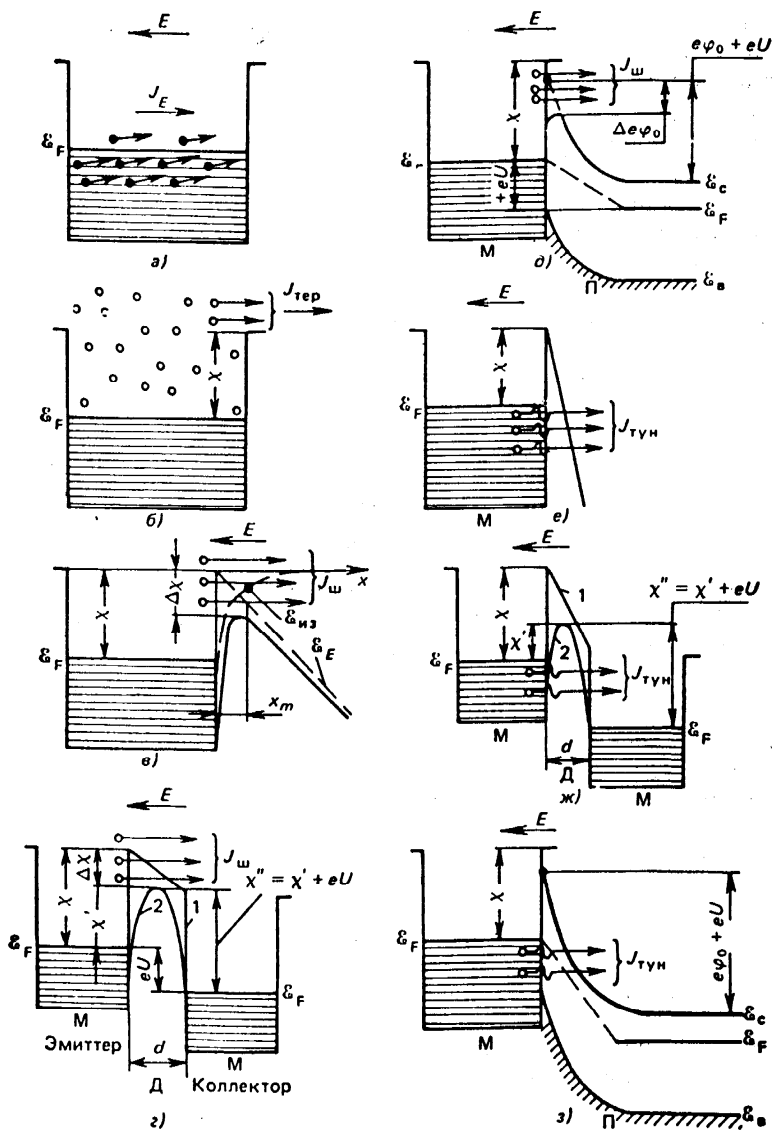


Рис. 1.3.1. Модели основных механизмов токопрохождения:  
 а – дрейфовый ток электронов в металле; б – ток термоэлектронной эмиссии в системе металл–вакуум; в – токи надбарьерной эмиссии в системах металл–вакуум; г – металл–диэлектрик–металлы; д – металл–полупроводник; е – токи туннелирования в системах металл–вакуум; ж – металл–диэлектрик–металлы; з – металл–полупроводник

Зависимость плотности тока от напряженности поля описывается соотношением

$$j_{\text{тун}} \sim E_2 \exp(-b/E). \quad (1.3.2)$$

Ее анализ позволяет сделать два вывода: она справедлива при не очень сильных полях и невысоких температурах, когда током термоэлектронной эмиссии можно пренебречь, т.е. справедлива при обычных рабочих режимах туннельного диода и ток автоэлектронной эмиссии зависит от напряженности поля так же, как ток термоэлектронной эмиссии от температуры.

На рис. 1.3.1, г приведена модель туннелирования электронов в системе металл – тонкий диэлектрик – металл. Потенциальный барьер, созданный диэлектриком, в первом приближении имеет трапециевидальную форму (ломаная кривая 1 на рис. 1.3.1, г). С учетом сил электрического изображения форма потенциального барьера аппроксимируется параболой (кривая 2 на рис. 1.3.1, г). Приложение внешнего напряжения смещает уровень Ферми на величину  $eU$  и в системе появляется результирующий туннельный ток (рис. 1.3.1, г).

Зависимость туннельного тока от приложенного напряжения с учетом сил электрического изображения имеет вид

$$I_{\text{тун}} = \exp(\beta_1 U - \beta_2 U^2) [1 - \exp(-\beta_3 U)], \quad (1.3.3)$$

где  $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  – постоянные, не зависящие от напряжения и определяемые параметрами системы  $\chi', \chi'', d$ .

В области малых напряжений экспоненты в выражении (1.3.3) можно разложить в ряд. Ограничиваясь первыми членами разложения, получим  $I_{\text{тун}} \sim U$ , т.е. в области малых напряжений зависимость туннельного тока от напряжения линейна.

На рис. 1.3.1, д приведена модель туннелирования электронов сквозь остроугольный потенциальный барьер в системе металл – полупроводник. Для такой модели туннельный ток описывается выражением

$$I_{\text{тун}} = I'_s \exp(E/E_0), \quad (1.3.4)$$

где  $I'_s$  – ток, зависящий от  $E, E_0, \chi$ ;  $E$  – энергия, зависящая от приложенного напряжения;  $E_0$  – энергия, зависящая от уровня легирования полупроводника и эффективной массы электронов в полупроводнике.

Туннельный ток, определяемый выражением (1.3.4), преобладает в области низких температур. С повышением температуры к нему будет добавляться ток надбарьерной эмиссии.

**Туннельные диоды.** На основе эффекта туннелирования свободных электронов через потенциальные барьеры разработан новый класс полупроводниковых приборов – туннельные диоды. Их особенностью является наличие на вольт-амперной характеристике (ВАХ) участка отрицательного сопротивления или отрицательной проводимости (рис.1.3.2, участок а-б).

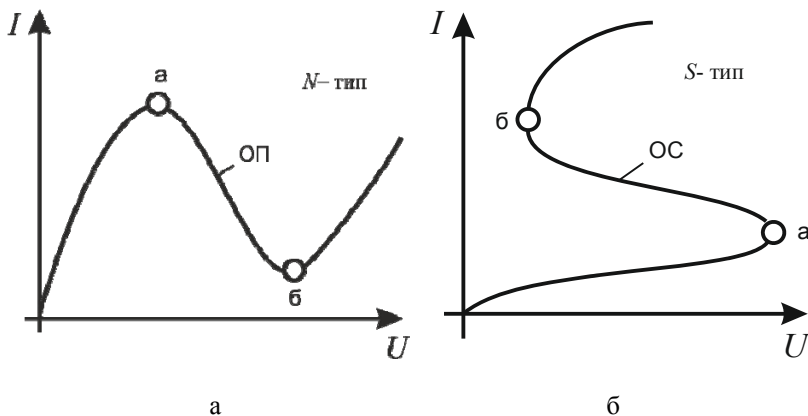


Рис. 1.3.2. Вольт-амперные характеристики активного элемента:  
 а – N-типа с отрицательной проводимостью; б – S-типа с отрицательным сопротивлением

Туннельные диоды имеют два типа ВАХ: N-типа с участком *отрицательной проводимости* (ОП), на котором дифференциальная проводимость отрицательна (рис. 1.3.2, а):

$$-\sigma_d = \frac{-\Delta I}{\Delta U}$$

и ВАХ S-типа с участком *отрицательного сопротивления* (ОС) на котором дифференциальное сопротивление отрицательно (рис. 1.3.2, б):

$$-R_d = \frac{-\Delta U}{\Delta I}.$$



Наличие у туннельных диодов ОС или ОП не означает, что они являются источником электрической энергии. Просто физические процессы, протекающие на участке а-б вольт-амперной характеристики туннельного диода создают условия, при которых увеличению напряжения соответствует уменьшение тока, т.е. если участки ВАХ с положительным сопротивлением как у обычного диода рассеивают электрическую энергию (рис. 1.3.3, кривая б), то отрицательный участок туннельного диода ее концентрирует (рис.1.3.3, кривая а).

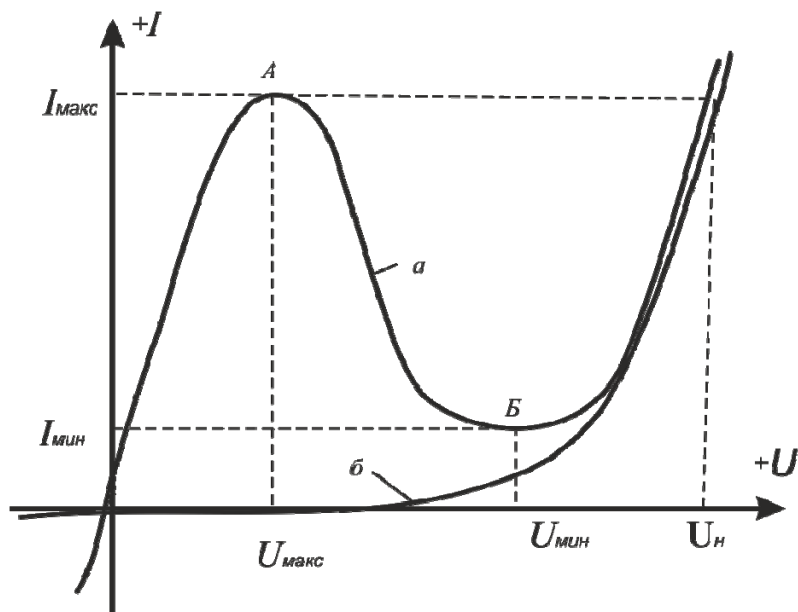


Рис. 1.3.3. Вольт-амперные характеристики туннельного (а) и обычного (б) диодов

При подаче энергии с внешнего источника отрицательное сопротивление выполняет роль автоматического (в случае автогенератора) или управляемого внешним сигналом (в случае усилителя) клапана, регулирующего поступление электрической энергии от источника питания в нагрузку. Подобное свойство туннельного диода позволяет построить на его основе такие приборы как генератор и усилитель синусоидальных колебаний.

Приборы с ОП или ОС в принципе обладают широкими функциональными возможностями. Наличие широкополосной отрицатель-

ной проводимости и резкая нелинейность ВАХ туннельных диодов позволяют использовать их в усилителях, генераторах, смесителях с усилением в диапазоне волн вплоть до миллиметровых. Это объясняется тем, что туннельный переход электронов происходит практически мгновенно за время порядка  $10^{-13}$  с. Частотный предел применения туннельных диодов ограничивается лишь емкостью, сопротивлением потерь (обусловленным объемным сопротивлением полупроводника и выводов)  $p$ - $n$ -перехода и паразитной индуктивностью выводов.

На туннельных диодах строятся схемы триггеров, мультивибраторов, переключателей с очень малыми временами переключения.

Туннельные диоды изготавливают на основе сильнолегированных полупроводниковых материалов, поэтому их параметры практически не зависят от температуры. Это дает возможность использовать их в широком диапазоне температур – от нескольких сотен градусов Цельсия до близких к абсолютному нулю.

Легирование  $n$ - и  $p$ -областей туннельного диода до вырождения ( $N_D = N_A$  до  $10^{28}$  м<sup>3</sup>) позволяет уменьшить толщину  $p$ - $n$ -перехода  $d$  до  $10^{-8}$  м. Это на два порядка меньше, чем у обычных выпрямительных диодов. При столь малой величине  $d$  резко возрастает его прозрачность для туннелирующих электронов [см. (1.3.1)]. Большая концентрация атомов примесей в  $n$ - и  $p$ -областях туннельного диода приводит к активному взаимодействию их потенциальных полей. С точки зрения теории энергетических диаграмм это означает расщепление примесных уровней в примесные зоны 1 и 2 (рис. 1.3.4, а), которые сливаются с зоной проводимости в  $n$ -области и с валентной зоной в  $p$ -области туннельного диода. Если на туннельный диод подать небольшое прямое смещение  $eU$ , то электроны из зоны проводимости будут переходить согласно закону туннелирования на противостоящие им свободные уровни валентной зоны (рис. 1.3.4, б). С повышением прямого смещения прямой туннельный ток будет возрастать и станет наибольшим, когда максимальной концентрации электронов в примесной зоне будет соответствовать максимальное число свободных уровней в валентной зоне (рис. 1.3.4, в). При дальнейшем повышении прямого смещения перекрытие уровней  $E_c$  и  $E_v$  будет уменьшаться, что приведет к снижению туннельного тока (рис. 1.3.4, г), и когда уровень  $E_c$  расположится против уровня  $E_v$ , туннелирование электронов прекратится (рис. 1.3.4, д). При этом прямой ток не уменьшится до нуля, так как с повышением прямого смещения начинают возрастать диффузионные потоки  $J_{nD}$  и  $J_{pD}$  электронов и дырок

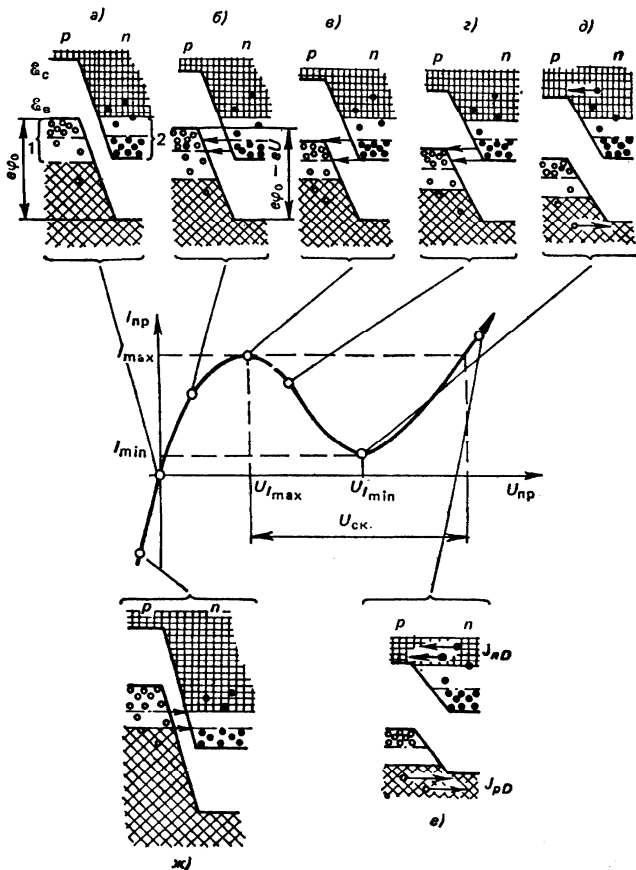


Рис. 1.3.4. Энергетические диаграммы и ВАХ туннельного диода при: а – отсутствии смещения; б – небольшом прямом смещении; в – смещении, соответствующем максимальному туннельному току; г – смещении, соответствующем участку с ОП; д – смещении, соответствующем нулевому туннельному току; е – смещении, вызывающем диффузионный ток; ж – обратном смещении (1 – зона акцепторных примесей; 2 – зона донорных примесей)

через переход (рис. 1.3.4, е). Эта часть ВАХ туннельного диода подобна ВАХ обычного  $p-n$ -перехода.

При обратном смещении электроны туннелируют из валентной зоны  $p$ -полупроводника, где их концентрация велика, на свободные уровни зоны проводимости  $n$ -полупроводника (рис. 1.3.4, ж).

При этом обратный туннельный ток резко возрастает с напряжением и обратная ветвь ВАХ идет круто вниз, т. е. туннельный диод, в отличие от обратного тока выпрямительного диода, обладает высокой проводимостью при обратном включении.

**Электрические свойства.** Вырожденные полупроводники переходят в режим собственной электропроводности при более высоких температурах, именно поэтому туннельные диоды способны работать при более высоких рабочих температурах по сравнению с другими биполярными приборами.

Из-за малости времени туннелирования электрона через потенциальный барьер ( $10^{-13}$  с) предельная частота туннельных диодов определяется их конструктивно-технологическими особенностями: индуктивностями выводов  $L_s$ , емкостью  $p$ - $n$ -перехода  $C_{\bar{a}p}$ , сопротивлениями растекания и сопротивлениями контактов  $r_s$ . Применение современных технологий позволило создать приборы с частотами до 40 ГГц.

Основными параметрами туннельного диода являются:

1. Токи  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  и напряжения  $U_{I_{\max}}$  и  $U_{I_{\min}}$  соответственно обозначают параметры пика и впадины прямой ветви ВАХ.

2. Перепад напряжения между точкой максимального туннельного тока  $I_{\max}$  и второй восходящей ветви ВАХ, при котором прямой ток также равен току пика  $I_{\max}$ , называют напряжением скачка  $U_{ск}$ . Этот параметр характеризует достижимые перепады напряжения, которые можно получить на нагрузочном сопротивлении при работе туннельного диода в схемах релаксационного генератора или с двумя устойчивыми состояниями.

3. Отношение тока пика к току впадины  $I_{\max}/I_{\min}$ .

Напряжения  $U_{I_{\max}}$  и  $U_{I_{\min}}$  имеют малый разброс при их изготовлении из одного материала, поэтому крутизна падающего участка ВАХ может быть определена отношением  $I_{\max}/I_{\min}$ . Туннельные диоды, выполненные из кремния, имеют  $I_{\max}/I_{\min} = 3$ . Это чрезвычайно малое значение, поэтому кремний практически не используется для изготовления туннельных диодов высокочастотного типа.

Сопротивление туннельного диода на высоких частотах при малом синусоидальном сигнале можно определить из выражения:

$$z = \left( r_s + \frac{g}{g^2 + \omega^2 C_{\bar{a}p}^2} \right) + j \left( \omega L_s - \frac{\omega C_{\bar{a}p}}{g^2 + \omega^2 C_{\bar{a}p}^2} \right), \quad (1.3.5)$$

где  $g = \frac{1}{r_\partial}$  – отрицательная дифференциальная проводимость, харак-

теризующая величину угла наклона падающего участка ВАХ. В большинстве практических расчетов используют понятие отрицательного дифференциального сопротивления, которое в интервале напряжений  $U_{I \max} - U_{I \min}$  равно равенству

$$r_\partial = \frac{dU}{dI} - r_s \approx -\frac{|U_{I \max} - U_{I \min}|}{|I_{\max} - I_{\min}|}.$$

При работе на падающем участке ВАХ выполняется неравенство  $g < 0$ . Из этого следует, что действительная часть (1.3.5) меньше нуля, т.е. выполняется неравенство

$$r_s + \frac{g}{g^2 + w^2 C_{\partial ap}^2} < 0. \quad (1.3.6)$$

Решая (1.3.6) относительно  $r_s$ , получим

$$r_s < \frac{g}{g^2 + w^2 C_{\partial ap}^2}. \quad (1.3.7)$$

Определим частоту, при которой (1.3.7) обращается в равенство

$$w_{kp} = \frac{|g|}{C_{\partial ap}} \sqrt{\frac{1}{|g| r_s} - 1}. \quad (1.3.8)$$

Следует отметить, что при более высоких частотах активная составляющая сопротивления диода положительна. Предельную частоту работы туннельного диода в режиме отрицательного дифференциального сопротивления определим из (1.3.8) путем преобразования его к виду

$$f_{kp} = \frac{1}{2\pi |r_\partial| C_{\partial ap}} \sqrt{\frac{|r_\partial|}{r_s} - 1}. \quad (1.3.9)$$

Анализ (1.3.9) на экстремальное значение  $r_s$  показывает, что максимальную рабочую частоту прибора можно получить, если вы-

полнить равенство  $|r_\delta| = 2r_s$ . При выполнении этого условия максимальное значение частоты можно определить из выражения

$$f_{\max} = \frac{1}{4\pi r_s C_{\text{бар}}}. \quad (1.3.10)$$

Из (1.3.10) следует: основной вклад в процесс формирования частотных свойств туннельных диодов вносит произведение  $r_s C_{\text{бар}}$ ; наиболее эффективно повысить частоту можно путем уменьшения  $C_{\text{бар}}$ . Однако из (1.3.9) следует, что уменьшения  $C_{\text{бар}}$  за счет уменьшения площади  $p$ - $n$ -перехода приведет к снижению величины максимального тока, а следовательно и к увеличению модуля отрицательного дифференциального сопротивления, поэтому значение частоты не изменится. Для устранения этой неопределенности в большинстве практических случаев высокочастотные свойства (быстродействие) туннельного диода оценивают по увеличению отношения  $I_{\max}/C_{\text{бар}}$ .

Предельную частоту туннельного диода определяет величина резонансной частоты паразитных колебаний  $w_p$ , которую можно определить из (1.3.5) приравняв мнимую часть нулю:

$$w_p L_s - \frac{w_p C_{\text{бар}}}{g^2 + w_p^2 C_{\text{бар}}^2} = 0. \quad (1.3.11)$$

Решая (1.3.11) относительно резонансной частоты, получим

$$w_p = \sqrt{\frac{1}{L_s C_{\text{бар}}} - \left(\frac{1}{r_\delta C_{\text{бар}}}\right)^2} \quad (1.3.12)$$

или

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_s C_{\text{бар}}} - \left(\frac{1}{r_\delta C_{\text{бар}}}\right)^2}. \quad (1.3.13)$$

Анализ выражений (1.3.9) и (1.3.13) показывает, что при выполнении неравенства

$$L_s < r_s C_{\text{бар}} r_\delta \quad (1.3.14)$$

будет выполняться и условие  $w_p > w_{\text{кр}}$ .

Выражения (1.3.9), (1.3.13) и (1.3.14) накладывают конструктивно-технологические ограничения на туннельные диоды. Так, например, для уменьшения  $L_s$  необходимо выводить изготавлять не из тонких проводов, а из металлических мембран, ленточных лепестков и пластин.

Максимальная мощность в нагрузке генератора, содержащего туннельный диод, связана с его параметрами соотношением

$$P = 0,12 \frac{|U_{I_{\max}} - U_{I_{\min}}|}{|I_{\max} - I_{\min}|}.$$

### **Генераторы синусоидальных колебаний на туннельном диоде.**

Туннельный диод благодаря чрезвычайно широкому частотному диапазону, малой потребляемой мощности и высокой температурной стабильности является почти идеальным прибором для построения миниатюрных, высокостабильных, широкодиапазонных генераторов. Двухполюсная структура прибора обуславливает весьма простое построение электронных схем генераторов, собираемых на туннельных диодах. В отличие от ламповых и транзисторных такие генераторы не требуют подачи внешней обратной связи, она уже присутствует в самом диоде.

В колебательном контуре за счет энергетических потерь всегда имеется затухание электромагнитного колебания при его прохождении через электронную схему генератора. Отрицательное сопротивление туннельного диода позволяет уничтожить потери в контуре и получить в нем незатухающие колебания. Наиболее просто это осуществляется схемой с туннельным диодом в контуре представленной на рис. 1.3.5.

При включении питания в любом параллельном  $LC$  контуре возникают свободные колебания, которые при наличии в схеме активных потерь затухают со временем. Пусть диод и источник питания выбраны такими, что рабочая точка находится на падающем участке характеристики (рис. 1.3.3, участок а-б). Во время длительности первого полупериода конденсатор  $C$  заряжается, формируя заряды на электродах таким образом, как показано на рис. 1.3.5. Согласно второму закону Кирхгофа это приводит к уменьшению величины напряжения на электродах туннельного диода. Однако в этот же момент времени эффект отрицательного дифференциального сопротивления приведет к возрастанию тока, который и скомпенсирует активные потери, доба-

вив энергию в контур. Если величина этой энергии станет равной или больше энергии активных потерь, то колебания в контуре примут незатухающий характер.

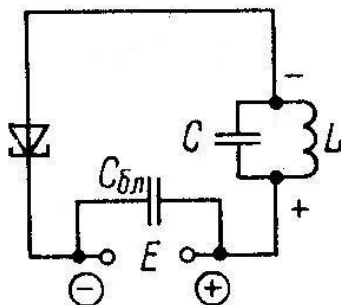


Рис. 1.3.5. Простейшая схема включения туннельного диода в контур для генерации колебаний

Переход электронов через потенциальный барьер туннельного диода происходит в чрезвычайно малые промежутки времени, достигающие порядка  $10^{-12}$  с, поэтому туннельные диоды хорошо работают на высоких частотах, включая СВЧ. В этом случае в большинстве практических случаев в качестве конденсатора  $C$  используют внутреннюю реактивность самого диода. Простейший генератор синусоидальных колебаний в СВЧ диапазоне можно построить по схеме, приведенной на рис. 1.3.6. Здесь  $C_d$  является внутренней емкостью диода, образующей последовательный колебательный контур с индуктивностью  $L$ .

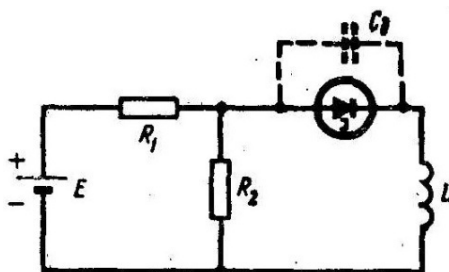


Рис. 1.3.6. Простейший последовательный контур генератора синусоидальных колебаний на туннельном диоде



Для самовозбуждения такой схемы достаточно выполнить условия:

$$R_3 < |-r_d| \quad \text{и} \quad L_3 > R_3 |-r_d| C_d,$$

где  $r_d$  – дифференциальное отрицательное сопротивление участка а-б ВАХ туннельного диода;  $R_3$  – эквивалентное активное сопротивление, включенное последовательно с диодом;  $L_3$  – эквивалентная индуктивность, включенная последовательно с диодом;  $C_d$  – паразитная внутренняя емкость диода.

Для достижения требуемого эффекта рабочая точка туннельного диода смещается от источника постоянного напряжения в область вольт-амперной характеристики с отрицательным наклоном (рис.1.3.1, участок а-б). При этом активное суммарное сопротивление, включенное последовательно с диодом, должно быть меньше  $|-r_d|$ . Если при этом  $L_3 \approx R_3 |-r_d| C_d$ , то колебания будут весьма близки к синусоидальным, но их амплитуда будет мала. При увеличении индуктивности амплитуда автоколебаний возрастает, однако увеличивается и содержание гармоник в генерируемом колебании.

Частота генерации схемы, показанной на рис.1.3.6, определяется по формуле

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_3 C_d} - \frac{R_3}{L_3 C_d |-r_d|}}.$$

Максимальный размах напряжения на электродах генератора примерно равен разности напряжений  $U_{\min} - U_{\max}$  (см. рис.1.3.4). Тогда максимальную мощность, развиваемую автогенератором на одном туннельном диоде, можно определить из выражения

$$P_{\max} = 1/8 (U_{I \min} - U_{I \max})(I_{\max} - I_{\min}).$$

При этом рабочая точка совершает колебания от точки пика характеристики (см. рис. 1.3.1, точка а) до впадины (рис. 1.3.1, точка б). Вследствие нелинейности характеристики вблизи этих точек форма колебаний будет значительно искажена. Если необходима «чистая» синусоида, то надо уменьшать выходную амплитуду и мощность.

Типовое значение мощности для генераторов на одном туннельном диоде с пиковым током до 10 мА лежит в пределах от единиц милливатт до десятков микроватт. Для получения большей мощности

необходимо применять диоды с большими пиковыми токами или использовать параллельное и последовательное соединение диодов. Так, например, наибольшую выходную амплитуду можно получить в параллельном генераторе (рис. 1.3.7).

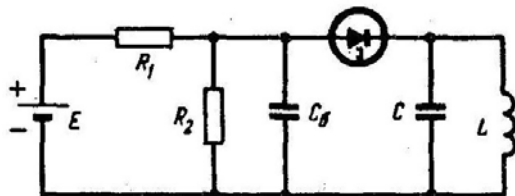


Рис. 1.3.7. Простейший параллельный генератор синусоидальных колебаний на туннельном диоде

Увеличение выходной амплитуды в этом генераторе происходит вследствие того, что конденсатор шунтирует по переменной составляющей сопротивление смещения, и активное сопротивление на частоте генерации практически равно сопротивлению потерь туннельного диода.

Наилучшую стабильность колебаний можно получить, собрав генератор по параллельно-последовательной схеме, показанной на рис. 1.3.8.

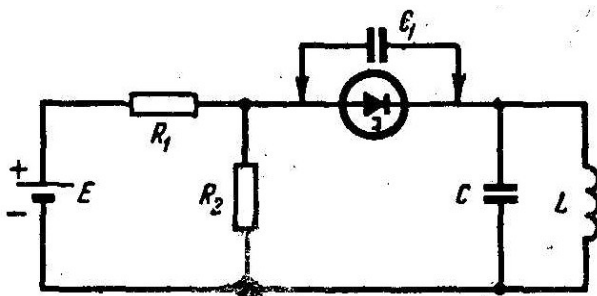


Рис. 1.3.8. Простейший параллельно-последовательный генератор синусоидальных колебаний на туннельном диоде

Частота генерации такой схемы определяется по формуле

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L(C + C_D)} - \frac{1}{|r_D|^2 C_D (C + C_D)}}.$$

При низких частотах генерации параллельно диоду обычно подключают дополнительную емкость ( $C_1$ ). Для получения стабильных колебаний в этой схеме необходимо выполнение условия

$$R_3 = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} + R_{\Pi} \approx \frac{|-r_d|}{1 + \omega_0^2 |-r_d|^2 (C_1 + C_d)^2},$$

где  $R_{\Pi}$  – сопротивление потерь туннельного диода.

Таким образом, последовательный генератор наиболее прост и имеет максимальную рабочую частоту, параллельный генератор – наибольшую выходную мощность, а параллельно-последовательный – наилучшую стабильность и форму сигнала.

**Усилители синусоидальных колебаний на туннельном диоде.** Принцип действия усилителя с туннельным диодом проще всего реализуется при его последовательном включении с цепью входного сигнала (рис.1.3.9).

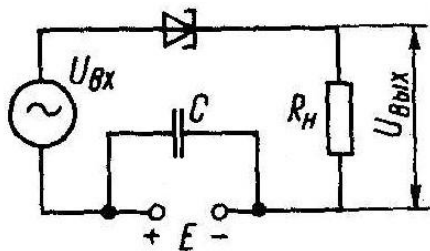


Рис. 1.3.9. Схема усилителя с туннельным диодом

Допустим, что генератор напряжения с некоторым внутренним сопротивлением  $R_r$  нагружен на активную нагрузку  $R_{\Pi}$ , т.е. туннельного диода в схеме нет. Тогда при выполнении условия  $R_r = R_{\Pi}$  максимальную мощность, отдаваемую в нагрузку можно определить используя равенство:

$$P_{\Pi, \max} = U^2 / 4R_{\Pi}.$$

Если в схему добавить туннельный диод (рис. 1.3.9) с отрицательным дифференциальным сопротивлением, равным по абсолютному значению  $|-r_d|$ , то на нагрузке будет уже выделяться мощность

$$P_n = \left( \frac{U}{R_n + R_\Gamma - r_d} \right)^2 R_n.$$

Из этого выражения следует, что при включении отрицательного сопротивления на нагрузку стала выделяться большая мощность. Взяв, например,  $|-r_d| = R_\Gamma = R_n$ , получим

$$P_n = U^2/R_n = 4P_{n,\max}.$$

Поскольку усилительный элемент является двухполюсником, то обычные для ламповых и транзисторных схем понятия «вход» и «выход» здесь неприменимы. Для количественной характеристики такого усилителя пользуются коэффициентом вносимого сопротивления по мощности  $K_{P_{\text{вн}}}$ . Этот коэффициент, равный отношению мощностей в нагрузке при включенном и выключенном отрицательном сопротивлении, показывает, какую мощность вносит в нагрузку активный двухполюсник (туннельный диод) по сравнению с пассивной цепью.

Для схемы на рис. 1.3.9 имеем:

$$K_{P_{\text{вн}}} = \frac{4R_\Gamma R_n}{(R_n + R_\Gamma - r_d)^2}.$$

При  $(R_n + R_\Gamma) \rightarrow |-r_d|$  получаем  $K_{P_{\text{вн}}} \rightarrow \infty$ , и схема становится неустойчивой. Поэтому для нормальной работы такого усилителя необходимо, чтобы выполнялось неравенство:

$$(R_n + R_\Gamma) < |-r_d|.$$

При названном условии исходная рабочая точка Т (рис. 1.3.10) может быть установлена на середине падающего участка (эта точка является пересечением линии нагрузки с характеристикой диода).

При подаче входного напряжения с амплитудой  $U_{\text{м.вх}}$  линия нагрузки будет «совершать колебания», перемещаясь параллельно самой себе. Ее крайние положения (штриховые линии) определяют конечные точки рабочего участка а-б. Проектируя эти точки на ось напряжений, получим амплитуду выходного напряжения  $U_{\text{м.вых}}$ , которая оказывается значительно больше амплитуды входного.

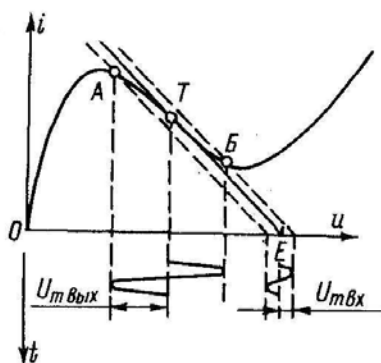


Рис. 1.3.10. График, поясняющий процесс усиления

Такая особенность усилителя на туннельном диоде как отсутствие отдельных входной и выходной цепи создает некоторые трудности при осуществлении схем с несколькими каскадами усиления. Усилители на туннельных диодах могут давать значительное усиление при невысоком уровне шумов и работают устойчиво.

**Обращенный диод.** Высота потенциального барьера перехода  $e\phi_0$  зависит от уровней легирования  $n$ - и  $p$ -областей диода. При соответствующем легировании можно добиться того, чтобы в отсутствие напряжения  $E_C$  и  $E_B$  расположились на одном уровне (рис. 1.3.11, а).

Такие диоды называют *обращенными*. У обращенных диодов при прямом смещении туннельный ток отсутствует и *прямая ветвь* ВАХ определяется диффузионными составляющими токов электронов и дырок, как у обычных диодов (рис. 1.3.11, б). Обратная ветвь ВАХ у таких диодов определяется туннелированием электронов (рис. 1.3.11, в). Обращенные диоды являются разновидностью туннельных диодов и используются в радиотехнических устройствах как детекторы, смесители при малых уровнях сигналов, а также в ключевых устройствах при сигналах с малыми амплитудами.

Обращенные диоды используют также в качестве выпрямительных элементов электронных схем, в которых для обработки сигналов малой амплитуды (до 0,3-0,4 В) необходимо, чтобы величина обратного тока на несколько порядков превышала прямой ток. Таким образом, при применении обращенных диодов их обратную ветвь ВАХ используют как прямую обычных диодов, а прямую – как обратную.

Из этого следует, что принцип работы обращенных диодов обусловил и их название.

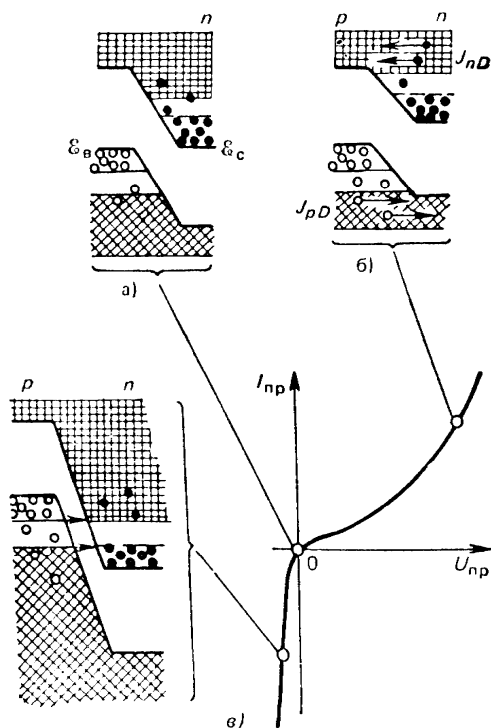


Рис. 1.3.11. Энергетические диаграммы и ВАХ обращенного диода при: а – отсутствии смещения; б – прямом смещении; в – обратном смещении

В заключение необходимо отметить, что при туннельном переходе электрон не затрачивает тепловой энергии и туннельный диод может работать при очень низкой температуре, при которой обычные полупроводниковые диоды и транзисторы перестают работать. С другой стороны, обладая  $n$ - и  $p$ -областями с вырожденной проводимостью, туннельный диод может работать также и при более высокой температуре, чем обычные полупроводниковые приборы.

Свойства и параметры вырожденных полупроводников, идущих на изготовление туннельных диодов, оказываются мало чувствительными к различным условиям внешней среды, например, радиации, боль-

шой влажности, поэтому туннельные диоды и их разновидности являются очень перспективными для применения в электронных схемах.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для снятия вольт-амперной характеристики  $p$ - $n$ -перехода туннельный диод включают в схему (рис. 1.3.12) и проводят следующие операции:

1. Тумблером «Сеть» включить установку.
2. Переставить переключатели К1 и К2 в режим измерения прямой характеристики диода. Вращая ручку потенциометра, устанавливать напряжение так, чтобы иметь для построения не менее 10 точек вольт-амперной характеристики при среднем шаге 20 – 30 мВ. В случае резкого изменения тока шаг резко сбавить.

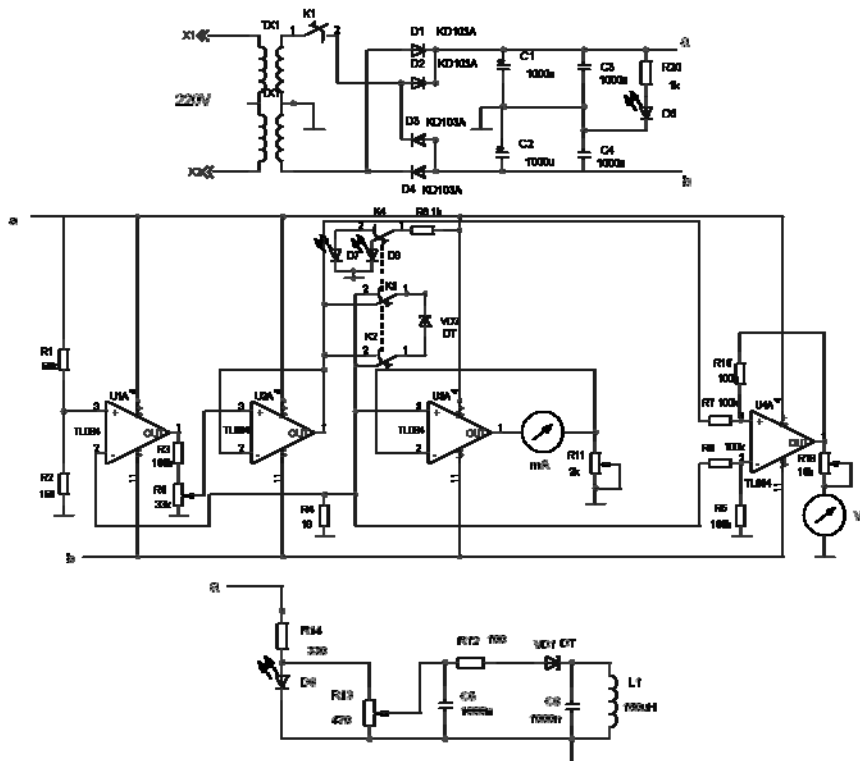


Рис. 1.3.12. Схема электрическая принципиальная для снятия ВАХ туннельного диода

3. Переключить переключатели К1 и К2 в режим измерения обратной характеристики. Снять характеристику по методике П2.

4. Переключатель режимов установить в положение «Генерация». Включить осциллограф тумблером «Сеть». Поставить тумблер «Напряжение – Ток» в положение «Напряжение», подключая тем самым осциллограф параллельно диоду. Возникновение колебаний обнаруживается осциллографом при соответствующем положении ручек «Усиление» и «Синхронизация». После возникновения устойчивых колебаний отрегулировать изображение на экране осциллографа и зарисовать колебания напряжения. Измерить амплитуду колебаний напряжения  $U_{генер.}$  Затем тумблер «Напряжение – Ток» перевести в положение «Ток», подключая тем самым осциллограф параллельно резистору. При этом осциллограф покажет колебания тока, значение которого можно определить по формуле:

$$\Delta J = \frac{\Delta U'}{R},$$

где  $\Delta U$  – значение напряжения на экране осциллографа;  $R$  – сопротивление амперметра,  $R = 20$  Ом. Зарисовать форму колебаний тока и измерить размах этих колебаний.

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с правилами работы приборов экспериментальной установки.

2. Включить электропитание лабораторного стенда и прогреть приборы в течение 5-15 мин.

3. Вычертить табл. 1.3.1 и 1.3.2 для получения прямой и обратной ветвей ВАХ туннельного диода.

Таблица 1.3.1

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Прямой ток $I_{пр}$ , мА										
Прямое напряжение $U_{пр}$ , мВ										



Таблица 1.3.2

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Обратный ток $I_{обр}$ , мА										
Обратное на- пряжение $U_{обр}$ , мВ										

1. Вычертить схему координат для изображения ВАХ туннельного диода (масштаб по осям:  $I_{пр}$  ( $I_{обр}$ ) – в 1 см 2 мА;  $U_{пр}$  ( $U_{обр}$ ) – в 1 см 0,1 В).
2. Снять прямую ветвь ВАХ и занести результаты измерений в табл. 1.3.1.
3. Снять обратную ветвь ВАХ и занести результаты измерений в табл. 1.3.2.
4. Построить ВАХ туннельного диода в координатных осях.
5. Рассчитать  $r_s$ .

### СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

Отчет выполняется на листах формата А4 и начинается с титульного листа. Отчет содержит:

1. Цель работы.
2. Задание.
3. Перечень приборов, используемых в эксперименте.
4. Используя схему электрическую принципиальную, начертить блок-схему лабораторного стенда.
5. Результаты экспериментальных исследований в форме расчетов, графиков и таблиц.
6. Выводы с кратким изложением физических основ работы туннельного диода.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Из каких полупроводниковых материалов изготавливают туннельные и обращенные диоды?
2. В чем состоит туннельный эффект?

3. При каких условиях возникают прямой и обратный туннельные токи?
4. Каков физический смысл отрицательного сопротивления?
5. Чем туннельный диод отличается от обращенного диода?
6. Принцип работы экспериментальной установки.

### *БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК*

1. Горюнов Н.Н., Кузнецов А.Ф., Экслер А.А. Схемы на туннельных диодах. – М.: Энергия, 1965. – 80 с.
2. Чжоу В.Ф. Принципы построения схем на туннельных диодах / пер. с англ. – М.: Мир, 1966. – 448 с.
3. Жеребцов И.П. Основы электроники. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1990. – 352 с.

## 1.4. Лабораторная работа № 4. ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

*Цель работы* – изучение статических вольт-амперных характеристик и их зависимости от распределения концентрации неосновных носителей в базе транзистора.

*Задание:*

Экспериментально измерить требуемые в работе параметры биполярного транзистора, выполнить необходимые предварительные расчеты и оформить таблицы и графические зависимости.

*Приборы и принадлежности:* исследуемый биполярный транзистор, лабораторный стенд.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

#### Принцип работы транзистора

Структура транзистора содержит два  $p-n$ -перехода, сформированных в одном монокристалле полупроводника и связанных в единой конструкции, т.е. представляет собой структуру  $p-n-p$  или  $n-p-n$ -типов. Рассмотрим принцип работы транзистора на примере структуры  $p-n-p$ -типа (рис. 1.4.1), однако все рассуждения, сделанные в этом случае, будут справедливы и для транзисторов типа  $n-p-n$ . Первый переход  $p-n$ -типа является входным и называется эмиттерным, а прилегающая к нему  $p$ -область соответственно – эмиттером. На этот переход в составе электронной схемы в процессе работы подается положительный или отрицательный потенциалы, изменением величин которых и осуществляют регулировку электронного сопротивления транзистора. Второй переход  $n-p$  типа всегда смещается в обратном направлении и называется коллекторным, прилегающая к нему  $p$ -область – коллектором. Среднюю  $n$ -область называют базой.

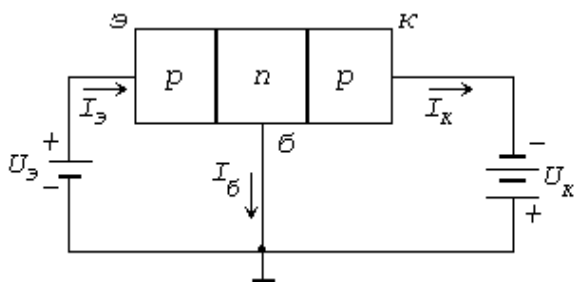


Рис. 1.4.1. Схематическое изображение транзистора типа  $p-n-p$

Энергетическая диаграмма транзистора для равновесного состояния показана на рис.1.4.2,а, а для нормального смещения – на рис. 1.4.2, б.

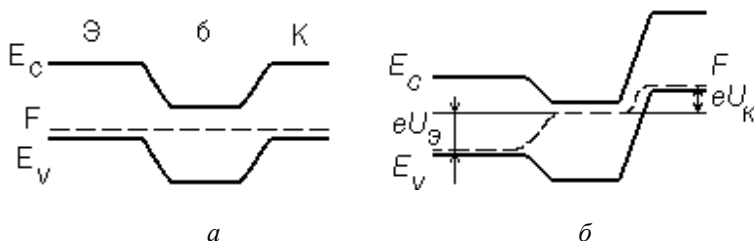


Рис. 1.4.2. Энергетические диаграммы транзистора  $p-n-p$  типа:  
 а – в равновесном состоянии; б – при нормальных смещениях на переходах

Если к эмиттерному переходу приложить прямое (отрицательное) смещение  $U_э$ , то происходит уменьшение величины потенциального барьера эмиттерного перехода и запускается механизм инжекции дырок из эмиттера в базу и электронов – из базы в эмиттер. Эмиттеры современных транзисторов легированы до вырождения полупроводника, т.е. намного сильнее базы, поэтому поток инжектированных дырок будет намного превышать поток электронов. Из этого вытекает, что на границах эмиттерного перехода устанавливается повышенная концентрация дырок в области базы  $p_{n1}$  и электронов – в области эмиттера  $n_{p1}$ . Характер изменения величин этих концентраций описываются равенствами вида:

$$p_{n1} = p_{n0} e^{\frac{eU_э}{kT}}; \quad (1.4.1)$$

$$n_{p1} = n_{p\varepsilon 0} e^{\frac{eU\varepsilon}{kT}}, \quad (1.4.2)$$

где  $p_{n0}$  – равновесная концентрация дырок в базе;

$n_{p\varepsilon 0}$  – равновесная концентрация электрона в эмиттере.

Инжектированные в базу дырки в результате диффузии и теплового движения будут перемещаться к коллекторному переходу. Если при этом выполняется неравенство  $W \ll L_p$ , где  $W$  – ширина базы, а  $L_p$  – диффузионная длина, то почти все дырки дойдут до коллектора и электрическим полем области объемного заряда  $n$ - $p$ -перехода будут переброшены в  $p$ -область коллектора. Следует отметить, что часть дырок будет отвлечено в цепь базы, поэтому коллекторный ток немного меньше тока дырок, инжектированных эмиттером.

Сопротивление обратно смещенного коллекторного перехода на несколько порядков выше сопротивления эмиттерного перехода. Это дает право включать в его цепь достаточно большое сопротивление нагрузки.

Ввиду существенной нелинейности вольт-амперной характеристики (ВАХ) эмиттерного  $p$ - $n$ -перехода даже относительно малое изменение напряжения на эмиттере способно значительно изменить напряжение на сопротивлении нагрузки. Ток в этом случае из-за различия входного и выходного сопротивлений также увеличивается, т.е. транзистор дает усиление по мощности. Ее величина определяется соответствием токов эмиттера и коллектора. Очевидно, что усиление по мощности будет тем больше, чем большая часть тока эмиттера будет доходить до коллектора. Из этого следует, что коэффициент передачи тока эмиттера  $\alpha$  при условии выполнения равенства  $U_k = \text{const}$  представляет собой отношение приращения тока коллектора к вызвавшему его приращению тока эмиттера. Аналитически это условие можно выразить равенством:

$$\alpha = \frac{dI_k}{dI_\varepsilon}. \quad (1.4.3)$$

Нетрудно заметить, что согласно (1.4.3) коллекторный ток транзистора обусловлен только его дырочной составляющей. Поэтому в реальных структурах транзистора величина коэффициента передачи по току зависит от того, в каком соотношении находятся основные (дырки) и неосновные (электроны) носители заряда тока эмиттера.

Для количественного описания свойств эмиттерного перехода вводят коэффициент инжекции  $\gamma$ , который характеризуется отношением приращения дырочной составляющей тока  $dI_{p3}$  к приращению полного тока эмиттерного  $p$ - $n$ -перехода  $dI_3$ :

$$\gamma = \frac{dI_{p3}}{dI_3} = \frac{dI_{p3}}{d(I_{n3} + I_{p3})}. \quad (1.4.4)$$

Как уже отмечалось, не все дырки, инжектированные эмиттером, вследствие рекомбинации в базе доходят до коллектора. Для того чтобы отразить разницу в величинах токов эмиттера и коллектора, вводят понятие коэффициента переноса, или коэффициента рекомбинации  $\chi$ . По определению

$$\chi = \frac{dI_{pk}}{dI_{p3}}, \quad (1.4.5)$$

где  $dI_{pk}$  – приращение тока, формируемого дырками эмиттера, доходящими до коллектора.

Таким образом, если считать, что ток коллектора формируется чисто дырочной составляющей тока эмиттера, то коэффициент передачи тока  $\alpha$  будет равен произведению коэффициента инжекции и коэффициента переноса:

$$\alpha = \gamma\chi. \quad (1.4.6)$$

Для определения связи коэффициента передачи тока с физическими свойствами полупроводниковых материалов  $p$ - и  $n$ -областей решим уравнение диффузии, описывающее поведение дырок в  $n$ -области базы и электронов – в  $p$ -области эмиттера. У биполярного транзистора все процессы протекают вдоль нормали к его поверхности. А поскольку размеры толщины кристалла всегда намного меньше размеров его площади, то процессами, протекающими вдоль поверхности, можно пренебречь. Это дает право использовать для нашего случая одномерную модель транзистора. Пусть электрическое поле в базе равно нулю, генерация и рекомбинация в  $p$ - $n$ -переходах отсутствуют и уровень инжекции эмиттера мал, тогда уравнение диффузии дырок в области базы в равновесном режиме имеет вид:

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial \cdot x} - \frac{p - p_{n0}}{\tau_p} = 0, \quad (1.4.7)$$

где  $D_p$ ,  $\tau_p$  – коэффициенты диффузии и время жизни дырок в базе соответственно.

Граничными условиями для решения уравнения (1.4.7) являются соотношения, определяющие величину концентрации дырок в базе на границе эмиттерного и коллекторного переходов:

$$p_{n1} = p \Big|_{x=0} = p_{n0} e^{\frac{eU_{\text{Э}}}{kT}}; \quad (1.4.8)$$

$$p_{n2} = p \Big|_{x=W} = p_{n0} e^{-\frac{eU_{\text{К}}}{kT}} = 0. \quad (1.4.9)$$

Концентрация дырок вблизи ОПЗ коллекторного перехода (1.4.9) равна нулю, так как при нормальном смещении  $|U_{\text{К}}| \gg kT/e$ .

Решение уравнения (1.4.7) при заданных условиях будем искать в виде

$$p - p_{n0} = A e^{\frac{x}{L_p}} + B e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (1.4.10)$$

С учетом граничных условий получим зависимости концентрации дырок в базе от координаты  $x$ :

$$p - p_{n0} = p_{n0} \operatorname{csch} \frac{W}{L_p} \left[ \left( e^{\frac{eU_{\text{Э}}}{kT}} - 1 \right) \operatorname{sh} \frac{W-x}{L_p} - \operatorname{sh} \frac{x}{L_p} \right]. \quad (1.4.11)$$

Плотность дырочного тока найдем, дифференцируя выражение (1.4.11) по координате  $x$ :

$$I_p(x) = -eD_p \frac{\partial \cdot p}{\partial \cdot x} = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{csch} \frac{W}{L_p} \cdot \left[ \left( e^{\frac{eU_{\text{Э}}}{kT}} - 1 \right) \operatorname{ch} \frac{W-x}{L_p} + \operatorname{ch} \frac{x}{L_p} \right]. \quad (1.4.12)$$

Полагая здесь  $x=0$  и  $x=W$ , находим дырочные составляющие токов эмиттерного  $I_{p\text{Э}}$  и коллекторного  $I_{p\text{К}}$  переходов:

$$I_{p3} = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{csch} \frac{W}{L_p} \left[ \left( e^{\frac{eU_3}{kT}} - 1 \right) \operatorname{ch} \frac{W}{L_p} + 1 \right]; \quad (1.4.13)$$

$$I_{pk} = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{csch} \frac{W}{L_p} \left[ \left( e^{\frac{eU_3}{kT}} - 1 \right) + \operatorname{ch} \frac{W}{L_p} \right]. \quad (1.4.14)$$

Определяя приращения величин токов эмиттера  $dI_{p3} = (dI_{p3}/dU_3) dU_3$  и коллектора  $dI_{pk} = (dI_{pk}/dU_3) dU_3$ , определим коэффициент переноса  $\chi$ :

$$\chi = \frac{dI_{pk}}{dI_{p3}} = \frac{1}{-p \frac{W}{L_p}}. \quad (1.4.15)$$

Для нахождения коэффициента инжекции необходимо определить численное значение полного тока эмиттера. Электронную составляющую этого тока найдем, используя решение уравнения диффузии электронов в  $p$ -области эмиттера:

$$D_{n3} \frac{\partial^2 n_p}{\partial \cdot x^2} - \frac{n_{p3} - n_{p30}}{\tau_{n3}} = 0, \quad (1.4.16)$$

где  $D_{n3}$  – коэффициент диффузии электронов в эмиттере;  $n_{p3}$  – концентрация электронов в области эмиттера, являющаяся функцией координаты;  $\tau_{n3}$  – время жизни электронов в области эмиттера.

Решение уравнения (1.4.16) возможно, если протяженность области эмиттера много больше диффузионной длины электронов  $L_{n3}$  и при выполнении следующих условий:

$$n_{p1} = n \Big|_{x=0} = n_{p30} e^{\frac{eU_3}{kT}}; \quad (1.4.17)$$

$$n \Big|_{x=\infty} = n_{p30}. \quad (1.4.18)$$

Из решения уравнения (1.4.16) с учетом граничных условий (1.4.17) и (1.4.18) следует, что концентрацию неосновных носителей заряда в  $p$ -области эмиттера можно найти из равенства:



$$n_{p^2} - n_{p^20} = n_{p^20} \left( e^{\frac{eU_2}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{x}{L_{n^2}}}. \quad (1.4.19)$$

Тогда характер изменения электронной составляющей полного тока в области эмиттера легко определяется из равенства:

$$I_n(x) = eD_{n^2} \frac{\partial \cdot n_{p^2}}{\partial \cdot x} = \frac{eD_{n^2} n_{p^20}}{L_{n^2}} \left( e^{\frac{eU_2}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{x}{L_{n^2}}}. \quad (1.4.20)$$

Величину электронной компоненты тока эмиттерного перехода  $I_{n^2}$  найдем, если в выражении (1.4.20) будет выполняться равенство  $x=0$ :

$$I_{n^2} = \frac{eD_{n^2} n_{p^20}}{L_{n^2}} \left( e^{\frac{eU_2}{kT}} - 1 \right). \quad (1.4.21)$$

Таким образом, суммируя дырочную и электронную составляющие тока эмиттерного перехода, получим выражение, которое позволит найти численное значение полного тока через эмиттерный переход:

$$I_2 = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{cth} \frac{W}{L_p} \left( e^{\frac{eU_2}{kT}} - 1 \right) + \frac{eD_{n^2} n_{p^20}}{L_{n^2}} \left( e^{\frac{eU_2}{kT}} - 1 \right) + \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{csch} \frac{W}{L_p}. \quad (1.4.22)$$

Коэффициент инжекции равен отношению величин приращений дырочной составляющей тока к приращению полного тока эмиттерного перехода, т.е. описывается равенством:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_{n^2} n_{p^20} L_p}{D_p p_{n0} L_{n^2}} \operatorname{th} \frac{W}{L_p}}. \quad (1.4.23)$$

Аналогично находится и коэффициент передачи тока эмиттера  $\alpha$ . Для его определения найдем еще электронную составляющую тока коллектора, используя и в этом случае уравнение диффузии для электронов в  $p$ -области коллектора:

$$D_{nk} \frac{\partial^2 n_{pk}}{\partial \cdot x^2} - \frac{n_{pk} - n_{pk0}}{\tau_{nk}} = 0. \quad (1.4.24)$$

Решая (1.4.24) с граничными условиями:

$$n_{pk} \Big|_{x=W} = n_{pk0} e^k = 0; \quad (1.4.25)$$

$$n_{pk} \Big|_{x=\infty} = n_{pk0}, \quad (1.4.26)$$

получим

$$n_{pk} - n_{pk0} = -n_{pk0} e^{\frac{x-W}{L_{nk}}}. \quad (1.4.27)$$

Величина электронного тока коллектора тогда опишется выражением

$$I_{nk}(x) = -\frac{eD_{nk}n_{pk0}}{L_{nk}} e^{\frac{x-W}{L_{nk}}}, \quad (1.4.28)$$

где  $n_{pk}$ ,  $D_{nk}$  и  $\tau_{nk}$  — концентрация, коэффициент диффузии и время жизни дырок в области коллектора соответственно;

$n_{pk0}$  — равновесная концентрация электронов в области коллектора.

Суммируя электронную (1.4.28) и дырочную (1.4.14) компоненты тока коллектора, получим значение полного тока через коллекторный переход:

$$I_k = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{csch} \frac{W}{L_p} \left[ \left( e^{\frac{eU_3}{kT}} - 1 \right) - \operatorname{ch} \frac{W}{L_p} \right] + \frac{eD_{nk} n_{pk0}}{L_{nk}}. \quad (1.4.29)$$

Приращение коллекторного тока описывается равенством  $dI_k = (dI_k / dU_3) dU_3$ . Используя это отношение, найдем величину коэффициента передачи тока  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{dI_k}{dI_3} = \frac{1}{1 + \frac{D_{n3} n_{p30} L_p}{D_p p_{n0} L_{n3}} \operatorname{th} \frac{W}{L_p}} \cdot \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{W}{L_p}}. \quad (1.4.30)$$

С другой стороны, из (1.4.15) и (1.4.23) следует равенство  $\alpha = \gamma \cdot \chi$ .

Выражения (1.4.11), (1.4.15) и (1.4.23) могут принять более простой вид, если гиперболические функции, входящие в них, разложить в ряд Тейлора. Тогда, с учетом отношения  $W/L_p \ll 1$  и ограничиваясь только первыми членами разложения, получим:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{sh} \frac{W}{L_p} &\approx \frac{W}{L_p} \\ \operatorname{ch} \frac{W}{L_p} &\approx 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{W}{L_p} \right)^2 \\ \operatorname{th} \frac{W}{L_p} &\approx \frac{W}{L_p} \end{aligned} \right\} \quad (1.4.31)$$

Выполняя простейшие математические преобразования, получим

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_{n3} n_{p30}}{D_p p_{n0}} \cdot \frac{W}{L_{n3}}} \cong 1 - \frac{D_{n3} n_{p30}}{D_p p_{n0}} \cdot \frac{W}{L_{n3}} = 1 - \frac{\sigma_{\bar{o}}}{\sigma_3} \cdot \frac{W}{L_{n3}}, \quad (1.4.32)$$

где  $\sigma_{\bar{o}}$  и  $\sigma_3$  – проводимость области базы и эмиттера соответственно.

С учетом (1.4.31) нетрудно определить и коэффициент переноса

$$\chi = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{W}{L_p} \right)^2} \cong 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{W}{L_p} \right)^2. \quad (1.4.33)$$

Распределение концентраций дырок в базе можно узнать из приближенного соотношения

$$p - p_{n0} = p_{n0} \left[ \left( e^{\frac{eU_3}{kT}} - 1 \right) \frac{W - x}{W} - \frac{x}{W} \right]. \quad (1.4.34)$$

Из выражения (1.4.34) следует, что зависимость концентрации дырок в базе от координаты описывается линейной функцией.

Анализ выражений (1.4.11), (1.4.19) и (1.4.27) показывает, что закономерности распределения концентрации основных и неосновных носителей в транзисторе имеют вид, показанный на рис.1.4.3, согласно которому изменение концентрации основных носителей много меньше их равновесного значения. Это дает право считать концентрацию основных носителей в каждой из областей транзистора постоянными величинами.

Функциональная зависимость токов неосновных носителей от координаты, найденная из уравнений (1.4.12), (1.4.20) и (1.4.28), и токов основных носителей показана на рис.1.4.4.

В области эмиттера протекает не зависящий от координаты ток  $I_э$ , равный сумме токов основных и неосновных носителей. По мере удаления от перехода (1.4.20) ток неосновных носителей  $I_{nэ}(x)$  уменьшается, поэтому ток основных носителей  $I_{pэ}(x)$  должен возрастать ровно на такую же величину. В результате полный ток эмиттера остается постоянным.

Аналогичные рассуждения можно привести и для  $p$ -области коллектора, в которой протекает постоянный по длине ток коллектора  $I_k$ . Разница здесь состоит лишь в том, что ток  $I_k$  меньше тока эмиттера.

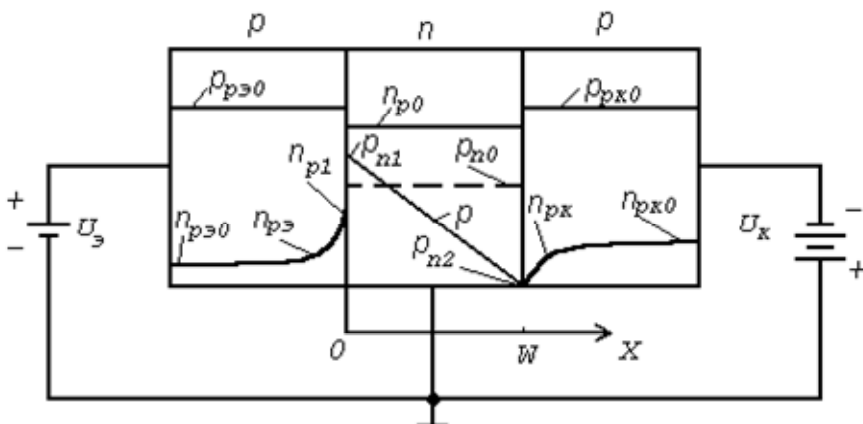


Рис. 1.4.3. Распределение концентраций основных и неосновных носителей в транзисторе при нормальном смещении

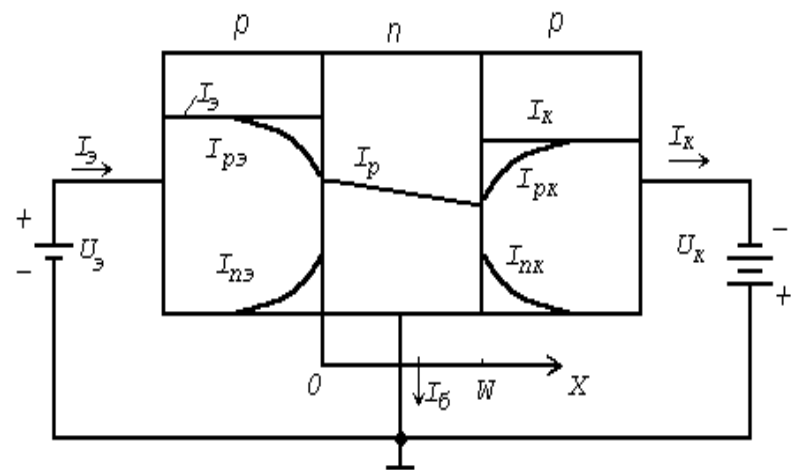


Рис. 1.4.4. Распределение токов в транзисторе при нормальном смещении

### Статические характеристики транзистора в схеме с общей базой

Пусть транзистор работает в активном режиме и включен с общей базой и общим эмиттером, тогда полярность источников питания и направление токов должны соответствовать этим параметрам, представленным на рис. 1.4.5, а и б.

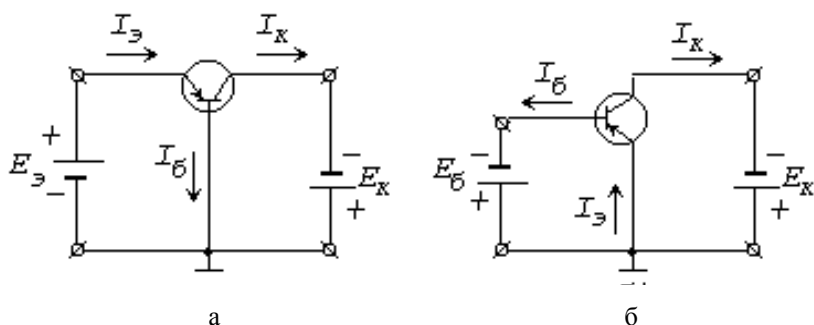


Рис. 1.4.5. Схемы включения транзистора: а – с общей базой; б – с общим эмиттером

При любом режиме работы и при любой схеме включения транзистор всегда характеризуется семействами входных и выходных характеристик. Так, например, в схеме транзистора с общей базой семейство входных характеристик определяет зависимость тока эмиттера  $I_э$  от напряжения на эмиттере  $U_э$  (рис. 1.4.6, а). При этом обязательно должно выполняться равенство  $U_к = \text{const}$ .

Семейство выходных характеристик (рис. 1.4.6, б) представляет собой зависимость  $I_к = f(U_к)$  при  $I_э = \text{const}$ .

Входная характеристика транзистора при напряжении  $U_к = 0$  подобна прямой ветви вольт-амперной характеристики  $p$ - $n$ -перехода. Однако при подаче отрицательного напряжения на коллектор происходит некоторое смещение характеристик и ток через эмиттерный переход оказывается уже не равным нулю при  $U_э = 0$  (рис. 1.4.6, а).

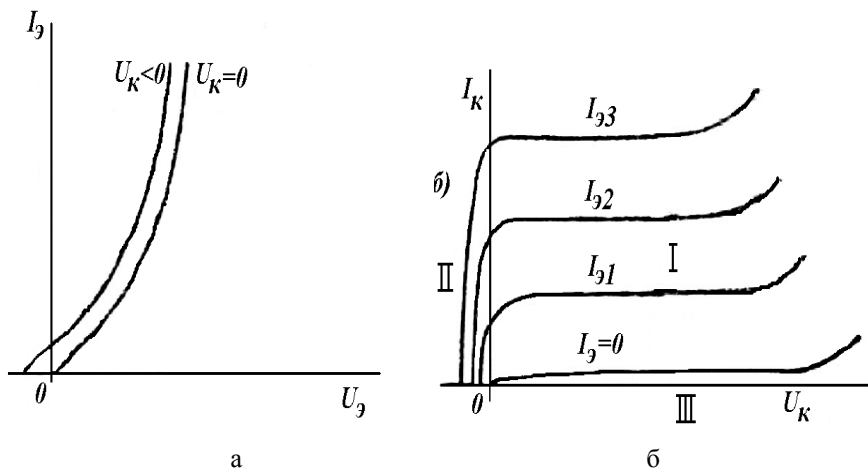


Рис.1.4.6.Семейства статических входных (а) и выходных (б) характеристик транзистора для схемы с ОБ

Это объясняется тем, что распределение концентрации неосновных носителей в базе транзистора можно считать линейным при нормальном смещении на транзисторе (рис. 1.4.7). В этом случае при постоянном токе эмиттера градиент концентрации неосновных носителей в базе остается постоянным и тогда с увеличением отрицательного напряжения на коллекторе запирающий слой расширяется

(пунктирные линии на рис. 1.4.7). В соответствии с этим ширина базы уменьшается и становится равной  $W'$ . Из закономерностей, представленных на этом рисунке, следует, что градиент концентрации остается постоянным только при уменьшении концентрации неосновных носителей у эмиттерного перехода до некоторой величины  $p_{n1}$ . Это соответствует уменьшению напряжения на эмиттере, т.е. смещению характеристик влево. Кроме того, если напряжение на эмиттерном переходе равно нулю, то при наличии отрицательного напряжения на коллекторе ток через него не равен нулю. Отрицательное напряжение на коллекторе приводит к уменьшению концентрации дырок в базе, и состояние термодинамического равновесия для эмиттерного перехода нарушается. Это означает, что поток дырок из эмиттера в базу превышает встречный поток дырок из базы. Таким образом, ток через эмиттерный переход становится равным нулю только при некотором отрицательном напряжении на нем.

Семейство выходных характеристик условно можно разделить на три характерные области (см. рис. 1.4.6, б). Область **I** соответствует режиму усиления транзистора. В этом случае на коллектор подают отрицательное смещение, а на эмиттерный переход – прямое. Область **II** соответствует работе транзистора в режиме насыщения. Оба перехода здесь смещены в прямом направлении и реализуют режим двойной инжекции. Область **III** называют областью отсечки; эмиттерный и коллекторный переходы здесь смещены в обратном направлении.

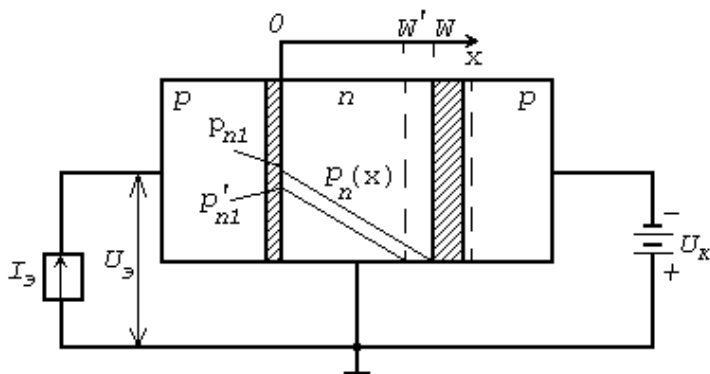


Рис. 1.4.7. Распределение концентрации дырок в базе транзистора при постоянном токе эмиттера и различных напряжениях на коллекторе

Особенностью выходной характеристики транзистора является ее качественная схожесть с вольт-амперной характеристикой одиночного  $p$ - $n$ -перехода, смещенного в обратном направлении при условии выполнения равенства  $I_3 = 0$ . Возникающий при этом ток коллектора называют обратным током коллекторного перехода и обозначают  $I_{к0}$ . Его величина имеет незначительную зависимость от напряжения и является одним из важнейших параметров транзистора.

Увеличение напряжения на коллекторе приводит и к увеличению тока коллектора. Величина угла наклона кривых этой зависимости определяется коллекторным сопротивлением, численное значение которого можно найти из выражения  $r_k \left. \frac{dU_k}{dI_k} \right|_{I_3 = \text{const}}$ . Следует, однако, отметить что с увеличением напряжения на коллекторе ширина базы уменьшается. Из-за этого уменьшается вероятность рекомбинации дырок на пути от эмиттера к коллектору, следовательно, при постоянном токе эмиттера ток дырок, доходящих до коллектора, должен возрастать с повышением напряжения на переходе. Этим эффектом в основном и обусловлено сопротивление коллектора транзистора, которое не может быть бесконечно большим даже при идеальном  $p$ - $n$ -переходе.

При отсутствии напряжения на коллекторе ток коллектора не становится равным нулю, т.к. это вызывает нарушение равновесия между дырочными токами через коллекторный переход за счет инжекции эмиттером дырок в область базы. Для компенсации этого избыточного потока дырок из базы в коллектор на коллекторный переход подают прямое смещение.

### **Статистические характеристики транзистора в схеме с общим эмиттером**

Характеристики транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, качественно подобны характеристикам в схеме с общей базой, однако по электрическим параметрам у них имеются принципиальные различия (рис. 1.4.8, а, б).

Так, например, входная характеристика (рис. 1.4.8, а) при отсутствии напряжения на коллекторе проходит через начало координат и отличается от вольт-амперной характеристики одиночного  $p$ - $n$ -перехода только масштабом оси токов, поскольку выполняется неравенство  $I_6 < I_3$ . При подаче отрицательного смещения на коллектор



характеристики смещаются вправо и вниз, что на качественном уровне можно объяснить следующими рассуждениями. Если напряжение на эмиттерном переходе постоянно, то постоянной будет и концентрация дырок в базе вблизи области пространственного заряда эмиттерного  $p-n$ -перехода. Из этой зависимости следует, что при увеличении отрицательного напряжения  $U_k$  будет уменьшаться ширина базы, а следовательно будет наблюдаться: уменьшение общего количества дырок, находящихся в базе, и число рекомбинаций электронов и дырок в базе в единицу времени. Эти явления и обуславливают смещение характеристик вправо (рис. 1.4.8, а).

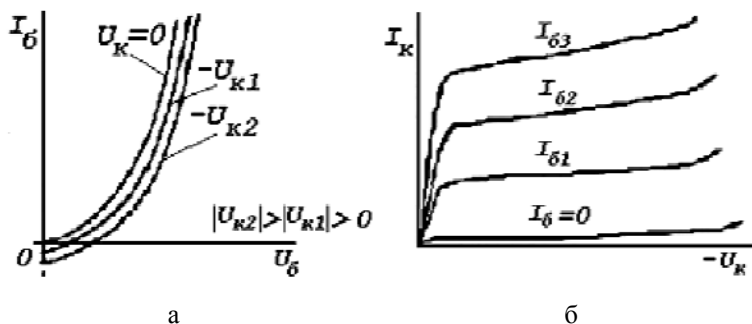


Рис. 1.4.8. Семейства статических входных (а) и выходных (б) характеристик транзистора

Если  $U_{бэ}=0$ , а на коллектор подано отрицательное напряжение, то в базе транзистора концентрация дырок будет меньше равновесного значения. Это вытекает из условия равенства концентрации дырок у коллекторного перехода нулю, в то время как у эмиттерного перехода она определяется равновесной величиной. Поэтому в области базы процесс тепловой генерации всегда преобладает над процессом рекомбинации, и генерируемые электроны уходят из базы через базовый вывод во внешнюю цепь, т.е. электрического ток направлен в базу транзистора.

Анализ выходных характеристик транзистора (рис.1.4.8,б) показывает наличие у них двух особенностей: характеристики в схеме с общим эмиттером имеют большой наклон, свидетельствующий об уменьшении выходного сопротивления транзистора; переход в режим насыщения наблюдается только при отрицательных напряжениях на коллекторе.

Уменьшение ширины базы при увеличении напряжения на коллекторе вызывает, в свою очередь, увеличение: тока коллектора, коэффициентов переноса  $\chi$  и передачи тока эмиттера  $\alpha$ . Однако следует отметить, что коэффициент передачи тока базы в схеме с общим эмиттером согласно выражению  $\beta = \alpha / (1 - \alpha)$  растет быстрее коэффициента  $\alpha$ . С этим связана и большая скорость роста тока коллектора в схеме с общим эмиттером при фиксированном значении тока базы.

Режим насыщения транзистора наступает при небольших отрицательных напряжениях между коллектором и эмиттером. Это определяется схемой включения транзистора, согласно которой напряжение на коллекторе представляет собой сумму напряжений на обоих переходах. Следовательно, чтобы напряжение на коллекторном переходе было равно нулю, должно выполняться равенство  $U_{\kappa} = U_{\varepsilon}$ , и напряжение на коллекторном переходе должно иметь отрицательное значение.

### Описание измерительной установки

Измерительная установка, схема которой приведена на рис.1.4.9, позволяет снимать по точкам семейства входных и выходных характеристик маломощных транзисторов как  $p-n-p$ , так и  $n-p-n$ -типов в схемах включения с общей базой и общим эмиттером. Лицевая панель установки показана на рис.1.4.10. Смещение во входной цепи транзистора задается генератором тока, собранном на транзисторе  $T$ . Регулировка тока осуществляется переменными сопротивлениями  $R_1$  и  $R_2$ , величина тока контролируется прибором  $mA_1$ , имеющим три предела измерения. Переключение пределов осуществляется переключателем  $П_1$ . Входное напряжение измеряется ламповым вольтметром  $V_1$ .

Напряжение на коллектор транзистора подается от кремниевого стабилитрона  $D$  и четырех кремниевых диодов  $D_1, D_2, D_3, D_4$ . Регулировка напряжения на коллекторе осуществляется сопротивлением  $R_3$ . При перемещении движка потенциометра через среднее положение выходное напряжение меняет знак. Поэтому перед тем как подключать цепь коллектора исследуемого транзистора к клеммам источника смещения, необходимо с помощью вольтметра  $V_2$  удостовериться в правильности полярности коллекторного напряжения. Напряжение на выходе источника смещения коллекторной цепи меняется в пределах от  $-15$  до  $+1В$ , а в положении  $n-p-n$  – в пределах от  $+15$  до  $-1В$ . Ток в выходной цепи транзистора измеряется прибором  $mA_2$  с пределами измерения:  $100$  мкА,  $1$  мА и  $10$  мА. Переключение пределов производится переключателем  $П_3$ .

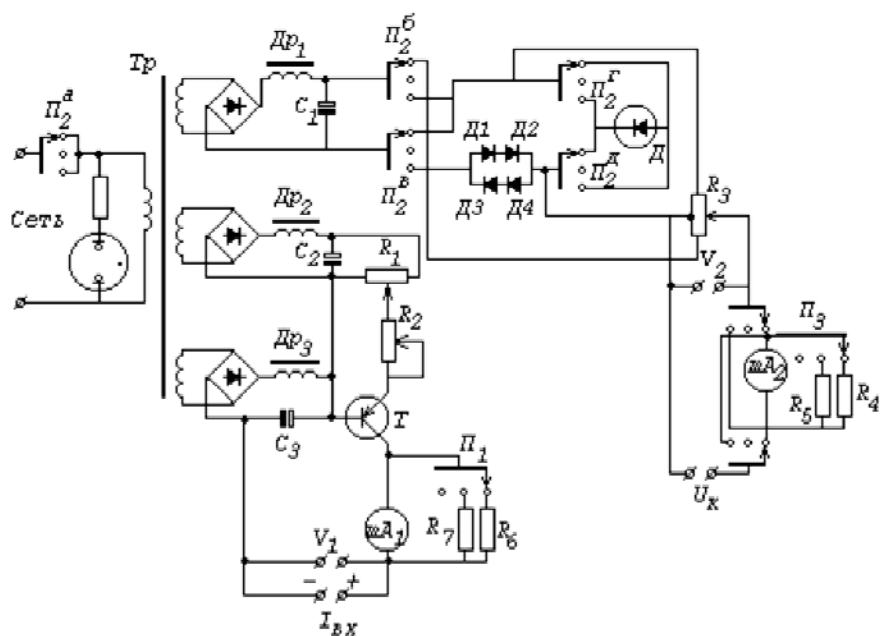


Рис. 1.4.9. Принципиальная схема измерительной установки

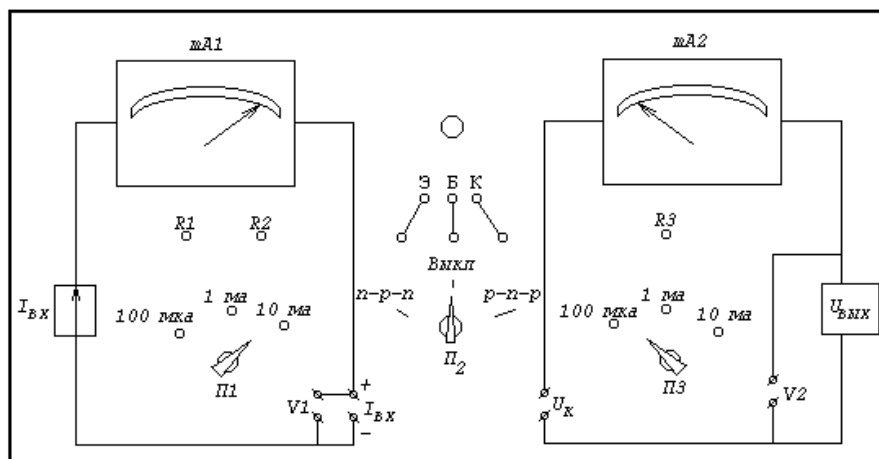


Рис. 1.4.10. Вид передней панели измерительной установки

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. В схеме с общей базой снять:

а) семейство выходных характеристик

$$I_{\kappa} = f(U_{\kappa}) \Big|_{I_{\sigma}=\text{const}}$$

при  $I_{\sigma} = 0 \div -10$  мА и  $U_{\kappa} = 0 \div -10$  В;

б) семейство входных характеристик

$$U_{\sigma} = f(I_{\sigma}) \Big|_{U_{\kappa}=\text{const}}$$

при  $I_{\sigma} = 0 \div -200$  мкА и  $U_{\kappa} = 0 \div -10$  В.

При снятии характеристик необходимо следить, чтобы рассеиваемая на коллекторе мощность  $P_{\kappa} = I_{\kappa} U_{\kappa}$  не превышала допустимой.

2. В схеме с общим эмиттером снять:

а) семейство выходных характеристик

$$I_{\kappa} = f(U_{\kappa}) \Big|_{I_{\delta}=\text{const}}$$

при  $I_{\delta} = 0 \div -200$  мкА и  $U_{\kappa} = 0 \div -10$  В;

б) семейство входных характеристик

$$U_{\delta} = f(I_{\delta}) \Big|_{U_{\kappa}=\text{const}}$$

при  $I_{\delta} = 0 \div -200$  мкА и  $U_{\kappa} = 0 \div -10$  В.

3. Построить семейства вольт-амперных характеристик. В заданной рабочей точке определить коэффициент передачи тока в схеме с общим эмиттером и дифференциальное входное и выходное сопротивления.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Принцип работы биполярного транзистора.

2. Определить дырочные составляющие токов эмиттерного  $I_{p\sigma}$  и коллекторного  $I_{p\kappa}$  переходов.

3. Определить электронные составляющие токов эмиттерного  $I_{n\sigma}$  и коллекторного  $I_{n\kappa}$  переходов.

4. Статические характеристики транзистора, включенного по схеме с общей базой.

5. Статические характеристики транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером.

6. Объяснить механизмы формирования семейства входных характеристик транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером.

7. Объяснить механизмы формирования семейства входных характеристик транзистора, включенного по схеме с общей базой.

8. Объяснить механизмы формирования семейства выходных характеристик транзистора, включенного по схеме с общей базой.

9. Какими механизмами обусловлены направления токов у транзисторов, включенных по схеме с общей базой и с общим эмиттером?

10. Какова взаимосвязь распределений токов и концентраций основных и неосновных носителей заряда в транзисторе при нормальном смещении?

### *БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК*

1. Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника: учеб. пособие / под ред. проф. Н.Д. Федорова. – М.: Радио и связь, 1996. – 559 с.

2. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам / под ред. проф. К.В. Шалимова. – М.: Высшая школа, 1968. – 463 с.

3. Федотов Я.А. Основы физики полупроводниковых приборов. – М.: Сов. радио, 1963. – С. 208-225.

4. Степаненко И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. – М.: Госэнергоиздат, 1963. – С. 84-92, 106-114.

## 2. ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ В ИНТЕГРАЛЬНОМ ИСПОЛНЕНИИ

Данный раздел содержит пять лабораторных работ, посвященных изучению особенностей работы интегральных микросхем, формируемых из структур полупроводниковых приборов групповым методом по планарным технологиям.

### 2.1. Лабораторная работа № 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ДИОДОВ

*Цель работы:* закрепление знаний в области физики полупроводниковых приборов и интегральной схемотехники, полученных при изучении курса «Электроника», практическая реализация знаний физических свойств  $p$ - $n$ -перехода и исследование интегральных диодов, выполненных приемами интегральной схемотехники на базе биполярных транзисторов.

*Задание:*

1. По конспекту лекций, данному практикуму, рекомендованной литературе изучить теоретические основы интегральных диодов.
2. Подготовить ответы на контрольные вопросы.
3. Выполнить предварительные расчеты.
4. Изучить порядок выполнения работы.
5. Включить лабораторный стенд.
6. Снять экспериментальные результаты и построить графики требуемых в работе зависимостей.
7. Провести анализ полученных результатов, сделать выводы.

*Приборы и принадлежности:* лабораторный стенд, вольтметр, миллиамперметр, набор интегральных диодов.

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

### Физические свойства интегральных диодов

Основными и наиболее сложными в изготовлении структурами интегральных микросхем (ИМС) являются  $p$ - $n$ -переходы, представляющие собой электропреобразовательные элементы, имеющие два вывода от  $p$ - и  $n$ -областей соответственно. В ИМС  $p$ - $n$ -переходы чаще всего используют при изготовлении транзисторов, тиристоров и диодов, а также других элементов, в конструкции которых содержатся  $p$ - $n$ -переходы.

При проектировании диодных структур должны быть известны определяющие уравнение вольт-амперной характеристики параметры: быстродействие, емкость диодного перехода, емкость диода на подложку и паразитный ток утечки на подложку. Для более глубокого понимания принципов проявления этих параметров в работе ИМС рассмотрим физические свойства  $p$ - $n$ -перехода.

### Физические основы контактных явлений в $p$ - $n$ -переходах

На границе раздела между двумя различными по типу электропроводности полупроводниками возникает потенциальный барьер, обусловленный перераспределением концентраций подвижных носителей заряда между контактирующими материалами. Электрические свойства возникшего граничного слоя оказываются зависящими от величины и полярности приложенного внешнего напряжения. Если контакт полупроводников  $p$ - и  $n$ -типов проводимости обладает нелинейной вольт-амперной характеристикой (ВАХ), т.е. если их электрическое сопротивление при одной полярности напряжения больше, чем при другой, то граничный слой такого контакта называют *выпрямляющим  $p$ - $n$ -переходом*. Нелинейные свойства переходов используются при изготовлении подавляющего числа микроэлектронных элементов. Широкое применение выпрямляющие переходы нашли в качестве изолирующих элементов при формировании структур ИМС.

По характеру структуры  $p$ - $n$ -переходы подразделяются на резкие со ступенчатым распределением концентрации примесных атомов в объеме кристалла и плавные – с распределением концентрации примесных атомов, описываемым какой-либо непрерывной функцией. По степени легирования  $p$ - и  $n$ -областей  $p$ - $n$ -перехода последние делятся

на симметричные и несимметричные. *Симметричными* называют переходы, образуемые одинаково легированными материалами  $p$ - и  $n$ -типов, *несимметричными* – образуемые материалами  $p$ - и  $n$  типов с уровнями легирования, отличающимися на несколько порядков.

Рассмотрим основные свойства  $p$ - $n$ -перехода на примере контакта двух равномерно легированных полупроводников. Предположим, что концентрация акцепторных атомов в полупроводнике  $p$ -типа составляет  $N_a$ , а концентрация донорных атомов в полупроводнике  $n$ -типа –  $N_d$ . Вследствие разности концентраций электронов и дырок по обе стороны от контакта полупроводников  $p$ -и  $n$ -типов возникает диффузионное перемещение подвижных носителей заряда: электроны движутся из  $n$ -области в  $p$ -область, а дырки диффундируют в противоположном направлении. Можно считать, что на такое перемещение носителей заряда кулоновское взаимодействие практически не оказывает влияния. Движущей силой диффузионного перемещения электронов и дырок через  $p$ - $n$ -переход является градиент их концентрации в окрестности раздела материалов  $p$ - и  $n$ -типов проводимости. Уход электронов и дырок из приконтактных областей создает область объемного заряда, характеризующуюся контактным или диффузионным потенциалом, возникновение которого обусловлено разноименно заряженными неподвижными ионами донорной и акцепторной примесей. Процессы перемещения носителей заряда прекращаются тогда, когда образующийся контактный потенциал создает барьер для диффузионного перемещения свободных носителей заряда из  $p$ - в  $n$ -полупроводник и наоборот. При этом ток, создаваемый электрическим полем в области объемного заряда, полностью компенсируется диффузионным током, возникающим под действием градиента концентрации подвижных электронов и дырок. В процессе диффузии электроны и дырки переносят электрические заряды противоположных знаков. Аналитически плотность диффузионной составляющей тока, протекающего через  $p$ - $n$ -переход, описывается соотношением

$$i_D = i_{Dn} - i_{Dp} = q \left( D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} \right), \quad (2.1.1)$$

где  $D_n$  и  $D_p$  – коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно;  $dn/dx$  и  $dp/dx$  – градиенты концентраций электронов и дырок соответственно;  $q$  – заряд электрона.



Следует отметить, что направление тока совпадает с направлением перемещения дырок. Плотность дрейфовой составляющей тока, возникающего под воздействием электрического поля области объемного заряда, можно записать в следующем виде:

$$i_E = i_{En} - i_{Ep} = qE(n\mu_n - p\mu_p), \quad (2.1.2)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля в области объемного заряда  $p$   $n$ -перехода;  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – подвижность электронов и дырок;  $n$  и  $p$  – концентрация электронов и дырок соответственно.

В условиях термодинамического равновесия диффузионный ток оказывается полностью скомпенсированным встречным дрейфовым током. Аналитически этот процесс описывается выражением

$$i = i_D - i_E = q \left( D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} \right) + qE(m\mu_n - p\mu_p), \quad (2.1.3)$$

Из равенства нулю суммарного тока  $p$ - $n$ -перехода следует, что такая система контактирующих полупроводников должна характеризоваться одинаковым положением уровней Ферми в  $p$ - и  $n$ -областях.

На рис. 2.1.1 показаны характер распределения концентрации ионов донорной и акцепторной примесей, потенциала, напряженности электрического поля, а также искривление уровней энергетических зон в области контакта для резкого  $p$ - $n$ -перехода. Пунктирными линиями очерчена приграничная область  $d = X_p + X_n$ , внутри которой наблюдается изменение указанных величин. Эта область называется *запирающим слоем*. Вне этого слоя уровни энергетических зон полупроводников  $p$ - и  $n$ -типов не искажаются, т.е. в этих областях электрическая нейтральность полупроводников не нарушается и напряженность электрического поля равна нулю.

Запирающий слой  $p$ -  $n$ -перехода оказывается обедненным подвижными носителями заряда, поэтому его удельное сопротивление существенно превышает удельное сопротивление областей, лежащих за его пределами, в которых наблюдается изменение указанных величин. Эта область называется запирающим слоем. Вне этого слоя уровни энергетических зон полупроводников  $p$ - и  $n$ -типов не искажаются, т.е. в этих областях электрическая нейтральность полупроводников не нарушается, и напряженность электрического поля равна нулю.

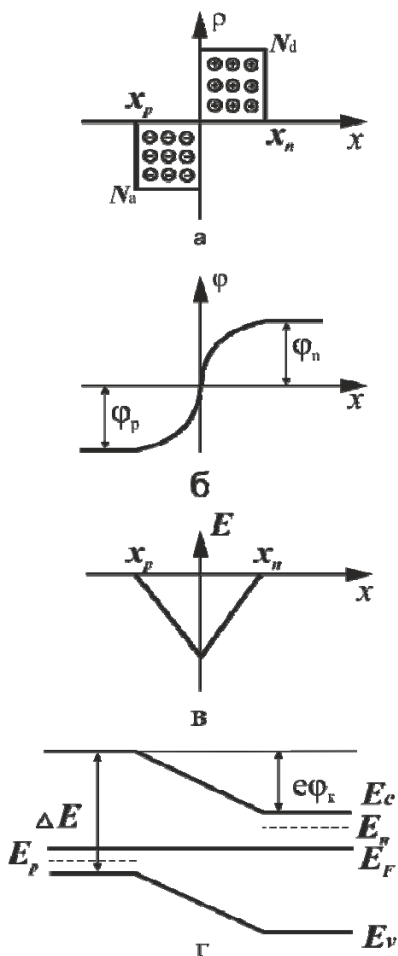


Рис. 2.1.1. Распределение объемного заряда (а), потенциала(б), напряженности электрического поля (в) и искривление энергетических зон (г) вблизи металлургической границы  $p$ - $n$ - перехода в условиях термодинамического равновесия

В запирающем слое находятся только те подвижные электроны и дырки, которые обладают тепловой энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера. Кроме того, в нем протекают процессы генерации и рекомбинации электронно-дырочных пар. Однако концентрации таких носителей заряда малы по сравнению с концентрациями основных носителей за пределами запирающего слоя. При

идеальном рассмотрении свойств  $p$ - $n$ -перехода этими концентрациями можно пренебречь и считать, что объемные заряды в запирающем слое обусловлены присутствием только ионизированных примесных атомов донорной и акцепторной примесей. Пользуясь таким приближением, определим важнейшие физические величины, характеризующие свойства  $p$ - $n$ -перехода.

Высота потенциального барьера, определяемая разностью положений уровня Ферми в полупроводниках  $p$ - и  $n$ -типов, может быть вычислена из соотношения

$$\varphi_k = E_{Fn} - E_{Fp} , \quad (2.1.4)$$

где  $E_{Fn}$  и  $E_{Fp}$  – положение уровня Ферми в  $n$ - $p$ -областях соответственно.

Величины  $E_{Fn}$  и  $E_{Fp}$  можно определить, если прологарифмировать выражения

$$n = N_C \exp\left(\frac{E_C - E_{Fn}}{kT}\right); \quad (2.1.5)$$

$$p = N_V \exp\left(\frac{E_{Fp} - E_V}{kT}\right), \quad (2.1.6)$$

где  $N_C = 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2}$  – эффективная плотность квантовых состояний

в зоне проводимости;  $N_V = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2}$  – эффективная плотность

квантовых состояний в валентной зоне.

Подставив полученные из (2.1.5) и (2.1.6) выражения для  $E_{Fn}$  и  $E_{Fp}$  в (2.1.4), получим

$$\varphi_k = \Delta E + kT \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{N_C N_V} , \quad (2.1.7)$$

где  $\Delta E = E_C - E_V$  – ширина запрещенной зоны полупроводника;  $n_{n0}$ ,  $p_{p0}$  – концентрации основных электронов и дырок в  $n$ - и  $p$ -областях вне запирающего слоя.

С другой стороны, при использовании выражений

$$np = N_C N_V \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) , \quad (2.1.8)$$

$$np = n_i^2, \quad (2.1.9)$$

где  $n_i$  – собственная концентрация электронов, равная собственной концентрации дырок  $p_i$ , можно получить

$$N_C N_V = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (2.1.10)$$

Путем несложных преобразований выражения (2.1.7) находим

$$\varphi_k = kT \ln \frac{n_{n_0} p_{p_0}}{n_i^2}. \quad (2.1.11)$$

Если учесть, что  $n_i^2 = n_{n_0} p_{p_0} = p_{p_0} n_{p_0}$ , где  $p_{p_0}$  и  $n_{p_0}$  – концентрации неосновных дырок и электронов в  $n$ - и  $p$ -областях вне запирающего слоя  $p$ - $n$ -перехода соответственно, выражение (2.1.11) можно переписать в следующем виде:

$$\varphi_k = kT \ln \frac{p_{p_0}}{p_{n_0}} = kT \ln \frac{n_{n_0}}{n_{p_0}} \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}, \quad (2.1.12)$$

где  $N_d, N_a$  – концентрация атомов примеси донорного и акцепторного типа соответственно.

Максимально возможное значение контактного потенциала для этого случая определяется шириной запрещенной зоны полупроводника:

$$\varphi_{k \max} = \frac{\Delta E}{q}. \quad (2.1.13)$$

Температурная зависимость контактного потенциала определяется в основном изменением собственной концентрации подвижных носителей заряда  $n_i$ , которая сильно зависит от температуры:

$$n_i = A T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (2.1.14)$$

где  $A$  – некоторая постоянная величина, определяемая свойствами полупроводника.

Значение потенциала  $\varphi_k$  уменьшается для кремния при повышении температуры примерно на 2 мВ на каждый градус.

Зависимость постоянного тока  $I$ , протекающего через  $p$ - $n$ -переход, от приложенного к нему постоянного напряжения описывается идеализированным теоретическим соотношением

$$I = I_s \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (2.1.15)$$

где  $I_s$  – ток насыщения.

Этот ток обусловлен дрейфовым перемещением через  $p$ - $n$ -переход неосновных носителей заряда:

$$I_s = qS \left( \frac{p_n L_p}{\tau_p} + \frac{n_p L_n}{\tau_n} \right) = qS n_i^2 \left( \frac{L_p}{\tau_p N_a} + \frac{L_n}{\tau_n N_d} \right), \quad (2.1.16)$$

где  $S$  – площадь  $p$ - $n$ -перехода;  $L_p$ ,  $\tau_p$  – диффузионная длина и время жизни инжектируемых дырок в  $n$ -области;  $L_n$ ,  $\tau_n$  – диффузионная длина и время жизни инжектируемых электронов в  $p$ -области.

Вольт-амперная характеристика диода, определяемая выражением (2.1.15), представлена кривой  $I$  на рис. 2.1.2.

В большинстве случаев в ИМС используют  $p$ - $n$ -переходы, у которых концентрации примесных атомов в одной из областей значительно больше, чем в другой ( несимметричные  $p$ - $n$ -переходы). Если, например,  $N_d \gg N_a$ , то в соотношении (2.1.16) существенным окажется только первое слагаемое выражения, заключенного в скобки, и тогда

$$I_s \approx qS n_i^2 \frac{L_p}{\tau_p N_a}. \quad (2.1.17)$$

Ток насыщения пропорционален квадрату собственной концентрации носителей заряда, поэтому он должен проявлять, согласно выражению (2.1.14), сильную зависимость от температуры: так, например, в кремниевых  $p$ - $n$ -переходах он удваивается при повышении температуры на каждые 5°C.

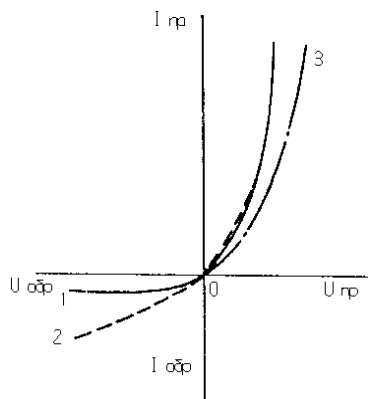


Рис. 2.1.2. Вольт-амперные характеристики полупроводниковых диодов: 1 – вычисленная по формуле (2.1.15); 2 – вычисленная с учетом процессов рекомбинации – генерации носителей заряда в области объемного заряда; 3 – отклонение прямой ветви за счет падения напряжения в объеме полупроводника

При прямом напряжении смещения ( $U > 0$ ), превышающем несколько  $kT/q$ , выполняется условие  $\exp(qU/kT) \gg 1$  и уравнение (2.1.15) принимает вид

$$I_{np} \approx I_S \exp\left(\frac{qU}{kT}\right). \quad (2.1.18)$$

При обратном смещении  $p$ - $n$ -перехода ( $U < 0$ ), также превышающем несколько  $kT/q$ , в выражении (2.1.15) экспоненциальным членом можно пренебречь. В этом случае соотношение (2.1.15) преобразуется в равенство

$$I_{обр} \approx I_S = \text{const.}$$

У реальных полупроводниковых диодов часто наблюдается отклонение от зависимости (2.1.15). В материалах с широкой запрещенной зоной, и в частности в кремнии, концентрация неосновных носителей заряда невелика. Поэтому основное влияние на величину  $I_S$  оказывают носители, генерируемые в области объемного заряда в виде электронно-дырочных пар. При этом в обратном токе появляется составляющая, пропорциональная ширине области объемного заряда и

зависящая от напряжения обратного смещения. В этом случае на начальном участке ВАХ (кривая 2 на рис. 2.1.2) оказывается больше, чем это следует из соотношения (2.1.15). В отличие от  $I_s$  генерационный ток пропорционален  $n_i$  в первой степени:

$$I_{ген} \approx qSn_i d / \tau, \quad (2.1.19)$$

где  $d$  – ширина области объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода;  $\tau$  – время жизни электронно-дырочной пары, поэтому  $I_{ген}$  с повышением температуры возрастает медленнее, чем  $I_s$  (в кремниевых  $p$ - $n$ -переходах удваивается при повышении температуры на каждые  $10^\circ\text{C}$ ).

Дополнительные составляющие  $I_{обр}$  возникают под влиянием различных объемных и поверхностных дефектов. Эти составляющие обычно называют *током утечки*, причем считают, что он линейно зависит от  $U_{обр}$ . При повышении температуры быстрее других составляющих возрастает ток  $I_s$ , который в конечном счете становится преобладающим над всеми остальными составляющими обратного тока.

Падение напряжения в объеме полупроводника вне области объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода (запиравшего слоя) при больших прямых токах уменьшает крутизну прямой ветви ВАХ (кривая 3 на рис. 2.1.2). Замедление нарастания тока с увеличением  $U_{пр}$  обусловлено также эффектами высокого уровня инжекции, т.е. большой плотности прямого тока. При достаточно большом  $I_{пр}$  концентрация инжектируемых в более высокоомную область полупроводника носителей заряда может оказаться соизмеримой с концентрацией основных носителей в ней и даже существенно превысить ее. Это и приводит к появлению в полупроводнике электрического поля, изменяющего закономерности перемещения свободных носителей заряда.

### Частотные свойства диода

Всякий  $p$ - $n$ -переход шунтируется емкостью  $C_n$ , являющейся суммой емкостей:

$$C_n = C_{бар} + C_{диф} \quad (2.1.20)$$

где  $C_{бар}$  – барьерная емкость, обусловленная наличием в области объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода ионизированных примесных атомов, заряд которых не скомпенсирован основными носителями;  $C_{диф}$  – диффузи-

онная емкость, связанная с инерционностью установления распределения концентраций неравновесных носителей заряда внутри  $p$ - и  $n$ -областей структуры.

Изменение суммарного заряда ионов в области объемного заряда возможно только за счет изменения ширины этой области под действием напряжения, приложенного к  $p$ - $n$ -переходу. Этот процесс является практически безынерционным, поэтому барьерная емкость  $p$ - $n$ -перехода не зависит от частоты во всем диапазоне используемых частот. Дифференциальное значение емкости, характеризующее емкостную реакцию на переменное напряжение  $U$ , малое по сравнению с постоянным напряжением на  $p$ - $n$ -переходе, равно:

$$C_{\text{бар}} = \frac{dq}{dU} = \frac{k_S \varepsilon \varepsilon_0}{(\varphi_k - U_0)^n}, \quad (2.1.21)$$

где  $k_S$  – постоянная величина, пропорциональная площади  $p$ - $n$ -перехода;  $n$  – показатель степени, определяемый характером распределения концентраций примесных атомов вблизи  $p$ - $n$ -перехода;  $U_0$  – напряжение обратного смещения  $p$ - $n$ -перехода.

Барьерная емкость уменьшается с увеличением напряжения обратного смещения. Если  $U_0 < 0$ , то всю емкость  $p$ - $n$ -перехода можно считать равной его барьерной емкости.

При протекании через  $p$ - $n$ -переход прямого тока проявляется  $C_{\text{диф}}$ , которая по мере увеличения тока может превысить величину  $C_{\text{бар}}$ .

Носители заряда, инжектируемые  $p$ - $n$ -переходом, распространяются в  $p$ - и  $n$ -областях, подчиняясь законам диффузии. Вследствие рекомбинации концентрация этих носителей по мере диффузии вглубь областей полупроводниковой структуры убывает, причем глубина проникновения имеет порядок диффузионной длины  $L$ . Этот процесс приводит к накоплению неравновесных носителей заряда вблизи  $p$ - $n$ -перехода. Причем заряд этих носителей пропорционален току через  $p$ - $n$ -переход, однако из-за сравнительно медленного характера диффузии и рекомбинации неравновесных носителей заряда он не может мгновенно изменяться с изменением тока. Инерционность зарядов описывается временем жизни инжектируемых электронов и дырок и



обуславливает емкостной характер реакции  $p$ - $n$ -перехода на всякое изменение прямого тока. Это явление описывается эквивалентной диффузионной емкостью  $p$ - $n$ -перехода, которая при достаточной протяженности  $p$ - и  $n$ -областей полупроводниковой структуры, превышающей диффузионную длину, на низких частотах описывается выражением

$$C_{\text{диф}} = \frac{q^2}{kT} [n_p L_n + p_n L_p] \exp\left(\frac{qU}{kT}\right), \quad (2.1.22)$$

где  $n_p$ ,  $p_n$  – концентрации неосновных равновесных электронов и дырок в  $p$ - и  $n$ -областях  $p$ - $n$ -перехода;  $L_n$ ,  $L_p$  – диффузионные длины электронов и дырок в тех же областях.

При повышении частоты значение  $C_{\text{диф}}$  уменьшается и стремится к нулю на частотах, период которых значительно меньше времен жизни неосновных носителей заряда  $\tau_n$  и  $\tau_p$ .

Накопление неравновесных носителей заряда при прохождении прямого тока и конечное время их рассасывания после выключения прямого тока оказывают сильнейшее влияние на свойства импульсных диодов в схемах переключения. При изменении полярности напряжения на диоде с прямой на обратную в первый момент возникает большой обратный ток (рис. 2.1.3, а) и лишь через некоторое время  $t_{\text{восст}}$ , равное времени жизни носителей заряда, его значение снижается до нормального, соответствующего приложенному обратному напряжению. Если длительность импульса обратного напряжения будет значительно меньше  $t_{\text{восст}}$ , то диод будет выполнять функции выпрямителя, и наоборот, при резком включении достаточно большого прямого тока (рис. 2.1.3, б) в первый момент прямое сопротивление оказывается больше, чем в статическом состоянии, и только спустя время  $t_{\text{уст}}$ , в течение которого происходит накопление неосновных носителей заряда в объеме полупроводника, сопротивление и падение прямого напряжения уменьшаются до значений, измеряемых на постоянном токе. При коротком импульсе прямого тока этот процесс может не завершиться, и тогда прямое сопротивление диода будет повышенным.

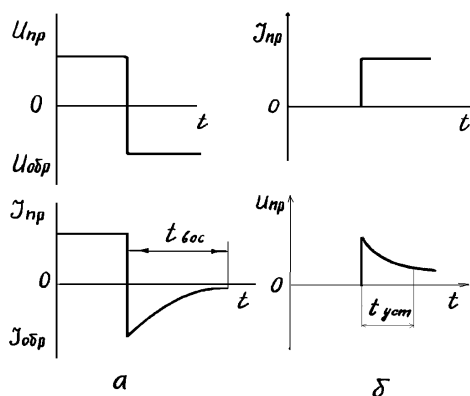


Рис. 2.1.3. Характеристики процессов установления обратного тока (а) и падения прямого напряжения (б) диода, обусловленные эффектом накопления неосновных носителей заряда в объеме полупроводника

Важным параметром, характеризующим работу диода на переменном токе, является дифференциальное сопротивление, определяемое из выражения

$$r_{\text{диф}} = \frac{dU}{dI} \quad (2.1.23)$$

и представляющее собой изменение тока, протекающего через диод, при изменении напряжения вблизи некоторого значения  $U$ , заданного рабочей точкой. Для идеального диода величину  $r_{\text{диф}}$  определяют путем дифференцирования уравнения ВАХ (2.1.15):

$$r_{\text{диф}} = \frac{dU}{dI} = \frac{kT}{q(I + I_s)}. \quad (2.1.24)$$

Дифференциальное сопротивление зависит как от тока, так и от приложенного к диоду напряжения. При обратном смещении диода  $r_{\text{диф}}$  велико и изменяется в пределах от нескольких десятков килоом до сотен мегаом. В случае прямого смещения  $r_{\text{диф}}$  составляет обычно десятки Ом, т.к. определяется большим током, протекавшим в прямом направлении.

## Формирование диодных структур на базе биполярных транзисторов

Структура интегрального транзистора позволяет путем схемного решения формировать диоды полупроводниковой ИМС. Способ включения одного из двух переходов транзистора в диодном режиме в значительной мере определяет характеристики  $p-n$ -перехода, что дает широкую возможность получения заданных параметров.

На рис. 2.1.4 показано пять различных вариантов построения интегральных диодов на основе структуры интегрального планарно-эпитаксиального транзистора, а также их эквивалентные схемы. В этих вариантах использованы следующие переходы транзистора:

- 1 – переход эмиттер–база при короткозамкнутом переходе база–коллектор;
- 2 – переход эмиттер–база при разомкнутой коллекторной цепи;
- 3 – переход база–коллектор при отсутствии эмиттерной области, т.е. при формировании интегрального диода процесс эмиттерной диффузии исключен;
- 4 – коллектор и эмиттер коротко замкнуты, поэтому получается два параллельно включенных диода, один из которых представляет собой переход база–коллектор, а другой – переход эмиттер–база;
- 5 – переход база–коллектор при короткозамкнутом переходе эмиттер–база.

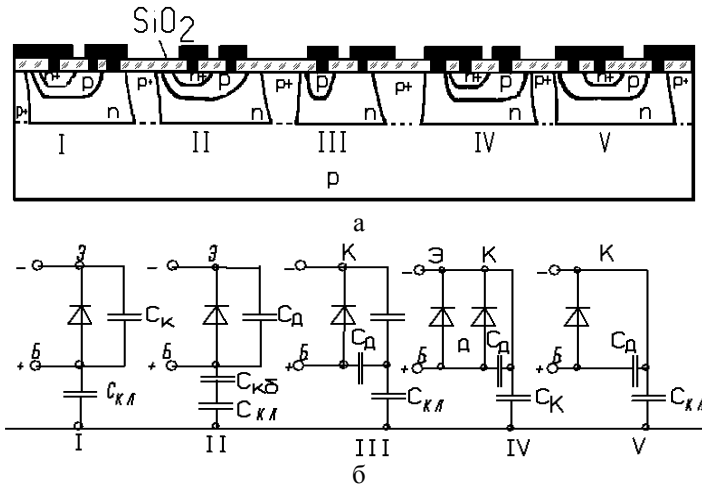


Рис. 2.1.4. Схемы включений интегрального транзистора:  
а – структуры диодов; б – эквивалентные схемы

Характерное отличие интегрального диода от дискретного состоит в наличии паразитной емкости и паразитного транзистора. Интегральный диод можно рассматривать как трехполюсный прибор, третьим электродом которого служит подложка. Влияние паразитного транзистора, включающего в себя базу, коллектор и подложку, необходимо учитывать при проектировании РЭА. В полупроводниковой ИМС, элементы которой изолированы друг от друга с помощью  $p$ - $n$ - переходов, подложка соединяется с наиболее отрицательной точкой схемы, поэтому коллекторный переход паразитного транзистора смещается в прямом направлении. Если же интегральный диод смещен в прямом направлении, то эмиттерный переход паразитного транзистора также смещен в прямой направлении во всех случаях включения, кроме варианта I.

Паразитный транзистор работает в режиме усиления, следовательно, часть тока через диод ответвляется в подложку, т.е. ток, вытекающий в диод, не равен току, вытекающему из него. Значение ответвляющегося тока зависит от коэффициента передачи тока паразитного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером. Коэффициент инжекции эмиттера паразитного транзистора обычно достаточно мал, поэтому коэффициент передачи тока в схеме с общим эмиттером такого транзистора не превышает 1–3. Активные свойства паразитного транзистора можно уменьшить путем легирования золотом коллекторной области транзистора типа  $n$ - $p$ - $n$  или базовой области транзистора типа  $p$ - $n$ - $p$ . При этом достигается резкое уменьшение коэффициента переноса носителей заряда через базу паразитного транзистора, который практически становится равным нулю.

Для случая прохождения через диод достаточно большого прямого тока уравнение ВАХ можно записать в упрощенном виде:

$$I_{np} = I_{обp} \exp\left(\frac{qU}{kT}\right). \quad (2.1.25)$$

Важным параметром интегрального диода, характеризующим его ВАХ, является падение прямого напряжения при заданном значении прямого тока:

$$U_{np} = \frac{kT}{q} \left( \frac{I_{np}}{I_{обp}} \right). \quad (2.1.26)$$

Если ток, проходящий через диод, достаточно мал, то падение напряжения определяется идеализированными характеристиками пере-

ходов, при больших токах существенную роль играют также последовательные объемные сопротивления  $p$ - и  $n$ -областей  $p$ - $n$ -перехода. Наименьшее падение напряжения при одинаковых значениях тока наблюдается для варианта I. Это объясняется тем, что диод работает в этом режиме как транзистор с замкнутым коллекторным переходом. Электроны, инжектируемые эмиттером, перемещаются через базу, достигают коллекторного перехода и свободно попадают в коллектор. Поэтому основная часть входного тока проходит через коллектор и падение напряжения на сопротивлении базы будет значительно меньше, чем в других диодных структурах. В варианте V транзисторная структура находится в инверсном включении; так как инверсный коэффициент передачи тока мал, то базовый ток, протекающий через такую структуру, будет большим, что, в свою очередь, вызовет значительное падение напряжения на диоде.

При обратном смещении интегрального диода необходимо учитывать, что напряжения, прикладываемые к диоду и изолирующему его  $p$ - $n$ - переходу, не должны превышать пробивных напряжений соответствующих переходов. Максимально допустимое обратное напряжение для вариантов I, II и IV ограничивается напряжением пробоя перехода коллектор–база. Напряжение пробоя перехода эмиттер–база обычно составляет 5...7 В, перехода коллектор–база – 50...60 В, перехода коллектор–подложка  $\geq 70$  В. К параметрам диода, характеризующим обратную ветвь ВАХ, относится постоянный обратный ток, проходящий через диод при смещении его в обратном направлении. Как отмечалось, в кремниевых  $p$ - $n$ - переходах основной составляющей обратного тока является ток термогенерации, зависящий от площади  $p$ - $n$ -перехода и концентрации центров рекомбинации в области объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода. Для всех рассматриваемых вариантов включения обратные токи изменяются в пределах 0,1...100 мА.

Быстродействие полупроводниковых ИМС в значительной степени определяется паразитной емкостью элементов, поэтому для каждого из вариантов диодного включения транзистора необходимо знать порядок значений паразитных емкостей. На рис. 2.1.4, б показаны паразитные емкости, действующие в пяти рассматриваемых вариантах диодного включения. Любая емкость, закорачивающая на землю какую-либо точку схемы, уменьшает ее быстродействие, т.е. является паразитной. Подложка ИМС обычно соединена с точкой самого низкого потенциала, следовательно, вывод емкости перехода коллектор–подложка оказывается заземленным по высокой частоте. Максимальная паразитная емкость характерна для варианта IV, наименьшая – для варианта II.

Частотные свойства диодов характеризуются также временем восстановления обратного сопротивления. Основная причина инерционности диодов при работе в импульсном режиме обусловлена процессом накопления неравновесных носителей заряда в областях транзисторной структуры. Время восстановления обратного сопротивления зависит от размеров областей транзисторной структуры, времени жизни неравновесных носителей заряда и значения проходящего через диод прямого тока.

При одинаковых значениях тока накопление заряда в различных диодных структурах будет различным (рис. 2.1.5).

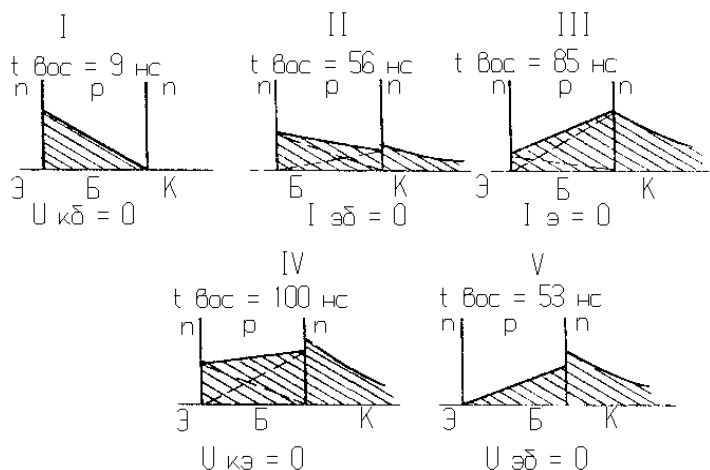


Рис. 2.1.5. Распределение неосновных носителей заряда для различных схем диодного включения интегрального транзистора

В варианте 1 время восстановления обратного сопротивления будет минимальным, так как в коллекторной области не происходит накопления дополнительного заряда (переход коллектор–база является короткозамкнутым). В варианте II цепь коллектора разомкнута и, следовательно, инжекция неосновных носителей заряда в область базы смещает коллекторный переход в прямом направлении. Это вызывает появление дополнительного заряда в базовой и коллекторной областях. Время восстановления обратного сопротивления для варианта II оказывается существенно большим, чем для варианта I.

Как видно из рис. 2.1.5, накопленный заряд неосновных носителей для варианта V больше, чем для варианта I. При этом коллекторный переход смещается в прямом направлении и происходит инжекция носителей заряда как в базовую, так и в коллекторную области транзисторной структуры. Для варианта III, характеризующегося разомкнутой цепью эмиттера, инжекция электронов из коллектора в базу вызывает снижение потенциального барьера между эмиттером и базой, что, в свою очередь, приводит к незначительной, увеличивающей время восстановления сопротивления инжекции носителей из эмиттера в базу. Вариант IV характеризуется самым большим временем восстановления обратного сопротивления, так как оба перехода транзисторной структуры смещены в прямом направлении и происходит наибольшее накопление заряда.

Важнейшие параметры рассмотренных типов интегральных диодов, формируемых на структуре транзистора ИМС, приведены в табл. 2.1.1.

Таблица 2.1.1. Сравнительные параметры диодов для пяти схем включения интегрального транзистора

Параметр	$D_1$	$D_2$	$D_3$	$D_4$	$D_5$
	$U_{кб}=0$	$I_k=0$	$I_э=0$	$U_{кэ}=0$	$I_{бэ}=0$
Пробивное напряжение, $U_{пр}$	$U_{пр.э.б}$	$U_{пр.э.б}$	$U_{пр.к.б}$	$U_{пр.э.б}$	$U_{пр.к.б}$
Постоянная времени рассасывания, $\tau$	$\tau_{g1}$	$\tau_{g2} \approx 5\tau_{g1}$	$\tau_{g3} \approx 6\tau_{g1}$	$\tau_{g4} \approx 10\tau_{g1}$	$\tau_{g5} \approx 5\tau_{g1}$
Емкость диода, $C_g$	$C_э$	$C_э$	$C_к$	$C_э + C_к$	$C_к$
Емкость диода на подложку $C_n$	$C_n$	$\frac{C_к C_n}{C_к + C_n}$	$C_n$	$C_n$	$C_n$

**Примечание.**  $\tau_{g1} \dots \tau_{g5}$  – постоянные времени рассасывания для диодов  $D_1 \dots D_5$ ;  $U_{пр.э.б}$ ,  $U_{пр.к.б}$  – соответственно пробивные напряжения эмиттерного и коллекторного переходов транзистора;  $C_э$ ,  $C_к$ ,  $C_n$  – соответственно емкости эмиттерного, коллекторного и изолирующего переходов транзистора.

Характеристики интегрального диода в значительной степени зависят от температуры окружающей среды. Температурная зависимость падения прямого напряжения  $U_{пр}$  определяется выражением

$$\frac{\partial U_{пр}}{\partial t} = \frac{k}{q} \ln \frac{I_{пр}}{qI_{обп}} \left( \frac{\partial I_{обп}}{\partial T} \right). \quad (2.1.27)$$

Из экспериментального анализа величины  $U_{np}$  следует, что в диапазоне рабочих температур для большинства практических схем диодного включения транзистора

$$\frac{\partial U_{np}}{\partial T} = -(1,5 \dots 2,0) \text{ мВ/град.} \quad (2.1.28)$$

Наименьший температурный дрейф наблюдается для перехода эмиттер–база, который достаточно часто используют в качестве интегрального диода. Температурная зависимость проявляется также для постоянной времени переключения диода  $\tau_{g1}$ , температурный коэффициент которой описывается выражением

$$Tk\tau_g = \frac{1}{\tau_g} \frac{\partial \tau_g}{\partial T} = \frac{C}{T^2}, \quad (2.1.29)$$

где  $C$  – некоторая постоянная, зависящая от свойств  $p$ - $n$ -перехода, используемого для реализации интегрального диода.

При температуре окружающей среды  $18 \dots 20^\circ\text{C}$  температурный коэффициент времени переключения диода  $Tk\tau_g \approx 0,005 \dots 0,01$  град.

Из анализа свойств различных типов диодов можно сделать следующее общее заключение. Вариант I с замкнутым переходом коллектор–база предпочтителен в логических ИМС, так как позволяет получить наибольшее быстродействие. Вариант II следует применять в логических ИМС в качестве накопительного элемента, а диоды, реализуемые по вариантам III, V и имеющие максимальное значение  $U_{np}$ , можно использовать в качестве диодов общего назначения.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для снятия вольт-амперной характеристики  $p$ - $n$ -перехода на постоянном токе и измерения величины барьерной емкости интегральные диоды включают в схему (рис. 2.1.6).

Принципиальная схема установки содержит два источника постоянного напряжения  $U_1$  и  $U_2$ , подключаемых к схеме с помощью переключателя  $K_1$ . Низковольтный источник напряжения  $U_1$  предназначен для снятия прямой ветви и начального участка обратной ветви ВАХ. Высоковольтный источник напряжения  $U_2$  позволяет снять всю обратную ветвь диода, включая и предпробойную область ВАХ. При



снятии ВАХ  $p$ - $n$ -перехода в прямом направлении, напряжение на интегральном диоде определяется вольтметром, включаемым параллельно исследуемому диоду (положение  $V_2$ ). Это обусловлено тем, что в этом случае выполняется условие  $R_v \gg R_g$ , где  $R_v$ ,  $R_g$  – внутреннее сопротивление вольтметра и диода, т.е. измерительный ток практически весь протекает через диод и, следовательно, показания миллиамперметра являются достоверными. Кроме того, при таком включении вольтметра в схему из результатов измерений исключается падение напряжения на миллиамперметре, величина которого соизмерима с падением напряжения на исследуемом образце.

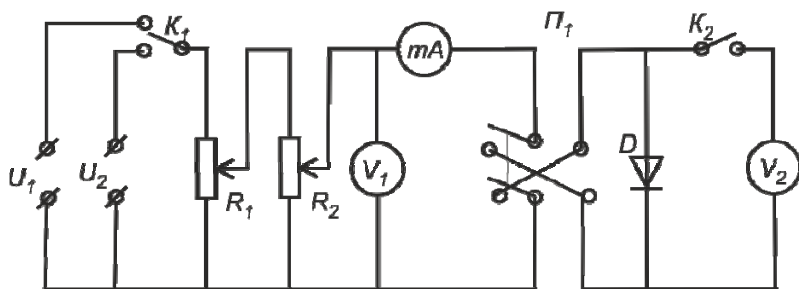


Рис. 2.1.6. Принципиальная схема для снятия вольт-амперных характеристик интегральных диодов:  $B$  – источник постоянного тока (50 В);  $R_1$ ,  $R_2$  – реостаты (100, 200 Ом);  $V_1$ ,  $V_2$  – вольтметры постоянного тока;  $mA$  – миллиамперметр;  $D$  – исследуемый диод;  $\Pi$  – переключатель полярности;  $k_1$ ,  $k_2$  – ключи

При снятии обратной ветви ВАХ напряжение на интегральном диоде измеряется вольтметром, подключенным к схеме в положении  $V_1$ . Сопротивление  $p$ - $n$ -перехода при этом очень велико и падением напряжения на миллиамперметре можно пренебречь. Если вольтметр оставить подключенным к схеме в положении  $V_2$ , то часть измерительного тока будет протекать через вольтметр, так как  $R_v \approx R_g$ . Это приведет к искажению результатов измерения на некоторую постоянную величину, равную падению напряжения на вольтметре. Одновременно с изменением характера смещения предусмотрено переключение полярности напряжения переключателем  $\Pi$ . Измерение барьерной емкости производят с помощью  $Q$ -метра. Контур  $Q$ -метра без диода настраивают в резонанс посредством изменения емкости контура. Записав в таблицу значение этой емкости по показанию лимба ( $C_1$ ), подключают исследуемый прибор. Восстановление резонанса

$Q$ -метра осуществляют уменьшением его емкости на величину измеряемой емкости  $C_{бар}$ . Если второй отсчет емкости по шкале  $Q$ -метра обозначить  $C_2$ , то величину барьерной емкости  $p$ - $n$ -перехода можно определить из соотношения

$$C_{бар} = C_1 - C_2. \quad (2.1.30)$$

Для уменьшения шунтирующего действия сопротивления  $R_4$  выбрано большим. Измерение  $C_{бар}$  производят при обратном смещении.

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с правилами работы приборов экспериментальной установки.
2. Собрать лабораторный стенд согласно блок-схеме (рис. 2.1.7).

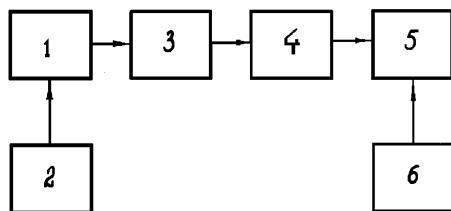


Рис. 2.1.7. Блок-схема измерительного стенда:

- 1 – источник регулируемого напряжения; 2 – вольтметр  $V_1$ ;  
 3 – измеритель тока (миллиамперметр в прямом направлении и микроамперметр в обратном); 4 – переключатель полярности напряжения на исследуемом диоде; 5 – исследуемый диод  $D$ ; 6 – вольтметр  $V_2$

3. Включить электропитание лабораторного стенда и прогреть приборы в течение 5-15 мин.

4. Снять вольт-амперную характеристику интегральных диодов и определить величину контактной разности потенциалов.

5. Определить величины  $C_{бар}$  и  $C_{бар max}$ , если  $n = 10^{15} \dots 10^{18} \text{ см}^3$ .

6. Снять зависимость  $C_{бар}$  от величины обратного смещения.

7. Путем подбора коэффициента неидеальности  $\eta$  построить теоретическую ВАХ, максимально приближенную к экспериментальной.

8. Используя данные п. 7, определить  $r_{диф}$ .

9. Найти  $r_{диф}$ , используя выражение (2.1.24), и сравнить результат с предыдущим.

10. Используя выражение (2.1.27), рассчитать зависимость  $\frac{\partial U_{np}}{\partial T}$  и сравнить полученные результаты с выражением (2.1.28).

11. Выполнить пп. 5-10 для пяти вариантов диодного включения биполярных транзисторов.

## СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

Отчет выполняется на листах формата А4 и начинается с титульного листа. Отчет содержит:

1. Цель работы.
2. Задание.
3. Перечень приборов, используемых в эксперименте.
4. Блок-схему лабораторного стенда.
5. Результаты экспериментальных данных в форме графиков и таблиц.
6. Выводы с кратким изложением физических основ интегрального диода.

## **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. Виды *p-n*-переходов.
2. Физические свойства *p-n*-переходов.
3. Отличительные особенности интегрального диода по сравнению с диодом в дискретном исполнении.
4. Уравнения вольт-амперной характеристики *p-n*-перехода.
5. Барьерная емкость, диффузионная емкость и их отличия.
6. Написать уравнения для тока и напряжения в прямом направлении.
7. Определение дифференциального сопротивления *p-n*-перехода.
8. Интегральные диоды (пять вариантов включения).
9. Отличительные варианты включения биполярного транзистора в диодном режиме.
10. Чем определяются частотные свойства *p-n*-перехода?
11. Диффузионная и дрейфовая составляющие тока *p-n*-перехода.
12. Принцип работы экспериментальной установки.

## *БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК*

1. Ефимов И.В., Козырь И.Я., Горбунов Ю.И. Микроэлектроника. – М.: Высш. шк., 1987. – С. 71-81.
2. Лабуда А.А., Никифоренко Н.Н. Физическая микроэлектроника: учеб. пособие. – Минск: БГУ, 2001. – 132 с.

## 2.2. Лабораторная работа № 6. ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОПЕРАЦИОННОГО УСИЛИТЕЛЯ

Рассматриваются физические основы работы операционного усилителя (ОУ), приводятся: их схемное решение, типичные характеристики, классификация и система параметров. Описываются схемы и методики измерения основных параметров ОУ. Кратко рассматриваются принципы работы ОУ.

*Цель работы:* закрепление знаний в области интегральной схемотехники, полученных при изучении курса «Электроника», исследование параметров операционных усилителей, выполненных приемами интегральной схемотехники.

*Задание:*

1. Изучить принципы работы и основные характеристики ОУ.
2. Выполнить экспериментальную часть лабораторной работы, необходимые расчеты и построить графики для требуемых в работе зависимостей.

*Приборы и принадлежности:* лабораторный стенд, набор проводников.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Операционный усилитель представляет собой единую электронную схему, содержащую дифференциальный каскад, преобразователь уровня и усилитель мощности, работающие в непрерывной связи как единый неразрушаемый каскад, изъятие любого из трех элементов схемы приводит к уничтожению операционного усилителя как функционального элемента электронной схемы. К настоящему времени разработана универсальная типовая схема, отвечающая следующим основным принципам схемотехники ОУ (рис. 2.2.1.).

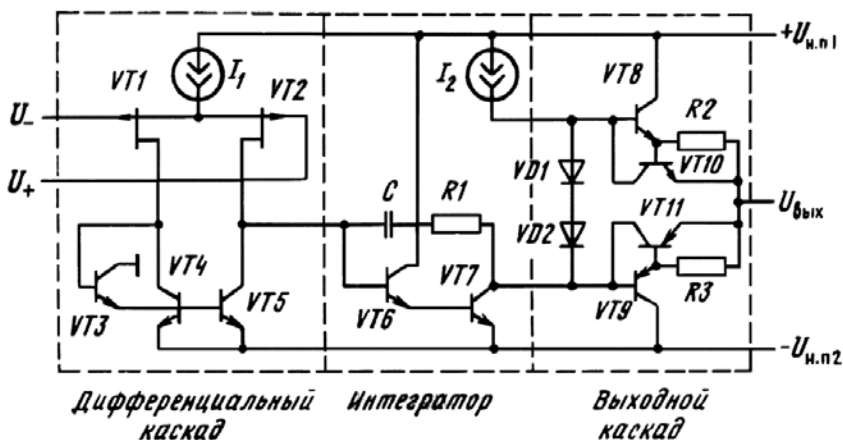


Рис. 2.2.1. Схмотехническое решение функции операционного усилителя

Основные особенности этой схемы:

1. Основное усиление по напряжению должно быть сосредоточено в одном инвертирующем каскаде, выполненном на транзисторе VT7. Для повышения устойчивости работы каскада в большинстве практических случаев используют емкостную отрицательную обратную связь по схеме интегратора Миллера. Большой статический коэффициент усиления каскада обеспечивается за счет использования в качестве коллекторной нагрузки источника тока  $I_2$  с большим внутренним сопротивлением. Плавный спад коэффициента усиления на высоких частотах, характерный для интегральных усилителей, обеспечивает устойчивую работу ОУ при замыкании петли внешней обратной связи. Практически этого достигают выбором величины емкости интегрирующего конденсатора  $C$ , которая должна быть такой, чтобы при частоте сигнала суммарный фазовый сдвиг в петле внешней обратной связи был равен  $180^\circ$ , а петлевой коэффициент усиления был меньше единицы.

2. Первый каскад ОУ должен выполняться по схеме ДК с однофазным выходом для того, чтобы его выходной ток (входной ток интегратора Миллера) обеспечивал перезаряд интегрирующего конденсатора. Такое схмотехническое решение позволяет наиболее просто решить задачу согласования каскадов при сохранении практически идеальной симметрии режима работы плеч дифференциального кас-

када. Это достигается за счет того, что погрешность работы отражателя тока, обусловленная базовыми токами транзисторов  $VT4$ ,  $VT5$ , естественным образом компенсируется входным током усилителя в интеграторе Миллера. Для полной компенсации необходима идентичность параметров транзисторов  $VT4$ ,  $VT5$ ,  $VT7$  и равенство токов  $I_1$  и  $I_2$  поскольку тогда суммарный ток баз транзисторов  $VT4$ ,  $VT5$  будет совпадать с током базы транзистора  $VT7$ . Для увеличения статического коэффициента усиления ОУ в базовую цепь инвертирующего транзистора включают эмиттерный повторитель. При этом входной ток усилителя интегратора уменьшается в  $1 + \beta$  раз. Для сохранения симметрии в отражатель тока также включают эмиттерный повторитель, обеспечивая взаимную согласованность параметров транзисторов в указанных повторителях.

3. Выходной каскад ОУ должен обеспечивать высокую нагрузочную способность, широкий динамический диапазон выходного сигнала, малый уровень искажений. Поэтому его обычно выполняют по двухтактной схеме повторителя на комплементарных транзисторах с цепями защиты от перегрузок. Подключение повторителя к выходу интегратора облегчается тем, что источник тока нагрузки интегратора  $I_2$  одновременно выполняет функции элемента, задающего ток через диоды смещения  $VD1$  и  $VD2$ .

Отличие реального ОУ от идеальной модели состоит в следующих ограничениях:

1. Допустимые диапазоны изменения выходного и синфазного входного сигналов должны изменяться в строго указанных пределах.

2. На изменение выходного сигнала, которое определяется статической передаточной характеристикой ОУ, представляющей собой зависимость выходного напряжения  $U_{\text{вых}}$  от входного дифференциального сигнала  $\Delta U$  (рис. 2.2.2.).

Три характерных участка на графике соответствуют трем режимам работы ОУ. Участки I и II соответствуют режимам ограничения выходного сигнала снизу и сверху, при этом  $U_{\text{вых}}$  не зависит от  $\Delta U$  и равно нижнему  $U^{\text{н}}$  и верхнему  $U^{\text{в}}$  уровням ограничения. Ограничение снизу является следствием насыщения транзистора  $VT7$  (см. рис. 2.2.1), сверху – следствием насыщения выходного транзистора источника тока  $I_2$ . Участок III соответствует режиму статического усиления, которое настолько велико, что характеристика на этом участке практически вертикальная.

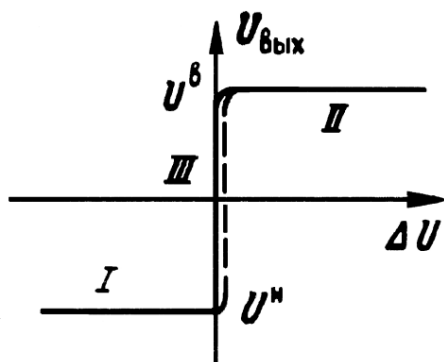


Рис. 2.2.2. Передаточная характеристика ОУ

Допустимый диапазон изменения входного синфазного сигнала ограничивается сверху насыщением выходного транзистора источника тока  $I_I$  и снизу – выходом транзисторов  $VT1$  и  $VT2$  из пологой области выходных характеристик. При стандартном напряжении питания  $\pm 15$  В допустимый диапазон изменения  $U_{сф}$  и  $U_{вых}$  обычно  $\pm (12...14)$  В.

Согласно условному графическому обозначению ОУ (рис. 2.2.3) он имеет два входа и один выход. Вход, напряжение на котором сдвинуто по фазе на  $180^\circ$  относительно выходного напряжения, называется **инвертирующим** и обозначается кружочком.

Второй вход является **неинвертирующим**, так как напряжение на нем и выходное напряжение совпадают по фазе. Кроме того, ОУ содержит выводы, к которым подключаются источники питающего напряжения  $+U_{ин}$  и  $-U_{ин}$ , общая шина (в некоторых ОУ отсутствует), балансирующий резистор.

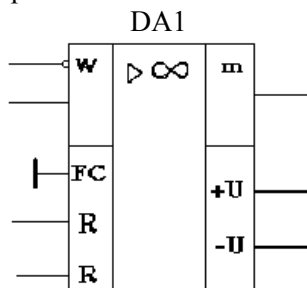


Рис. 2.2.3. Условное обозначение ОУ



Два входа ОУ определяют и форму передаточной характеристики, представляющую собой зависимость  $U_{\text{ВЫХ}} = f(U_{\text{ВХ}})$  при нулевой частоте (рис. 2.2.4).

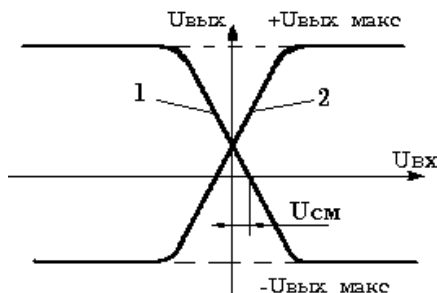


Рис. 2.2.4. Амплитудные характеристики ОУ:  
1 – включение ОУ с инверсией; 2 – включение ОУ без инверсии

Кривая I (см. рис. 2.2.2) соответствует подаче входного напряжения на инвертирующий вход, кривая II – на неинвертирующий вход. Эти характеристики получаются при подаче входного напряжения на один из входов при отсутствии напряжения на другом входе. Участок III кривых подчеркивает линейность зависимости  $U_{\text{ВЫХ}} = f(U_{\text{ВХ}})$ , а горизонтальные участки кривых (I, II) соответствуют режиму работы ОУ, при котором входное напряжение выходит за пределы линейного участка передаточной характеристики. Значения выходного напряжения  $U_{\text{ВЫХ МАКС}}$  и  $U_{\text{ВЫХ МИН}}$ , характеризующие эти участки, обычно на 1–2 В меньше напряжения питания.

Другим отличием реальных ОУ является наличие паразитных связей, приводящих к рассогласованию сигнала на входе ОУ на  $\Delta U$ , т.е. при замкнутой цепи отрицательной обратной связи оно уже становится отличным от нуля на  $\Delta U$ . При этом значение  $\Delta U$  можно рассматривать как погрешность ОУ по напряжению, приведенную ко входу. Различают две составляющие этой погрешности: статическую  $\Delta U_{\text{СТ}}$ , соответствующую установившемуся режиму работы ОУ (при  $\Delta U = \text{const}$ ), и динамическую  $\Delta U_{\text{ДИН}}$ , возникающую при изменении величины  $U$ , т.е.  $\Delta U = \Delta U_{\text{СТ}} + \Delta U_{\text{ДИН}}$ .

Статическая погрешность в первом приближении определяется соотношением

$$\Delta U_{\text{СТ}} = U_{\text{СМ}} + U/K_{U^*} + U_{\text{СФ}}/M_{\text{СФ}}, \quad (2.2.1)$$

где  $U_{см}$  – напряжение смещения ОУ, определяемое как значение  $\Delta U$  при нулевых  $U$  и  $U_{сф}$ ;  $K_{U^*}$  – статический коэффициент усиления напряжения с учетом выходного сопротивления  $r_{вых}$  и сопротивления нагрузки  $R_n$ ,  $K_{U^*} = K_U R_n / (R_n + r_{вых})$ ;  $M_{сф}$  – коэффициент ослабления синфазных входных сигналов ОУ. Параметры  $U_{см}$  и  $M_{сф}$  определяются в основном характеристиками входного ДК, в частности, для схемы ОУ, показанной на рис. 2.2.1, – неидентичностью полевых транзисторов  $VT1$ ,  $VT2$  и биполярных транзисторов  $VT4$ ,  $VT5$ ,  $VT7$  и  $VT3$ ,  $VT6$ . Типовые значения параметров ОУ с полевыми транзисторами на входе следующие:

$$|U_{см}| \leq 50 \text{ мВ}; K_U \approx 10^5; M_{сф} > 10^7. \quad (2.2.2)$$

При использовании на входе биполярных транзисторов напряжение смещения существенно уменьшается (обычно не превышает 1...10 мВ), однако начинают сказываться входные токи и входные сопротивления ОУ.

Динамическая погрешность определяется характером изменения выходного напряжения ОУ. В первом приближении ее можно рассматривать как однородную функцию скорости изменения выходного напряжения  $U = dU_{вых}/dt$ . Обратная зависимость  $v(\Delta U_{дин})$  называется *скоростной характеристикой*, типичный вид которой показан на рис. 2.2.5.

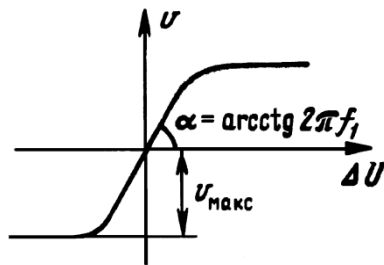


Рис. 2.2.5. Динамическая характеристика ОУ

Использование скоростной характеристики для определения погрешности динамической ОУ соответствует интерпретации ОУ как нелинейного интегратора с дифференциальным входом, для которого при отсутствии статической погрешности ( $\Delta U = \Delta U_{дин}$ ).

$$U_{\text{вых}} = \int_0^t v(\Delta U) dt. \quad (2.2.3)$$

В области малых значений динамической погрешности скоростную характеристику аппроксимируют прямой, полагая

$$\Delta U_{\text{дин}} = \tau_T dU_{\text{вых}} / dt, \quad (2.2.4)$$

где параметр  $\tau_T$ , называемый постоянной времени ОУ, определяется крутизной входного каскада:  $\tau_T = C/S_{\text{вх}}$ . Значение  $\tau_T$  связано с частотой  $f_1$  единичного усиления ОУ соотношением  $\tau_T = 0.5\pi f_1$ , которое следует из (2.2.4), если вместо  $U_{\text{вых}}$  подставить  $U_{\text{вых}0} \sin 2\pi f_1 t$ .

Динамическую погрешность ОУ в линейном режиме часто представляют в операторной форме:

$$\Delta U_{\text{дин}}(\rho) = \tau_T \rho U_{\text{вых}}(\rho). \quad (2.2.5)$$

При увеличении  $|\Delta U_{\text{дин}}|$  скорость  $v$  стремится к постоянному значению, модуль которого  $v_{\text{max}}$  называется *максимальной скоростью нарастания выходного напряжения*. Этот параметр характеризует быстродействие ОУ в режиме большого сигнала. Он позволяет, например, определить минимальное время переключения ОУ с одного режима ограничения на другой:

$$T_{\phi_{\text{min}}} = (U^e - U^n). \quad (2.2.5)$$

Скоростная характеристика ОУ определяется передаточной характеристикой входного дифференциального каскада и емкостью интегрирующего конденсатора, причем для каскада на биполярных транзисторах

$$\frac{dU_{\text{вых}}}{dt} = (I_1 C) \text{th}(\Delta U_{\text{дин}} / 2\phi_T), \quad (2.2.6)$$

для каскада на полевых транзисторах (см. рис. 2.2.1)

$$\frac{dU_{\text{вых}}}{dt} = \Delta U_{\text{дин}} \frac{\sqrt{2I_1 I_{C\text{max}}}}{C U_{C\text{номс}}} \sqrt{1 - \frac{I_{C\text{max}} \Delta U_{\text{дин}}}{2I_1 I_{C\text{max}}}} \quad (2.2.7)$$

Максимальная скорость  $v_{\max}$  определяется током питания входного ДК, т. е.  $v_{\max} = I_1 C$ . Следует отметить, что при использовании каскада на биполярных транзисторах увеличением  $I_1$  нельзя добиться повышения  $v_{\max}$ , так как рост крутизны каскада пропорционально  $I_1$  требует пропорционального увеличения емкости  $C$ . В отличие от этого в каскаде на полевых транзисторах коэффициент усиления пропорционален  $\sqrt{I_1}$ , следовательно и требуемая емкость должна быть увеличена пропорционально  $\sqrt{I_1}$ . При этом  $v_{\max} \sim \sqrt{I_1}$  и, следовательно, увеличивая  $I_1$ , можно повысить быстродействие ОУ, характеризуемое амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ) ОУ (рис. 2.2.6), а усиление импульсных (обычно прямоугольных) сигналов скоростью нарастания выходного напряжения (рис. 2.2.7).

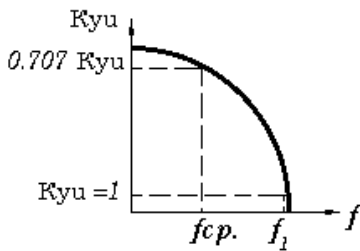


Рис. 2.2.6. Амплитудно-частотная характеристика ОУ

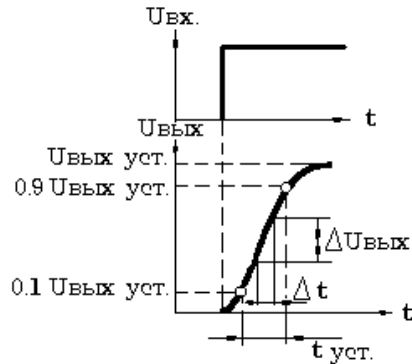


Рис. 2.2.7. Реакция ОУ на скачок напряжения

Операционный усилитель выполняет различные операции над аналоговыми сигналами при работе в схемах с отрицательной обратной связью. Он имеет высокое входное сопротивление и практически бесконечно большой коэффициент усиления по напряжению  $K_U$ .

Несмотря на то, что связь ОУ с общей шиной обычно не указывается явно (рис. 2.2.8, а), она всегда имеет место и осуществляется через источники питания (рис. 2.2.8, б).

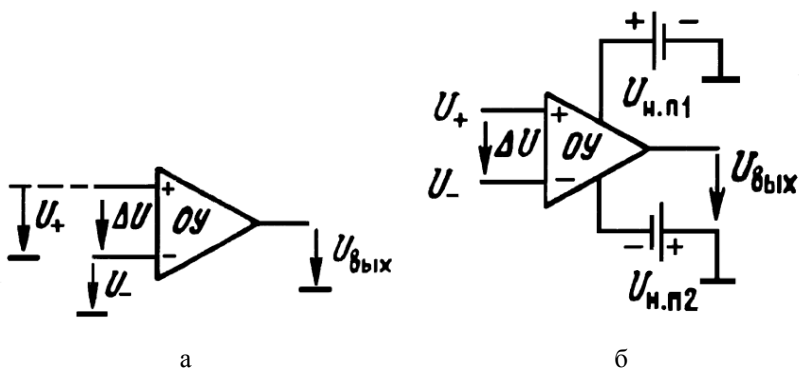


Рис. 2.2.8. Рабочие напряжения на электродах ОУ:  
 а – входных и выходных; б – электропитания

Поэтому функционально ОУ часто рассматривают как четырех-полюсник, имеющий кроме общего вывода два входа и один выход. Один из входов усилителя обозначают знаком «+», что означает неинвертирующий, или прямой вход. Инвертирующий вход в этом случае отмечают знаком «-». При работе ОУ в линейном режиме напряжение на его выходе возрастает с увеличением напряжения  $U_+$  на прямом входе или с уменьшением напряжения  $U_-$  на инвертирующем. Дифференциальный и синфазный входные сигналы, соответственно  $\Delta U$  и  $U_{\text{сф}}$ , определяются по формулам

$$\Delta U = U_+ - U_-; \quad U_{\text{сф}} = 0,5(U_+ + U_-). \quad (2.2.8)$$

Операционный усилитель является дифференциальным устройством, способным реагировать только на дифференциальный сигнал. Влияние синфазного сигнала пренебрежимо мало и может рассматриваться лишь при оценке погрешности в работе ОУ.

Идеализированная модель ОУ предполагает, что связь между входным дифференциальным сигналом и выходным напряжением описывается соотношением

$$U_{\text{вых}} = K_U \Delta U. \quad (2.2.9)$$

Поскольку  $K_U \rightarrow \infty$ , то использовать ОУ можно только в условиях действия отрицательной обратной связи, осуществляемой через внешнюю цепь, как показано на рис.2.2.9.

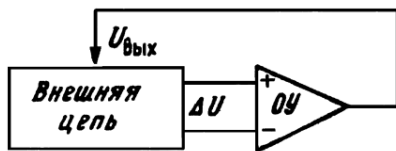


Рис. 2.2.9. Включение ОУ с обратной связью

Внешняя цепь чаще всего является линейной пассивной цепью, однако в общем случае может содержать дополнительные усилительные элементы. Обратная связь будет отрицательной, если при увеличении выходного напряжения  $U_{\text{вых}} = U_{\text{о.с}}$  уменьшится  $\Delta U$ . В этом случае в цепи обратной связи устанавливается равновесный режим, при котором  $\Delta U = U_{\text{вых}}/K_U \rightarrow 0$ , т.е. ОУ выполняет по отношению к внешней цепи функцию автоматического регулятора, формирующего на своем выходе такой сигнал управления внешней цепью, при котором дифференциальный сигнал  $\Delta U$  на входе ОУ (рассматриваемый как сигнал рассогласования) принимает нулевое значение.

Для иллюстрации изложенного рассмотрим две простые схемы. На рис. 2.2.10 и 2.2.11 управляемая цепь представлена двумя связями. Одна соединяет прямой вход ОУ с входным зажимом устройства ( $U_+ = U_{\text{вх}}$ ), другая – инвертирующий вход ОУ с его выходом ( $U_- = U_{\text{вых}}$ ). При этом сигнал рассогласования  $\Delta U = U_{\text{вх}} - U_{\text{вых}}$ .

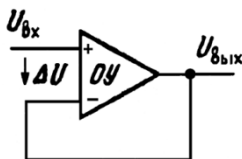


Рис. 2.2.10. Включение ОУ в режиме повторителя напряжения

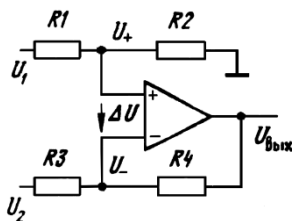


Рис. 2.2.11. Схема алгебраического сумматора напряжения

Современные ОУ имеют следующие основные параметры.

**Коэффициент усиления напряжения  $K_{уи}$**  – отношение изменения выходного напряжения к вызвавшему его изменению входного напряжения. В общем случае коэффициент усиления напряжения, не охваченного обратной связью ОУ, равен произведению  $K_{уи}$  всех его каскадов. В настоящее время  $K_{уи}$  некоторых усилителей по постоянному току превышает  $3 \cdot 10^6$ . Однако значение его уменьшается с ростом частоты входного сигнала. При этом суммарная АЧХ имеет столько изломов, сколько усилительных каскадов в ОУ. Каждый каскад на высоких частотах вносит фазовый сдвиг, который влияет на устойчивую работу ОУ, охваченного отрицательной обратной связью (ООС). Устойчивой работы усилительных каскадов ОУ добиваются введением частотной коррекции – внешних нагрузочных RC -цепей. Для стабилизации двухкаскадного усилителя обычно требуется одна цепь, трехкаскадного – две. Многие ОУ последних выпусков не требуют внешних цепей коррекции, так как в их схему уже введены необходимые элементы.

**Частота единичного усиления  $f_1$** – значение частоты входного сигнала, при котором значение коэффициента усиления напряжения ОУ падает до единицы (см. рис. 2.2.6). Этот параметр определяет максимально реализуемую полосу усиления ОУ. Выходное напряжение на этой частоте ниже, чем для постоянного тока, примерно в 30 раз.

**Максимальное выходное напряжение  $U_{вых. max}$**  – максимальное значение выходного напряжения, при котором искажение не превышает заданного значения (см. рис. 2.2.4). В отечественной практике этот параметр измеряется относительно нулевого потенциала как в положительную, так и в отрицательную сторону  $\pm U_{вых. max}$ . В зарубежных каталогах приводится значение максимального диапазона выходных напряжений, который равен  $2U_{вых. max}$ . Выходное напряжение измеряется при определенном сопротивлении нагрузки. С уменьшением сопротивления нагрузки величина  $U_{вых. max}$  уменьшается.

**Скорость нарастания выходного напряжения  $V_{U_{вых}}$**  – отношение изменения  $U_{вых.}$  от 10 до 90 % от своего номинального значения ко времени, за которое произошло это изменение (см. рис. 2.2.7). Параметр характеризует скорость отклика ОУ на ступенчатое изменение сигнала на входе, при измерении ОУ охвачен ООС с общим коэффициентом усиления от 1 до 10.

**Напряжение смещения  $U_{CM}$**  – значение напряжения, которое необходимо подать на вход ОУ, чтобы на выходе напряжение было равно нулю (см. рис. 2.2.4). ОУ реализуется в виде микросхемы со значительным числом транзисторов, характеристики которых имеют разброс по параметрам, что приводит к появлению постоянного напряжения на выходе в отсутствие сигнала на входе. Параметр  $U_{CM}$  помогает разработчикам рассчитывать схемы устройств, подбирать номиналы компенсационных резисторов.

**Входные токи  $I_{ex}$**  – токи, протекающие через входные контакты ОУ. Эти токи обусловлены базовыми токами входных биполярных транзисторов и токами утечки затворов для ОУ с полевыми транзисторами на входе. Входные токи, проходя через внутреннее сопротивление источника сигнала, создают падение напряжений, которое может вызвать появление напряжения на выходе в отсутствие сигнала на входе.

**Разность входных токов  $\Delta I_{ex}$** . Входные токи отличаются друг от друга на 10...12%. Зная разность входных токов, можно легко подобрать номинал балансировочного резистора.

Все параметры ОУ изменяют свое значение – дрейфуют с изменением температуры. Особенно важным являются: дрейф напряжения смещения  $\Delta U_{CM}$ , дрейф разности входных токов  $\Delta I_{ex}$ .

**Максимальное входное напряжение  $U_{ex}$**  – напряжение, прикладываемое между входными выводами ОУ, превышение которого ведет к выходу ряда параметров за установленные границы или разрушению прибора. В отечественных справочных материалах приводятся значения  $\pm U_{вх}$ , в зарубежной литературе дано абсолютное значение диапазона.

**Максимальное синфазное входное напряжение  $U_{ex\ cф}$**  – наибольшее значение напряжения, прикладываемого одновременно к обоим входным выводам ОУ относительно нулевого потенциала, превышение которого нарушает работоспособность прибора. В отечественной документации приводится модуль величины  $U_{вх\ cф}$ , а в зарубежной – диапазон.

**Коэффициент ослабления синфазного сигнала  $K_{oc\ cф}$**  – отношение коэффициента усиления напряжения, приложенного между входами ОУ, к коэффициенту усиления, общего для обоих входов напряжения.



**Выходной ток  $I_{\text{вых}}$**  – максимальное значение выходного тока ОУ, при котором гарантируется работоспособность прибора. Это значение определяет минимальное сопротивление нагрузки. Очень важно при расчете комплексного сопротивления нагрузки учитывать, что при переходных процессах включения (выключения) ОУ значения емкостной или индуктивной составляющей сопротивления нагрузки резко изменяются и при неправильном подборе нагрузки схема может выйти из строя.

Часто вместо значения  $I_{\text{вых}}$  в документации приводят минимальное значение сопротивления нагрузки  $R_{\text{н}}$ . Большая часть ОУ, разработанных в последнее время, имеет каскад, ограничивающий величину выходного тока при внезапном замыкании выходного контакта на шину источника питания или нулевой потенциал. Предельный выходной ток при этом – ток короткого замыкания  $I_{\text{кз}}$  – равен 25 мА.

Конструкторы и технологи микросхем ОУ постоянно ищут способы улучшения основных параметров приборов (увеличение  $K_{\text{yu}}$ ,  $V_{\text{Увых}}$ ,  $f_1$  и др.). Применяя схемотехнические решения и вводя новые технологические приемы, стараются снизить значения «паразитных» параметров  $U_{\text{СМ}}$ ,  $I_{\text{вх}}$ ,  $\Delta I_{\text{вх}}$  и их дрейфов, а также мощность, потребляемую прибором. Как правило, достичь максимальных значений всех параметров невозможно, достижение максимального значения одного параметра часто осуществляется за счет ухудшения другого. Так, увеличение коэффициента усиления по напряжению влечет за собой снижение частотных свойств, и наоборот.

Результатом поисков и эволюции схемотехнических и технологических решений явилось создание ряда ОУ, которые согласно квалификации по ГОСТ 4.465-86 делятся на: **универсальные** (общего применения), у которых  $K_{\text{yu}}=10^3 \dots 10^5$ ,  $f_1=1,5 \dots 10$  МГц; **прецизионные** (инструментальные) с  $K_{\text{yu}} > 0,5 \dots 10^6$  и гарантированными малыми уровнями  $U_{\text{СМ}} \leq 0,5$  мВ и его дрейфа; **быстродействующие** со скоростью нарастания выходного напряжения  $V_{\text{Увых}} \geq 20$  В/мкс; **регулируемые** (микромощные) с током потребления  $I_{\text{пот}} < 1$  мА. Паспортные данные ряда ОУ приведены в таблице.

Наиболее широко используют ОУ серий 140 и 153. Операционные усилители рассчитаны на применение симметричных разнопольярных источников питания от  $\pm 5$  до  $\pm 27$  В. В настоящее время чаще используют напряжения  $\pm 5$  и  $\pm 15$  В с допуском отклонением  $\pm (5 \dots 10) \%$ .

Таблица 2.2.1. **Параметры операционных усилителей**

Тип ОУ							
1	2	3	4	5	6	7	8
Параметры	140УД7, 1408УД2	140УД8	153УД2	153УД3, 140УД9	153УД5 А	544УД1	154УД1
Коэффициент усиления $K_{vU}$	$50 \cdot 10^3$	$50 \cdot 10^3$	$50 \cdot 10^3$	$35 \cdot 10^3$	$10^6$	$50 \cdot 10^3$	$200 \cdot 10^3$
1	2	3	4	5	6	7	8
Коэффициент ослабления синфазного сигнала $K_{oc.cф.}$ , дБ	70	90	65	80	120	80	80
Напряжение смещения $U_{CM.}$ , мВ	4	20	6	2	1	15	5
Частота единичного усиления $f_1$ , МГц	0,8	1	3	1	1	15	1
Входное сопротивление $R_{вх.}$ , МОм, не менее	0,4	100	0,3	0,3	1,5	101	10
Выходное сопротивление $R_{вых.}$ , Ом	---	---	---	---	---	200	200
Входной ток $I_{вх.}$ , мкА	0,2	$0,05 \cdot 10^{-3}$	0,4	0,2	0,1	$1,5 \cdot 10^{-4}$	0,02
Сопротивление нагрузки $R_n$ , КОм	$\geq 2$	$\geq 2$	$\geq 2$	$\geq 2$	$\geq 2$	$\geq 2$	$\geq 2$
Максимальное выходное напряжение $U_{вых. max.}$ , В	11,5	10	11	10	10	10	12
Максимальное синфазное входное напряжение $U_{вх. cф.}$ , В	11	10	12	6	---	10	---
Скорость нарастания выходного напряжения $V_{цвых.}$ , В/мкс	до 10	3	0,5	5	0,2	2	10

14	2	3	4	5	6	7	8
Напряжение источника питания $U_{\text{ип}}, \text{В}$	15	15	15	15	10	15	5; 15
Потребляемый ток $I_{\text{пот}}, \text{мА}$	3	5	3	3,6	3,5	3,5	0,15

## ОПИСАНИЕ ЛАБАРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Установка для исследования статических и динамических параметров ОУ представлена на рис. 2.2.12. Она включает в себя ОУ, потенциометр  $R1$  (для измерений входного напряжения ОУ), генератор синусоидальных сигналов  $\Gamma_1$  (для снятия АЧХ ОУ), генератор импульсных сигналов  $\Gamma_2$  (для оценки скорости нарастания выходного напряжения ОУ), универсальные вольтметры  $V_1$  и  $V_2$  (для контроля соответственно входного и выходного напряжений, причем при снятии амплитудной характеристики оба вольтметра регистрируют постоянное напряжение, а при снятии АЧХ вольтметр  $V_2$  регистрирует переменное напряжение; переключение рода работ осуществляется органами управления вольтметров), осциллограф  $O$  для контроля динамических параметров выходного напряжения ОУ. Подключение к ОУ необходимых элементов и приборов для снятия той или иной характеристики осуществляется с помощью переключателя  $SA1$ , имеющего три положения. Подключение сопротивления нагрузки  $R_n$  к выходу ОУ осуществляется с помощью переключателя  $SA2$ . Питание схемы происходит от двух источников постоянного напряжения  $\pm U_{\text{ип}}$ .

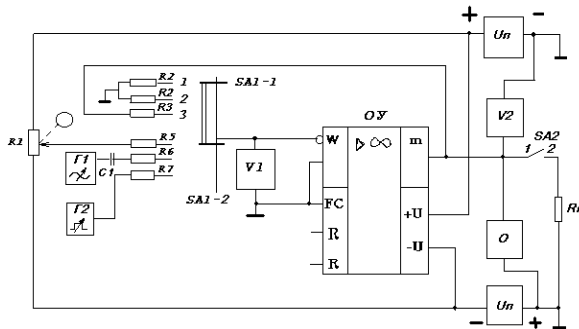


Рис. 2.2.12. Схема лабораторной установки

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Для проведения работы необходимо ознакомиться с лабораторной установкой и приборами, необходимыми для исследований. Далее осуществлять действия в следующей последовательности.

### 1. Исследование амплитудной характеристики ОУ.

Установить переключатель SA1 в положение «1», а переключатель SA2 в положение «2». Изменяя положение потенциометра R1 с помощью вольтметров  $V_1$  и  $V_2$ , снять и построить амплитудную характеристику ОУ  $U_{\text{вых.}} = f(U_{\text{вх.}})$ , определить по ней максимальное выходное напряжение  $\pm U_{\text{вых. max}}$ , напряжение смещения  $U_{\text{см.}}$  и коэффициент усиления  $K_{yU} = \Delta U_{\text{вых.}} / \Delta U_{\text{вх.}}$  и сравнить их с паспортными данными. Установить переключатель SA2 в положение «1» («Выкл.») и оценить изменение  $U_{\text{вых. max}}$ ,  $U_{\text{см.}}$ ,  $K_{yU}$ .

### 2. Исследование амплитудно-частотной характеристики ОУ.

Установить переключатели SA1 и SA2 в положение «2». Изменяя частоту синусоидального сигнала генератора  $\Gamma_1$  (при неизменном уровне этого сигнала во всем диапазоне частот), с помощью вольтметра  $V_2$  снять и построить амплитудно-частотную характеристику ОУ  $K_f = \Phi(f)$ , определить по ней частоты среза  $f_{\text{ср.}}$ , единичного усиления  $f_1$  и сравнить полученные данные с паспортными. Установить переключатель SA2 в положение «1» («Выкл.») и оценить изменения  $K_f$ ,  $f_{\text{ср.}}$ ,  $f_1$ .

### 3. Исследование скорости нарастания выходного напряжения.

Установить переключатель SA1 в положение «3», а переключатель SA2 в положение «2». Используя деление масштабной сетки экрана осциллографа, определить время установления и максимальную скорость нарастания выходного напряжения при воздействии на вход ОУ прямоугольного импульса и сравнить полученные данные с паспортными. Установить переключатель SA2 в положение «1» и оценить изменение  $t_{\text{уст.}}$  и  $V_{U_{\text{вых.}}}$ .

## СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Цель работы.
2. Условное графическое обозначение и характеристики ОУ.
3. Схема установки для исследования ОУ.
4. Теоретические и экспериментальные данные (таблицы, графики, расчеты).
5. Выводы.

## ***КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ***

1. Что называется операционным усилителем?
2. Покажите условное графическое обозначение ОУ.
3. Как выглядит амплитудная характеристика ОУ?
4. Чем определяется полоса пропускания ОУ?
5. Как определить скорость нарастания выходного напряжения ОУ?
6. Каковы свойства идеального операционного усилителя?
7. Приведите классификацию ОУ, выпускаемых промышленностью.
8. Объясните графики, построенные по экспериментальным данным.
9. Чем определяется погрешность ОУ?
10. Что определяет скоростная характеристика?
11. Назовите параметры, характеризующие динамический и статический режимы работы операционного усилителя.
12. Каково соотношение между входным дифференциальным сигналом и выходным напряжением?
13. Объясните принцип работы ОУ в режиме повторителя напряжения, алгебраического сумматора напряжения.
14. Почему для ОУ необходимо питание  $U_+$  и  $U_-$ ?
15. Какими элементами электронной схемы ОУ определяется его амплитудно-частотная характеристика?
16. Объясните и опишите динамическую и статическую погрешности ОУ.
17. Какие ограничения отличают модели реального и идеального ОУ?
18. Объясните принцип работы дифференциального усилителя.
19. Объясните принцип работы преобразователя уровня.
20. Объясните принцип работы усилителя мощности.

## ***БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК***

1. Цифровые и аналоговые интегральные микросхемы: Справочник / под ред. С.В. Якубовского. – М.: Радио и связь, 1990. – 496 с.

2. Аваев Н.А., Наумов Ю.Е., Фролкин В.Т. Основы микроэлектроники: учеб. пособие для вузов. – М.: Радио и связь, 1991. – 288 с.
3. Измерения и контроль в микроэлектронике: учеб. пособие для вузов / под ред. А. А. Сазанова. – М.: Высш. школа, 1984. – 367 с.
4. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника: пер. с испан. С.И. Баскакова / под ред. В.А. Терехова; предисл. В.А. Терехова. – М.: Высш. школа, 1991. – 351 с.

### 2.3. Лабораторная работа № 7. ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ОПТРОНОВ

*Цель работы:* закрепление знаний в области физических основ полупроводниковых приборов путем теоретического и экспериментального изучения механизмов, возникающих в структуре оптопары при ее работе в составе радиоэлектронной схемы.

*Задание:*

1. По конспекту лекций, данному практикуму и рекомендованной литературе изучить физические основы фотоприемников и излучателей световых потоков.
2. Подготовить ответы на контрольные вопросы.
3. Изучить порядок работы на лабораторном стенде.
4. Изучить принципы работы оптронов в фотодiodeм и фотодиодном режимах.
5. Выполнить экспериментальную часть лабораторной работы, необходимые расчеты и построение графиков для требуемых в работе зависимостей.
6. Провести анализ полученных результатов и сделать выводы.

*Приборы и принадлежности:* лабораторный стенд, набор проводников.

#### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

##### **Оптоэлектронные приборы**

Оптоэлектронный прибор представляет собой радиоэлектронное устройство, предназначенное для генерации, приема и преобразования световых потоков с целью передачи информации. Оптопара является разновидностью оптоэлектронного прибора, практическая реализация которой осуществляется в виде неразъемной конструкции, содержащей гальванически связанные излучатели и приемники световых излучений. В качестве генераторов света используются светодиоды и

полупроводниковые лазеры, а приемников – фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры и т.д. По типу преобразований сигналов оптроны разделяются на основные группы (рис. 2.3.1).

Как следует из рис. 2.3.1, классификация оптоэлектронных приборов осуществляется по типу связей между излучателями и приемниками, функциональному назначению и конструктивно-технологическим способам реализации светоизлучателей и фотоприемников.

Связи между элементами оптопары могут быть прямыми или обратными, положительными или отрицательными, причем, если это необходимо, одна из связей (электрическая или оптическая) может отсутствовать.

Иногда в конструкцию оптопары встраивают дополнительные микроэлектронные и оптические элементы. И тогда конструктивно и функционально такие приборы существенно отличаются от параметров элементарной оптопары.

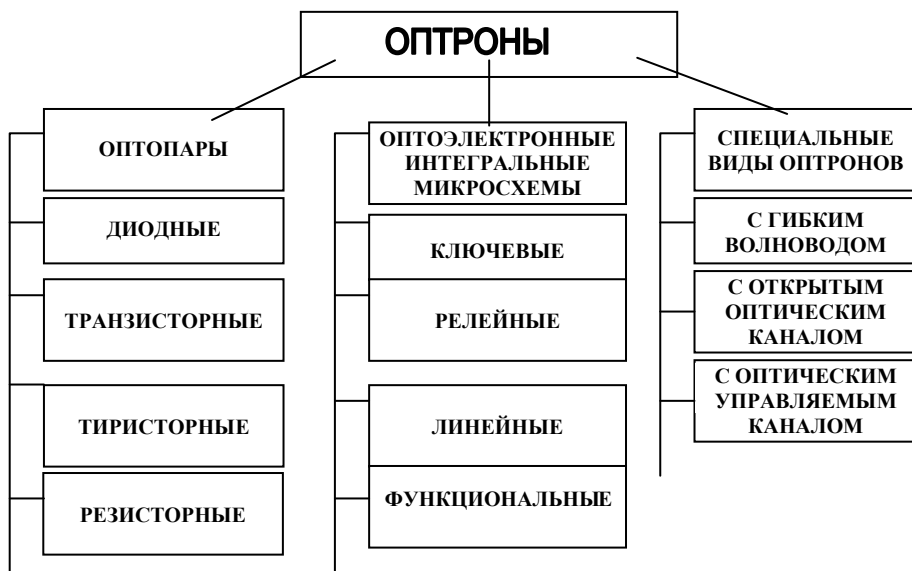


Рис.2.3.1. Классификация оптопар, используемых в радиоэлектронике и компьютерной технике



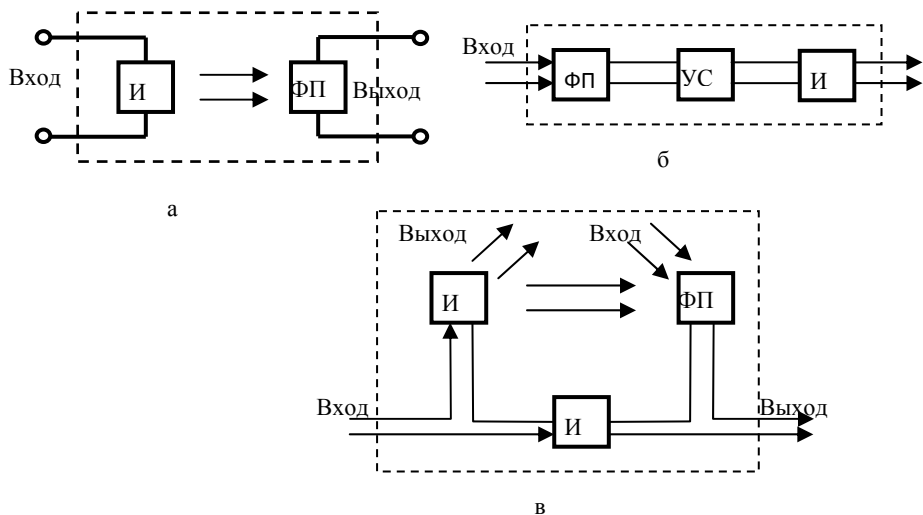


Рис. 2.3.2. Электрические и оптические связи излучателя (И), фотоприемника (ФП) и электронное устройство связи, включающее схемы питания (И) и ФП (УС): а – оптопара для электрической развязки входного и выходного сигналов; б – оптрон с оптическими входом и выходом; в – регенеративный оптрон

Оптопара с прямой оптической и оборванной электрической связью используется как элемент развязки, поэтому получила очень широкое распространение в радиоэлектронных цепях (рис.2.3.2, а).

Оптрон с прямой электрической и оборванной оптической связью (рис. 2.3.2, б), представляет собой преобразователь световых сигналов, реализующий: усиление (ослабление) интенсивности света, преобразование спектра или направления поляризации и т.д. Если в таком оптроне фотоприемник и излучатель выполняются в виде многоэлементной конструкции, то он может выполнять функцию преобразователя изображений.

В оптроне с электрической и оптической связями (рис. 2.3.2, в) за счет энергии обратной связи может осуществляться частичная или полная регенерация входного сигнала. Это приводит к возникновению на вольт-амперной характеристике одного или нескольких падающих участков, поэтому такой прибор получил название регенеративного оптрона. В нем могут реализоваться любые комбинации электрических или оптических сигналов как на входе, так и на выходе прибора.

Важным элементом оптопары является оптический канал между излучателем и фотоприемником. Существует три его разновидности. Прежде всего это простой светопроводник, предназначенный для передачи энергии излучения на фотоприемник, чаще всего он выполняется в виде прозрачной иммерсионной среды. Иммерсионная среда может быть выполнена из материала, светопропускающие свойства которого изменяются при внешних воздействиях. Такие приборы называют оптопарой с управляемым оптическим каналом. Очень часто конструкция оптопары предусматривает доступ в зазор между излучателем и приемником внешнего источника электромагнитного излучения. В этом случае оптоприбор называют оптопарой с открытым оптическим каналом.

Для наиболее распространенных оптопар используют следующие обозначения: Д – диодная, Т – транзисторная, R – резисторная, У – тиристорная, Т<sup>2</sup> – с составным фототранзистором, ДТ – диодно-транзисторная, 2Д(2Т) – диодно-транзисторная дифференциальная. В условном обозначении отечественных оптронов первая буква – материал излучателя, вторая (О) – оптрон, третья – тип фотоприемника, далее порядковый трехзначный номер и буква, определяющие группу.

### Фотоприборы

Этот класс приборов предназначен для преобразования световой энергии в электрическую, объединяет фоторезисторы, фототранзисторы, фотодиоды и т.д.

Принцип работы приборов этого класса базируется на фотоэффекте, описываемом равенством  $E = h\nu \geq A$ , где  $A$  – работа выхода электрона,  $\nu$  – частота. Пусть  $E = A$ . Это означает, что свободный электрон при отсутствии внешнего электрического поля находится еще в области действия положительного иона и, следовательно, будет им возвращен на свою орбиталь. Если же ионизация происходит при воздействии на кристалл внешнего электрического поля, то свободный электрон начнет перемещаться в сторону положительного потенциала, т.е. произойдет образование свободных дырки и электрона. Аналогичное явление происходит при  $E > A$ . В этом случае электрон получает некоторую кинетическую энергию и под действием ее может

переместиться в соседнее межатомное пространство за пределы действия электрического поля возникшего положительного иона, что также приводит к образованию свободных электрона и дырки. В примесных полупроводниках возникновение свободных носителей заряда происходит по механизму примесь–зона, а в собственном – зона–зона. Увеличение свободных носителей заряда при воздействии на кристалл светового потока означает появление дополнительного тока, который называют фототоком. При  $T=300K$  и полной темноте ток, протекающий в приборе, называют “темновым”, а при поглощении кванта света проводимость называют фотопроводимостью или световой проводимостью.

### Фотодиоды

В оптопарах фотодиоды могут работать в двух режимах с внешним источником питания и без источника питания. В первом случае реализуется **фотодиодный** режим, а во втором – **режим генерации фотоЭДС** (фотовентильный режим). В фотодиодном режиме в области действия светового потока будут возникать свободные носители заряда (электроны, дырки), которые с момента ионизации разносятся электрическим полем к соответствующим электродам прибора, т.е. реализуется фоторезистивный эффект. Следует отметить, что в области полупроводника, ограниченной диффузионной длиной и шириной области пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода, к электрическому полю внешнего источника добавляется контактная разность потенциалов  $p$ - $n$ -перехода, и разделение электронно-дырочной пары под действием двух источников электрического поля происходит более эффективно. Во втором случае отсутствие внешнего источника приводит к тому, что разделение электронно-дырочной пары осуществляется только электрическим полем области объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода. Его вольт-амперную характеристику в этом случае можно описать выражением:

$$I = I_s \left( \exp \left( \frac{e(\varphi_k \pm U_0)}{kT} \right) - 1 \right) - I_\phi, \quad (2.3.1)$$

где  $I_S$  – ток насыщения обратной ветви вольт-амперной характеристики;  $\varphi_k$  – контактная разность потенциалов;  $U_0$  – внешний источник энергии;  $I_\phi$  – фототок.

В правой части выражения (2.3.1) уменьшаемое описывает вольт-амперную характеристику обычного  $p$ - $n$ -перехода, а вычитаемое – степень участия фототока в формировании полного тока фотодиода. Характер этого участия хорошо представлен на вольт-амперной характеристике (ВАХ) фотодиода (рис. 2.3.3).

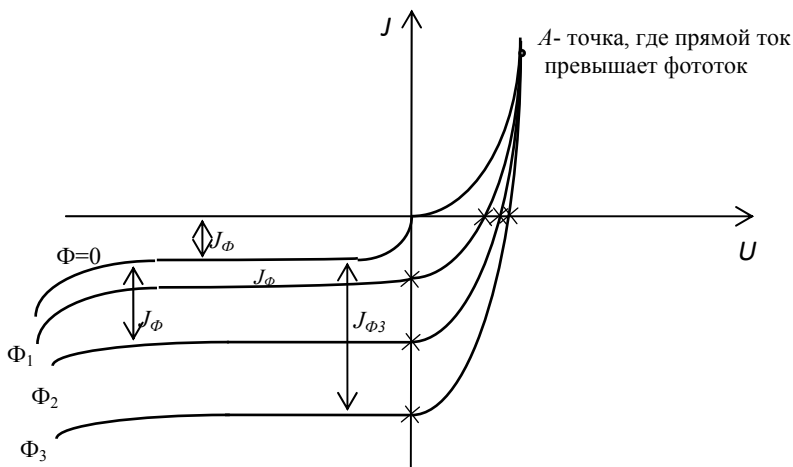


Рис. 2.3.3. Вольт-амперная характеристика фотодиода

При отсутствии освещения  $p$ - $n$ -перехода ВАХ проходит через нуль, т.е. представляет собой характеристику обычного  $p$ - $n$ -перехода. Взаимодействие поверхности  $p$ - $n$ -перехода со световым потоком приводит к смещению кривых на величину фототока. Причем, как показывает анализ кривых в III октанте, максимальные его значения можно достигнуть только при обратном смещении фотодиода. Таким образом, фотодиод в этом случае работает в фотодиодном режиме, а фототок формируется дрейфовой составляющей тока  $p$ - $n$ -перехода.

В режиме генерации фотоЭДС происходит накопление электронов в  $n$ -области и дырок в  $p$ -области. Это накопление не может продолжаться беспредельно, т.к. электроны рекомбинируют с дырками и наоборот. Величина  $\varphi_k$  уменьшается и при сохранении режима освеще-

нения в цепи возникает ток, что и фиксируется микроамперметром, подключенным к внешним электродам прибора. Следует отметить, что при коротком замыкании дрейфовый ток равен диффузионному:

$$I_{\phi} = I_{кор.зам.} = eSG(L+L_n+L_p),$$

где  $S$  – площадь  $p$ - $n$ -перехода;  $G$  – скорость формирования неравновесных носителей заряда;  $L$  – ширина ОПЗ  $p$ - $n$  перехода;  $L_n, L_p$  – диффузионная длина неравновесных носителей заряда.

Точки пересечения ВАХ с осью токов соответствуют режиму короткого замыкания, т.е. величина тока прибора в точке пересечения численно характеризует ток, обусловливаемый контактной разностью потенциалов исходного  $p$ - $n$ -перехода. Это и означает реализацию вентильного режима работы фотодиода.

Точки пересечения ВАХ с осью напряжений ( $I=0$ ) фиксируют напряжение, численно равное значению фотоЭДС при освещении заданным световым потоком. В этом режиме фототок и диффузионный ток  $p$ - $n$ -перехода становятся равными друг другу, а поскольку их направление различается на  $180^\circ$ , то общий ток равен нулю (режим холостого хода).

Уравнение баланса имеет вид:

$$I = I_{diff} - I_{\phi} - I_0,$$

где  $I_{diff}$  – диффузионная составляющая тока  $p$ - $n$ -перехода;  $I_0$  – тепловой ток.

В идеальном  $p$ - $n$ -переходе при прямом смещении выполняется равенство:  $I_{diff} = I_0 \exp\left(\frac{eU_{xx}}{kT}\right)$ .

Решая его относительно  $U_{xx}$ , находим

$$U_{xx} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{J_{\phi}}{J_S} + 1\right).$$

С точки зрения конструкции все фотодиоды разделяются на два типа (рис.2.3.4).

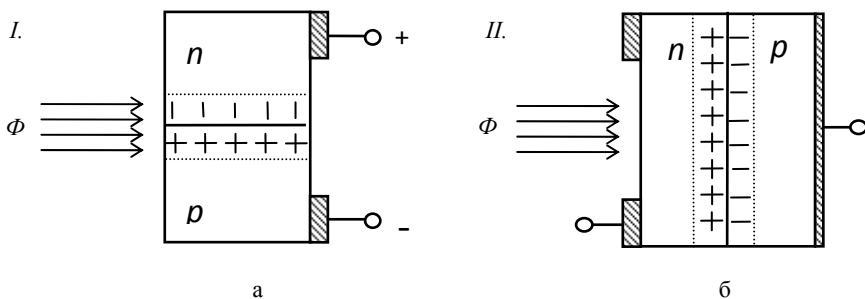


Рис. 2.3.4. Схемы конструкций фотодиодов:  
 а – ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода располагается вдоль нормали к поверхности полупроводника; б – вдоль поверхности

### Фототранзисторы

Это управляемый световым потоком прибор с двумя или большим числом гальванически взаимодействующих между собой  $p$ - $n$ -переходов. Схемы конструкции и электрического включения фототранзистора в электронную цепь приведены на рис. 2.3.5.

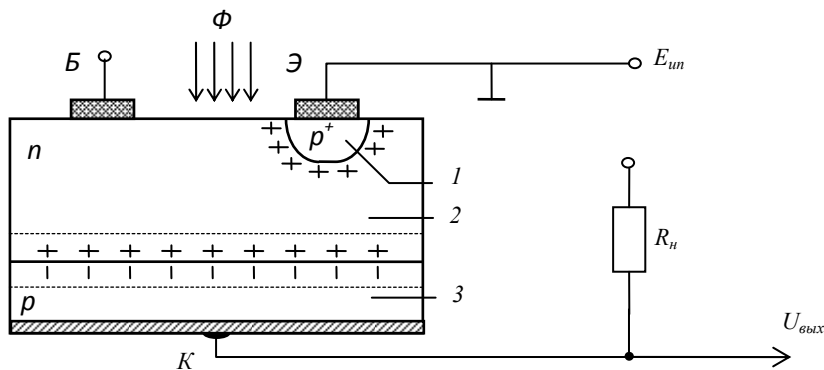


Рис.2.3.5. Схемы конструкции и электрического включения фототранзистора в электронную цепь

Фототранзистор состоит из эмиттерной области  $p^+$ -типа проводимости 1, области базы  $n$ -типа проводимости 2, большая часть которой (левее эмиттера) пассивна и открыта для светового потока  $\Phi$  и коллектора  $p$ -типа проводимости 3.

Рассмотрим принцип работы фототранзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, со свободной базой и с резистивной нагрузкой в коллекторной цепи.

Оптический сигнал генерирует в области пассивной базы электронно-дырочные пары, которые под действием электрического поля между эмиттером и коллектором разделяются на свободные электроны и дырки. Дырки идут в область коллектора и частично рекомбинируют с отрицательным зарядом  $p$ - $n$ -перехода, что приводит к уменьшению величины его потенциального барьера. Это запускает механизм инжекции дырок  $p$ -области коллектора в базу и, следовательно, увеличивает ток базы. Основная же часть дырок ускоряется полем ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода и достигает омического контакта коллектора, т.е. осуществляет формирование тока во внешней цепи транзистора.

Электроны устремляются к эмиттерному  $p$ - $n$ -переходу и, рекомбинируя с положительным зарядом, уменьшают его потенциальный барьер. Возникает мощная инжекция дырок в базу, которые под действием ускоряющих полей ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода и источника питания перемещаются в базу и в область коллектора. В режиме насыщения происходит замыкание коллектора и эмиттера потоком дырок. Ток, возникающий под действием света, называется фототоком и его величина во много раз меньше тока коллектора, образуемого инжекцией эмиттера. Поскольку ток коллектора превышает фототок, то в этом случае происходит усиление фотосигнала.

Общий ток коллектора представляет сумму фототока и тока коллектора, тогда коэффициент усиления фототока можно записать как

$$M = \frac{J_{\phi\delta} + J_{\kappa\delta}}{J_{\phi\delta}} = 1 + \beta,$$

где  $\beta$  – статический коэффициент передачи по току в биполярном транзисторе, включенном по схеме с общим эмиттером. Выражение справедливо, если сопротивление нагрузки  $R_n$  стремится к нулю. Усиленный в  $M$  раз фототок создает во внешней цепи падение напряжения:  $\Delta U \approx (1 + \beta) J_{\phi\delta} R_n$ . Из этого выражения следует, что фототранзистор можно представить в виде следующей эквивалентной схемы (рис. 2.3.6). Эквивалентный фотодиод образован пассивной зоной базы слева от эмиттера, а транзистор определяется структурой транзи-

стора  $p^+-n-p$ -типа, расположенной соосно с эмиттером. Транзистор увеличивает чувствительность фотодиода в  $(1+\beta)$  раз.

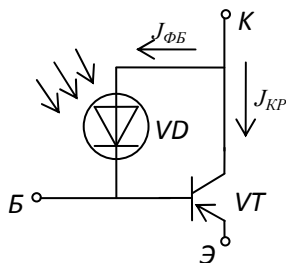


Рис. 2.3.6. Эквивалентная схема фототранзистора

В последних конструкциях делают вывод базы для подачи смещения, что обеспечивает выбор рабочей точки и температурную стабильность прибора.

### Фототиристоры

Фототиристор – управляемый излучением полупроводниковый прибор с тремя и большим количеством  $p-n$ -переходов. Применяют в системах силовой автоматики для переключения средних и больших мощностей, электронных реле, оптопарах. Схемы конструкции и электрического включения фототиристора в электронную цепь приведены на рис.2.3.7.

Оптический сигнал генерирует в базовой области электронно-дырочные пары. Электрическое поле источника питания  $E_{ин}$  разделяет электронно-дырочные пары таким образом, что дырки идут к эмиттерному  $p-n$ -переходу и рекомбинируют с его отрицательным зарядом. В результате барьер  $n-p$ -перехода уменьшается и включается механизм инжекции электронов в  $p$ -область тиристора. Одновременно с этим электроны перемещаются в область коллектора, где рекомбинируют с положительным зарядом, уменьшая потенциальный барьер  $p-n$ -перехода. Уменьшение потенциальных барьеров приводит к росту диффузионного тока в  $n$ -области. Таким образом, в результате прохождения электронов по этим  $p-n$ -переходам возникает фототок, задачей которого является уменьшение потенциальных барьеров  $p-n$ -переходов коллектора и базы. В дальнейшем процесс осуществляется так же, как и в обычном тиристоре (лавинообразно).



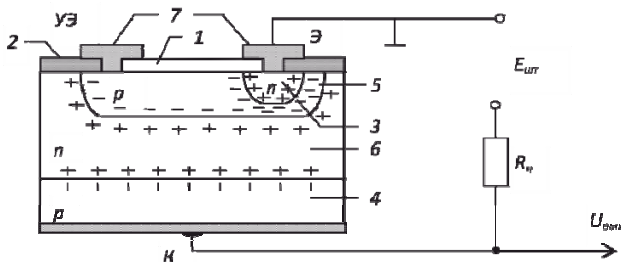


Рис. 2.3.7. Схемы конструкции и электрического включения фототиристора в электронную цепь: 1- просветляющая пленка; 2 – диэлектрический слой  $\text{SiO}_2$ ; 3, 4 – эмиттерные области; 5, 6 – базовые области; УЭ – управляющий электрод;  $R_n$  – сопротивление нагрузки;  $U_{\text{вых}}$  – выходное напряжение

Фототиристор после снятия светового потока остается **включенным**. Для выключения тиристора необходимо уменьшать ток или напряжение до величин, уже не способных его удерживать во включенном состоянии. Сопротивление тиристора во включенном состоянии составляет доли ома, а в выключенном – 10 -100 кОм.

Фототиристор эквивалентен фотодиоду, фототок которого управляет его включением (рис. 2.3.8).

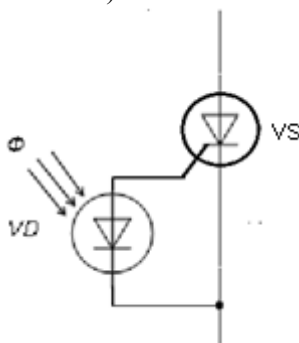


Рис. 2.3.8. Эквивалентная схема тиристора

Семейство ВАХ такой схемы изображено на рис. 2.3.9.

При отсутствии светового потока ( $\Phi=0$ ) ВАХ соответствует обычному динистору, включение и выключение которого осуществляется непосредственно изменением величины напряжения на его электродах.

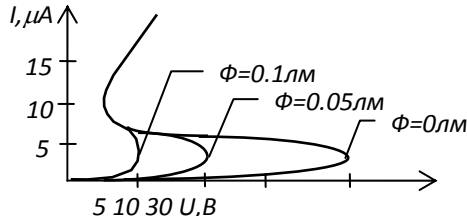


Рис. 2.3.9. Семейство вольт-амперных характеристик тиристора

Таким образом, изменением величины интенсивности светового потока можно: управлять включением тиристора, полностью изолируя этим электронный ключ от влияния входных цепей; осуществлять его включение с помощью оптоволоконна.

### Светоизлучатели

Светоизлучатели относятся ко второму классу и наиболее широко представлены в электронных схемах светодиодами, полупроводниковыми лазерами и люминофорами (приборы, содержащие фосфор).

**Светодиоды** являются полупроводниковыми излучателями с одним или несколькими *p-n*-переходами, основной задачей которых является преобразование электрической энергии в световую. В большинстве практических случаев светодиоды работают при прямом смещении и используются в оптических линиях связи, оптопарах, для гальванической развязки. В основе принципа действия светодиода лежит явление перехода электронов из зоны проводимости (ЗП) в валентную зону (ВЗ). При этом излучается квант световой энергии, равный по величине ширине запрещенной зоны полупроводника, т.е.  $E_{\phi} = E_g = h\nu$ . Потеря ими энергии осуществляется при различного типа столкновениях (рис. 2.3.10).

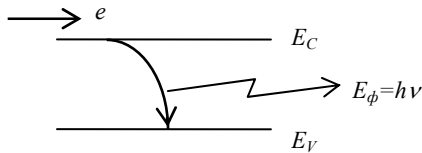


Рис. 2.3.10. Энергетическая диаграмма прямых переходов электронов из зоны проводимости в валентную зону

Цветовую гамму излучения светодиода можно подправить путем введения атомов примеси донорного и акцепторного типов. Так, например, если внедрить в полупроводник атомы  $O_2$  и  $Cd$ , будет наблюдаться красное излучение, а если атомы  $S$  и  $Cd$ , то зеленое (рис. 2.3.11).

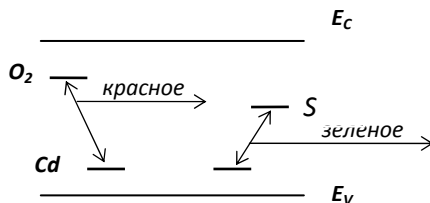


Рис. 2.3.11. Энергетическая диаграмма, характеризующая механизм примесного излучения

Для увеличения числа переходов электронов из зоны проводимости в валентную зону кристалла необходимо увеличивать число их столкновений друг с другом, с потенциальными барьерами, например  $p$ - $n$ -переходом, и с дефектами кристаллической решетки полупроводника. Практически это реализуется созданием  $p$ - $n$ -переходов, на которые подают прямое смещение такой величины, чтобы в области его пространственного заряда выполнялось неравенство  $L_{об} \neq 0$ . В этом случае электроны  $n$ -области под действием прямого смещения уходят в обедненную область  $p$ - $n$  перехода, где, сталкиваясь друг с другом и с остатками потенциального барьера, массами переходят в ВЗ и на примесные уровни, излучая свет (рис. 2.3.12).

Таким образом, полный прямой ток  $p$ - $n$ -перехода представляет собой сумму токов инжекции и рекомбинации. Аналитически ток рекомбинации описывается выражением

$$J_{рек} = [eSL_{об}(U)\varphi_T n_i / ((\varphi_K - U)\tau)] \exp\left(\frac{U}{2\varphi_T}\right),$$

где  $\tau$  – время жизни носителей заряда в области  $L_{об}$ ;  $n_i$  – концентрация собственных носителей заряда, определяемая из равенства

$$n_i = \exp\left(-\frac{E_g}{2\varphi_T}\right).$$

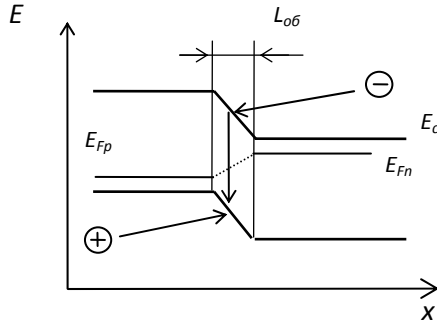


Рис. 3.2.12. Энергетическая диаграмма  $p$ - $n$ -перехода светодиода

Следует, однако, заметить, что это выражение справедливо, если только выполняется неравенство:  $\varphi_K > U > (2-3)\varphi_T$ .

Отсюда следуют два важных положения:

1. Ток рекомбинации пропорционален концентрации собственных носителей заряда, поэтому он термостабилен в рабочем диапазоне температур прибора.

2. В  $p$ - $n$ -переходе, работающем в режиме светодиода ток рекомбинации во много раз превышает ток инжекции. Данное неравенство легко реализуется в гетеропереходах, т.к. при прямом смещении у них существует барьер достаточной величины, о который разбивается поток электронов прямого тока (рис. 2.3.13).

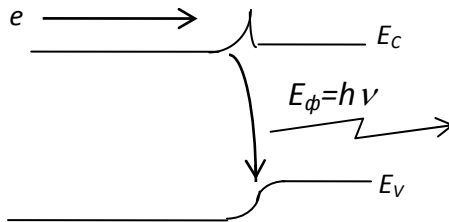


Рис. 2.3.13. Гетеропереход при прямом смещении

В светодиодах можно получить излучательную рекомбинацию и при подаче обратного напряжения на  $p$ - $n$ -переход. Однако в этом слу-

чае величина обратного смещения должна быть равна или больше некоторой критической величины напряжения, при котором возникают ударная ионизация и управляемый туннельный пробой. Это создает достаточную концентрацию электронов, потерявших энергию, равную или больше энергий ионизации матричных и примесных атомов, что вынуждает их переходить на соответствующие уровни энергии с излучением света. В качестве основных полупроводниковых материалов используют арсенид галлия (красный цвет), фосфид галлия (белый), нитрид галлия (голубой), карбид кремния (оранжевый).

Конструкция светодиодов оказывает сильное влияние на интенсивность его излучения, т.к. большая часть света из-за ее особенностей может испытывать полное внутреннее отражение при переходе из более плотной в менее плотную среду (рис. 2.3.14, а). Для исключения этого недостатка используют конструкцию полусферы, в которой световой поток взаимодействует с поверхностью светопроводящей среды вдоль нормали (рис. 2.3.14, б). Поэтому и отсутствует внутреннее отражение при переходе светового потока из более плотной в менее плотную среду.

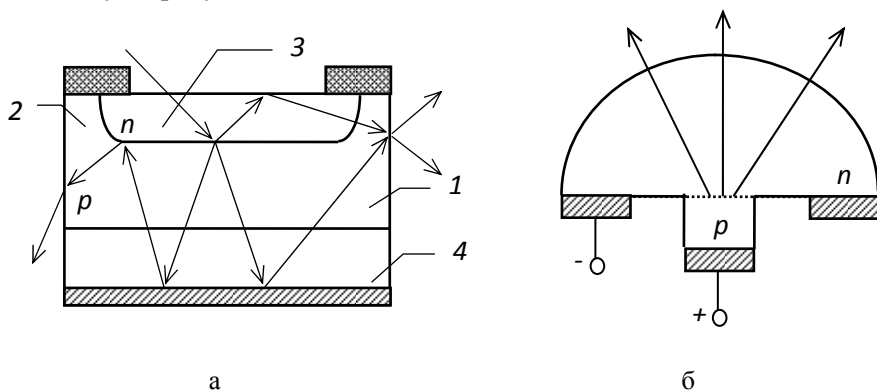


Рис. 2.3.14. Особенности конструкций светодиодов:  
 а – предусмотрено полное внутреннее отражение; б – конструкция предусматривает эффективное прохождение светового потока во внешнюю среду (1 – подложка; 2 – эпитаксиальный слой; 3 – излучающий  $p$ - $n$ -переход; 4 – отражающее покрытие)

## Оптоэлектронные пары

Прибор содержит светоизлучатель и фотоприемник, гальванически связанные через оптическую среду в единую конструкцию так, что механическое изъятие любого из элементов приводит к необратимому разрушению оптопары.

Оптопары используют как элемент гальванической развязки в цифровых и аналоговых схемах, а также в системах автоматики для бесконтактного управления высоковольтными источниками питания.

Схема конструкции устройства оптопары изображена на рис. 2.3.15.

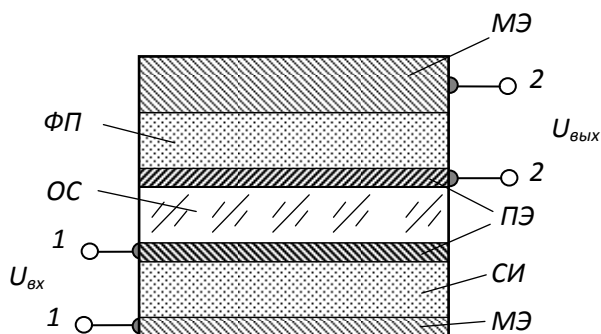


Рис. 2.3.15. Схема конструкции устройства оптопары:

*СИ* – светоизлучатель; *ФП* – фотоприемник; *ОС* – оптическая среда; *МЭ* – металлические контакты; *ПЭ* – полупроводниковые контакты; *1-1* – вход; *2-2* – выход

В качестве светоизлучателей в оптопарах применяют светодиоды, лазеры и очень редко микролампочки. В качестве фотоприемников чаще всего используют фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры.

Все оптопары различаются по типу используемого фотоприемника (фотодиодная оптопара, фототиристорная оптопара и др.).

На вход оптопары поступает электрический сигнал в форме импульса тока, который преобразуется в фотоимпульс. Световой импульс, проходя через оптическую среду, поглощается фотоприемником. Причем формы импульсов тока на входе и выходе оптопары

сильно отличаются друг от друга (рис. 2.3.16). Если оптопара используется в цифровых схемах, то эти искажения значительно усложняют процесс передачи информации.

Основными параметрами оптопары являются:

1. Статический коэффициент передачи по току, показывающий максимальные возможности прибора:

$$K_J = \frac{J_{\text{вых}} - J_{\text{ум}}}{J_{\text{вх}}}.$$

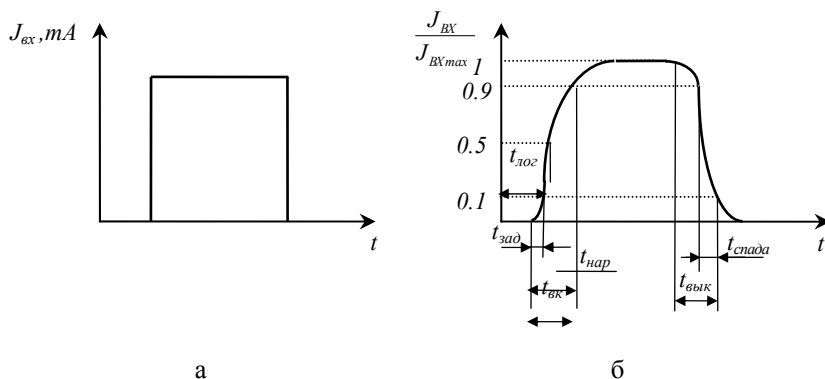


Рис. 2.3.16. Формы импульсов тока на входе (а) и выходе (б) оптопары

2. Дифференциальный коэффициент передачи по току, определяющий реальное быстродействие прибора:

$$K_{J\text{диф}} = \frac{\partial J_{\text{вых}}}{\partial J_{\text{вх}}}.$$

3. Коэффициент передачи по току резистивных оптопар, определяемый соотношением

$$K_J = \frac{R_{\text{мм}}}{R_{\text{св}}},$$

где  $R_{\text{мм}}$ ,  $R_{\text{св}}$  – при отсутствии и при наличии света соответственно.

Следует отметить два важных свойства оптопар: с увеличением коэффициента усиления фотоприемника, в большинстве случаев, быстродействие оптопар снижается; наиболее оптимальной структурой фотоприемника является фотодиод и транзистор, т.к. они позволяют получить приличный коэффициент передачи по току.

В режиме передачи аналоговых сигналов оптопару можно представить в виде линейного четырехполюсника с  $Y$ -параметрами. Поскольку сигнал в оптопаре передается только от светоизлучателя к фотоприемнику, то четырехполюсник должен соответствовать этому и быть направленным, т.е. схема четырехполюсника должна содержать лишь идеальные генераторы, а проводимость обратной связи  $Y_{12}$  четырехполюсника делают равной нулю. При выполнении этих условий можно записать матрицу:

$$\begin{vmatrix} Y_{11} & 0 \\ Y_{21} & Y_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} Y_{11} & 0 \\ 0 & Y_{22} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ Y_{21} & 0 \end{vmatrix}.$$

Первое слагаемое матрицы соответствует обратимому ненаправленному четырехполюснику, второе – направленному обратимому. Данную матрицу, как показано на рис. 2.3.17, можно моделировать эквивалентной схемой замещения с гальванической развязкой.

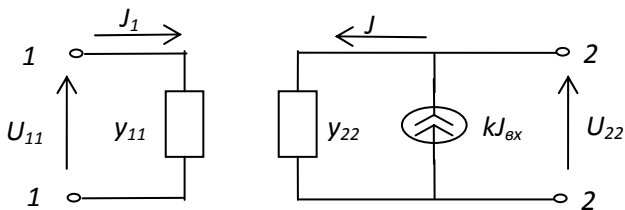


Рис. 2.3.17. Эквивалентная схема замещения с гальванической развязкой

Источник тока в выходной цепи схемы модулирует входной сигнал в оптопаре и непосредственно связан с проводимостью в матрице. Входная проводимость  $y_{11}$  и выходная  $y_{22}$  соответствуют первому слагаемому в вышеприведенной матрице. Входной электрический сигнал реальной оптопары через параметры развязки  $R_{разв}$  и  $C_{разв}$  проникает на выход четырехполюсника. С учетом элементов развязки эквивалентная схема примет вид (рис. 2.3.18):



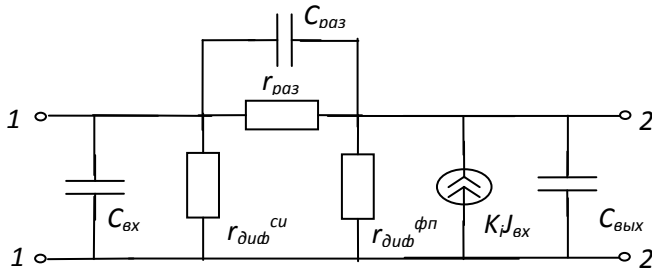


Рис. 2.3.18. Эквивалентная схема замещения с учетом элементов развязки

Конденсатор  $C_{вх}$  и резистор  $r_{диф}^{cu}$  модулируют входную емкость оптопары и ее дифференциальное сопротивление. Параметры  $C_{вых}$  и  $r_{диф}^{фп}$  модулируют дифференциальное сопротивление и выходную емкость фотоприемника, а  $R_{раз}$  и  $C_{раз}$  учитывают емкость и активное сопротивление между фотоприемником и источником света. Источник тока  $K_J J_{вх}$  характеризует входное преобразование оптопары. Тогда  $Y$ -параметры и  $K_J$  в  $Y$ -параметрах выражаются следующим образом:

$$y_{11} = \frac{I}{r_{диф}^{cu}} + j \cdot \frac{2\pi}{C_{раз}}; \quad y_{12} = \frac{I}{R_{раз}} + j \cdot \frac{2\pi}{C_{раз}};$$

$$y_{21} = \frac{K_J(R)}{r_{диф}^{cu}} - j \cdot \frac{2\pi}{C_{раз}}; \quad y_{22} = \frac{I}{r_{диф}^{фп}} + \frac{I}{R_{раз}} + j \cdot \frac{2\pi}{C_{раз}};$$

$$K_J(f) = K_J(0) \cdot \left(1 + j \cdot \frac{f}{f_{\phi p}}\right)^{-1} \quad j = J_S \cdot \left[\exp \frac{eU}{kT} - 1\right],$$

где  $K_J(0)$  – коэффициент передачи оптопары на низких частотах. Для увеличения  $f_{\phi p}$  необходимо уменьшать постоянную времени фотоприемника, т.к. именно его свойства определяют частотный диапазон работы оптопары.

Таким образом, к достоинствам оптопары следует отнести: гальваническую развязку; невосприимчивость оптических каналов для электромагнитных полей; совместимость по параметрам входных и

выходных сигналов с источником света и широкие функциональные возможности.

Однако оптопары не получили широкого распространения в радиоэлектронике из-за существенных недостатков, а именно: возможность работать только на низких и средних частотах; низкий КПД; высокое потребление энергии; температурная зависимость параметров, а следовательно и относительно малый рабочий диапазон температур; невысокий срок службы; конструктивное несовершенство.

### Система параметров оптопар

Оптрон в общем случае состоит из четырех функциональных частей, для описания которых используются следующие параметры:

$S_{и}$  (Вт/А) – эффективность излучателя, определяемая видом выбранного генератора света, режимом его возбуждения, температурой;

$S_{ф}$  (А/Вт) – чувствительность фотоприемника, зависящая от внутреннего усиления этого прибора;

$K_{опт}$  – передаточная функция оптического канала (например, при использовании обычной иммерсионной среды  $K_{опт}$  определяется условиями ввода-вывода излучения, поглощением в среде, геометрическими факторами);

$K_{у.с}$  – передаточная характеристика электронного устройства связи (например, при использовании линейного усилителя  $K_{у.с}$  это есть коэффициент его усиления).

При расчете линейного режима (малый сигнал) работы оптрона используются дифференциальные значения перечисленных коэффициентов; расчет режимов переключения (большой сигнал) требует знания их интегральных значений.

*Приведем два примера.* Коэффициент передачи тока оптопары на рис. 2.3.2, а, представляющий отношение выходного и входного токов,

$$R_t = S_{и} \cdot K_{опт} \cdot S_{ф}$$

и для любого конкретного прибора может быть рассчитан с использованием формул для излучателей, фотоприемников, оптических сред.

Коэффициент регенерации оптрона (см. рис. 2.3.2, в), характеризующий усиление сигнала при прохождении оптоэлектронного кольца:

$$K_{рег} = S_{и} \cdot K_{опт} \cdot S_{ф} \cdot K_{у.с}$$

При  $K_{рег} \geq 1$  имеет место полная регенерация, вследствие чего возникают неустойчивости, приводящие к скачкам токов, напряжений, мощности излучения. Поэтому регенеративные оптроны могут выступать как генераторы и усилители электрических и оптических сигналов, бистабильные и устойчивые элементы. Однако реализовать эти богатые потенциальные возможности обычно не удастся из-за низкого КПД двукратного преобразования энергии.

Приборы вида, приведенного на рис. 2.3.2, б, без звена оптической связи лишь формально относятся к оптронам, т.к. при их работе не проявляется и не учитывается специфика оптического взаимодействия компонентов.

Большое разнообразие схемных и конструктивных особенностей оптопар значительно усложняет методику расчета параметров оптопар. Поэтому определение основных параметров необходимых для конкретных оптопар, осуществляют, пользуясь табл. 2.3.1, 2.3.2 и 2.3.3, а импульсные параметры определяют по осциллограммам входных и выходных токов (см. рис. 2.3.16). Отсчетными уровнями при изменении, например, параметров  $t_{нар}$  (сп),  $t_{зад}$ ,  $t_{вык}$  (вкл) обычно служат уровни 0,1 и 0,9, полное время логической задержки сигнала определяется по уровню 0,5 амплитуды импульса.

Таблица 2.3.1. **Входные параметры**

<i>Параметры входной цепи оптопары</i>	
<i>Номинальный входной ток, <math>I_{вх.ном}</math></i>	
<i>Входное напряжение, <math>U_{вх}</math></i>	
<i>Максимально допустимый входной ток, <math>I_{вх.мах}</math></i>	
<i>Максимально допустимый импульсный входной ток, <math>I_{вх.и.мах}</math></i>	
<i>Максимально допустимая мощность, <math>P_{вх}</math></i>	
<i>Максимально допустимое обратное входное напряжение, <math>U_{вх.обр}</math></i>	

Таблица 2.3.2. **Основные параметры оптронной техники базирующихся на системе параметров оптопар**

Параметры	Определение	Виды оптопары
1	2	3
$U_{вых.обр.мах} 1$	2 Максимальное обратное напряжение любой формы и периодичности, которое допускается прикладывать к выходу оптопары.	3 T, T2, Д, ДТ, У, R.
Статический коэффициент передачи по току, $K_1$	Отношение тока на выходе оптопары к входному току	T, Д, T <sup>2</sup> , ДТ, R

Продолжение табл. 2.3.2

1	2	3
Ток спрямления по входу, $I_{спр.вх.}$	Гарантируемое минимальное значение входного, ток оптрона при котором фототиристор переходит во включенное состояние.	У
Максимально допустимый входной ток помехи, $I_{пом.мах.}$	Максимально значение входного тока светодиода, при котором не происходит переключение фототеристора	У
Время нарастания (спада) выходного импульса, $t_{нар(сп)}$	См. рис. 2.3.16	$T, ДТ^2, ДТ, R$
Время задержки фронта, $t_{зд.}$		
Время включения (выключения) или время логической задержки, $t_{вкл.}$		
Граничная частота, $F_{гр}$	Определяется по спаду $K_I$ до уровня 0.7 от его максимального значения	$T, Д, T^2, ДТ, R$
Максимальная скорость передачи информации	Максимальное количество битов информации, передаваемое через оптопару в единицу времени без потери	$T, Д, T^2, ДТ, R$
$I_{вых.мах}$	Максимальное значение тока, который допускается пропускать через фотоприемник во включенном состоянии	$T, T2, ДТ, У, R$
Максимально допустимая мощность рассеивания на выходе, $P_{вых.мах}$		$T, T2, Д, ДТ, У, R.$
Темновой ток на выходе, $I_{вых.обр}$	Ток на выходе оптрона при $I_{вых.}=0$ и заданном значении и полярности	$T, T2, Д, ДТ, У, R.$
Световое сопротивление, $R_{св}$	Сопротивление фоторезистора при заданном токе на выходе оптрона.	R
Темновое сопротивление $R_{т.}$	Сопротивление фоторезистора при $I_{вх.}=0$	R

Остаточное напряжение (напряжение насыщения), $U_{ост}$	Значение напряжения на включенном фоторезисторе или фоторезисторе в режиме насыщения	$T, T2, U$
Выходная емкость, $C_{вых}$		Все типы

Рассмотренные параметры оптопар полностью или с незначительными изменениями используются для описания оптоэлектронных интегральных микросхем.

Таблица 2.3.3. **Параметры гальванической развязки**

Максимально допустимое пиковое напряжение между входом и выходом, $U_{раз.п.мах}$
Максимально допустимое напряжение между входом и выходом, $U_{раз.мах}$
Сопrotивление гальванической развязки, $R_{раз}$
Проходная емкость, $C_{разв.}$
Максимально допустимая скорость изменения напряжения между входом и выходом $(\frac{d(U_{PA3})}{dt})_{мах}$ .

### Область применения и конструктивные особенности оптопар

Оптроны получили широкое применение в качестве элементов электрической развязки в узлах электронных схем, в которых не требуется высокий КПД функционирования. В этом случае в качестве фотоприемника часто применяются фототранзистор, фотодиод, фототиристор, фоторезистор. В цепях передачи цифровых информационных сигналов, в которых критерием качества служит комбинированный параметр  $K_i/t_{зад}$  ( $K_i$  – коэффициент передачи тока,  $t_{зад}$  – время задержки распространения сигнала), наиболее широко используются диодные и транзисторные оптопары. По параметру  $t_{зад}$  диодные оптопары значительно опережают транзисторные, достигая  $10^7 \text{ с}^{-1}$ , но при этом они имеют низкий  $K_i=1...3 \%$  и требуют обязательного усиления входного сигнала. Поэтому в электронных схемах эти приборы используются либо в составе оптоэлектронных микросхем, либо с дополнительным электронным обрамлением.

Важной разновидностью диодной оптопары является дифференциальная оптопара, конструкция которой предусматривает воздействие одного излучателя на два идентичных фотоприемника. Это обеспечивает подобие выходных характеристик двух каналов прибора и позволяет использовать его для неискаженной передачи аналоговых сигналов. В этом случае непосредственно для передачи сигнала используется один канал, а другой служит для организации цепи ООС, корректирующей температурные, деградационные и другие изменения мощности излучателя.

Для бесконтактного управления режимами электронных схем с помощью электромагнитных сигналов часто используют транзисторные оптопары, а для коммутации силовых цепей путем облучения световым потоком – тиристорные. Критерий качества, определяемый отношением коммутируемой мощности в выходной цепи к мощности на входе у таких оптопар достигает  $10^6 \dots 10^7$ .

Быстродействие транзисторных и тиристорных оптопар характеризуется временами переключения, типичные значения которых изменяются в диапазоне  $5 \dots 50$  мкс, причем в лучших образцах удается получить значения до 1 мкс.

Широкое распространение получили и резисторные оптопары, т.к. фоторезисторы, в отличие от фотоприемников с *p-n*-переходами, характеризуются высокой линейностью ВАХ, отсутствием внутренних ЭДС и низким уровнем шумов. В резисторных оптопарах выходное сопротивление при изменении режима входной цепи может изменяться в  $10^7 \dots 10^8$  раз, что и обуславливает целесообразность их применения в аналоговых устройствах. Однако низкое быстродействие ( $0,01 \dots 1$  с) и сильная температурная нестабильность параметров ограничивают проникновение этих приборов в область обработки информации в радиоэлектронике.

Представляют интерес оптопары, у которых в качестве фотоприемника используются МДП-фототранзисторы, фотоварикапы, лавинные фотодиоды, однопереходные фототранзисторы, функциональные фоторезисторы и т.д. Эти оптопары имеют отличия, свойственные используемому фотоприемнику.

Оптрон можно использовать также в качестве считывающего прибора при использовании перфокарт, а в области оптоволоконной техники его используют в качестве некоего эквивалента приемно-передающего устройства, отличающегося большим быстродействием.

К достоинствам оптопар следует отнести также высокое напряжение изоляции, однонаправленность распространения информации и широкополосность. Кроме этого оптопары имеют хорошую совместимость: технологическую с изделиями микроэлектроники и эксплуатационную – по уровням входных и выходных сигналов.

Наибольшее применение в электронных схемах получила конструкция оптопары типа “этажерочная”, реализующая несколькими способами:

1. Соединение кристаллов излучателя и фотоприемника с помощью оптического клея, который одновременно выполняет функции иммерсионной и несущей сред (бескорпусная оптопара).

2. Приклеивание активных кристаллов с разных сторон прозрачной пластинки, выполненной из слюды, стекла, фианита, сапфира и др.

3. Жесткое предварительное закрепление активных кристаллов на специальных площадках деталей корпуса для их фиксации на нужном расстоянии друг над другом после сборки. В качестве светопроводящей среды в этом варианте обычно применяют вазелиноподобные полимеры, не вызывающие механических напряжений.

Важным конструктивным недостатком всех трех разновидностей оптопар является “этажерочная” сборка (сборка по вертикали), в результате которой выводы оптопары выходят в противоположные стороны, поэтому при их монтаже не может быть использовано высокопроизводительное сборочное оборудование, применяемое в традиционной микроэлектронике.

Этот недостаток преодолевается в “панельной” конструкции с расположением всех активных кристаллов в одной плоскости, что позволяет использовать существующее высокопроизводительное оборудование для монтажа кристаллов и разводки выводов. Однако “плата” за это технологическое приобретение является ухудшение передаточных свойств оптопары.

Оптоэлектронные микросхемы выполняются в виде гибридных сборок в одной из двух типичных модификаций: бескорпусные оптопара и микросхема; бескорпусные светодиод и интегрированный фотоприемник, содержащий на одном кремниевом кристалле фотодиод и микросхему.

Одно из направлений технологического совершенствования оптопар состоит в разработке *монолитной оптопары*, изготавливаемой в виде интегрированной твердотельной структуры в едином техноло-

гическом процессе. К настоящему времени пока ни в одном из предложенных и опробованных вариантов не удалось добиться сочетания всех необходимых параметров, а также долговечности, надежности и устойчивости к внешним воздействующим факторам. Низкая эффективность излучающих и фоточувствительных структур, плохая светопередача и невысокие изоляционные характеристики оптической среды, невоспроизводимость технологического процесса, неудовлетворительная совместимость используемых материалов – причины, которые порознь или в совокупности не позволяют достигнуть желаемого результата. Но даже если монолитные оптопары будут созданы, то это при всей своей значимости не приведет к кардинальному технологическому перевороту в области оптронов, т.к.:

1. В большинстве случаев их применения оптопара соединена с микросхемой усиления–преобразования фотосигнала и, следовательно, использование монолитной оптопары не устранил гибридности устройства в целом.

2. Большинство конструкций монолитных оптопар сохраняет все-таки “этажерочную” структуру, выводы которой выходят на противоположные грани, поэтому при их монтаже не может быть использовано высокопроизводительное сборочное оборудование.

Совершенная конструкция оптрона должна сочетать не только монолитность, но и “квазипланарность”, т.е. изготовление всех составных элементов в едином технологическом процессе и расположение выводов в одной плоскости, как это имеет место в устройствах интегральной оптики.

Появление волоконных световодов дало толчок развитию так называемых *волстронов*, в которых излучатель и фотоприемник неразъемно связаны друг с другом отрезком волоконно-оптического кабеля. Такой прибор выгодно отличается: лучшей передаточной характеристикой (выигрыш в  $K_i$  достигает 2-5 раз), большей надежностью, меньшими габаритными размерами и стоимостью. Волстроны длиной от десятков сантиметров и до нескольких метров незаменимы при использовании в качестве элементов электрической развязки в сверхвысоковольтных радиоэлектронной и электротехнической аппаратурах.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Блок-схема установки для изучения оптопары представлена на рис. 2.3.19.



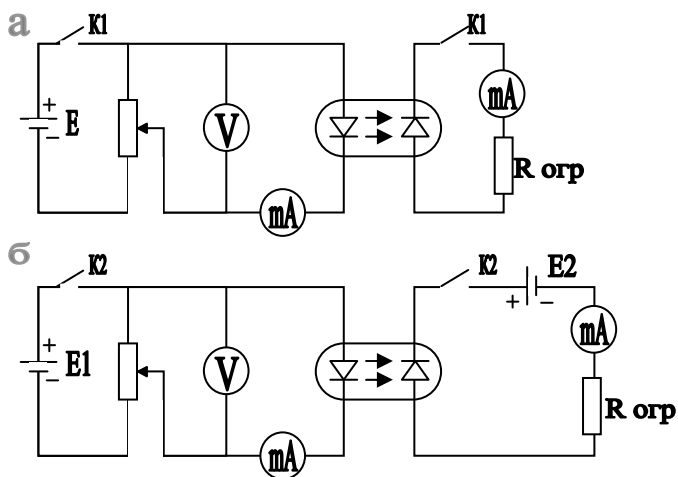


Рис. 2.3.19. Схемы исследования характеристик оптопары в режимах:  
а – вентильном; б – фотодиодном

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить прибор.
2. Нажать на панели прибора кнопку “сеть”.
3. Перед проведением эксперимента ручку регулировки сопротивления повернуть против часовой стрелки до упора.
4. Тумблер с буквами “Ф” и “В” поставить в положение “В”, т.е эксперимент проводится в вентильном режиме.
5. Исследовать зависимость входного тока  $I_{ВХ}$ , выходного тока  $I_{ВЫХ}$  и отношение  $I_{ВЫХ}/I_{ВХ}$  от входного напряжения  $U_{ВХ}$  в вентильном режиме. Данные занести в таблицу:

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$U_{ВХ}$												
$I_{ВХ}$												
$I_{ВЫХ}$												
$I_{ВЫХ} / I_{ВХ}$												

Показания с приборов снять для 5-6 значений  $U_{ВХ}$ . По значениям, взятым из таблицы, построить графики  $I_{ВХ}$ ,  $I_{ВЫХ}$ ,  $I_{ВЫХ} / I_{ВХ}$  от  $U_{ВХ}$ .

6. Вычислить коэффициент передачи по току при нескольких значениях входного тока ( $I_{ВХ}$ ).

7. Тумблер с буквами “Ф” и “В” поставить в положение “Ф”, т.е эксперимент проводится в фотодиодном режиме.

8. Исследовать зависимость  $I_{\text{вых}}$  и отношения  $I_{\text{вых}}/I_{\text{вх}}$  от входного напряжения для оптрона в фотодиодном режиме (при обратном напряжении на фотодиоде  $U=5\text{В}$ ). Данные занести в таблицу и построить графики.

## СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

Отчет выполняется на листах формата 11 и начинается с титульного листа.

Отчет должен содержать:

- цель работы;
- задание;
- перечень приборов, используемых в эксперименте;
- блок-схему лабораторного стенда;
- результаты экспериментальных измерений в форме графиков и таблиц;
- выводы с кратким изложением физических основ фотоприемников и светоизлучателей.

## ***КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ***

1. Определение оптопары.
2. Классификация и обозначение оптопар.
3. Физические принципы работы фотоприемников и светодиодов.
4. Конструктивно-технологические особенности оптопар.
5. Основные параметры оптопар.
6. Какие отличия имеет коэффициент передачи по току ( $K_I$ ) в диодном и вентильном режимах?
7. Какие основные свойства характеризуют работу оптрона?
8. Области применения оптронов.
9. Достоинства и недостатки оптронов.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

15. Носов Ю.Р., Сидоров А.С. Оптоны и их применение. М.: Радио, 1981. 280 с.
16. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. М.: Советское радио, 1977. 360 с.

## 2.4. Лабораторная работа № 8. АНАЛИЗ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМ

*Цель работы:* изучение и анализ конструктивно-технологических и схмотехнических особенностей гибридных интегральных микросхем (ГИМС), в том числе элементов, компонентов, топологии и способов монтажа компонентов.

*Задание:*

1. Изучить конструкции элементов микросхемы, ее топологию, определить тип компонентов, подложки, корпуса, способ монтажа компонентов.
2. Составить топологический чертеж микросхемы и по нему рассчитать паразитные параметры и технологические ограничения.
3. Определить конструктивно-технологические и схмотехнические критерии оценки микросхем.
4. Составить таблицы и построить графики расчетных величин.
5. Сделать выводы.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

#### **Общие сведения о гибридных интегральных микросхемах**

Основной элементной базой современной радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) являются интегральные микросхемы (ИМС) различного назначения. Современные ИМС представляют собой микроэлектронное изделие, выполняющее преобразование, обработку сигнала, включая накопление информации, и имеющее высокую плотность монтажа элементов ( $5 \cdot 10^5 - 10^6$  эл/кристалл).

Различают тонкопленочные и толстопленочные ИМС. К первым относят ИМС с толщиной пленок  $\leq 1$  мкм, полученных методами вакуумной технологии. Ко второй группе относят ИМС с толщиной пленок  $>1$  мкм. Элементы этих ИМС изготавливают методом сеткографии с последующим вжиганием сформированных структур.

Составными частями электронной схемы ИМС являются элементы и компоненты.

**Элементом ИМС** называют локальную область поверхности или объема твердого тела, выполняющую функцию какого-либо простого дискретного радиоэлемента, например, транзистора, диода, резистора, конденсатора и т.д., и которая в принципе не может быть выделена как самостоятельное изделие без разрушения ИМС.

**Компонентом** называется часть ИМС, реализующая функцию какого-либо дискретного радиоэлемента, но которая и перед монтажом была самостоятельным изделием, способным решать самостоятельные задачи, и которая может быть отделена от ИМС или заменена в ИМС без ее разрушения. Включение компонентов в электронную схему ИМС осуществляют путем их монтажа на плату (рис. 2.4.1).

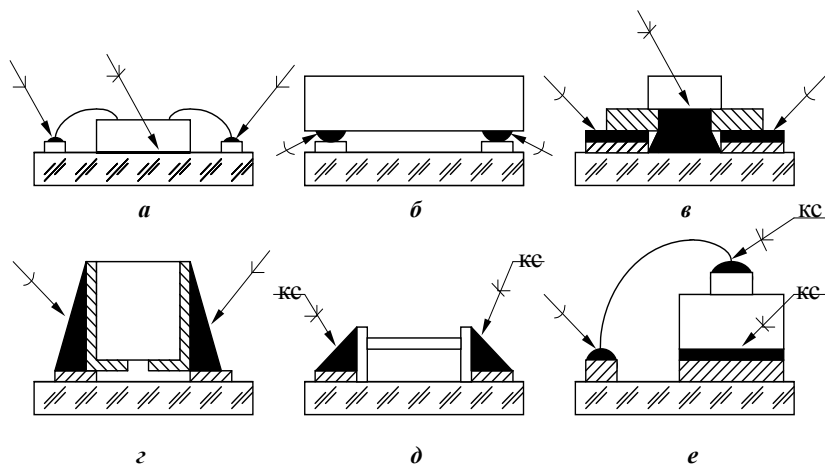


Рис. 2.4.1. Методы монтажа компонентов с различными типами выводов:  
а – пайка или микросварка в местах касания; б – монтаж компонентов с шариковыми и столбиковыми выводами;  
в – крепление компонентов балочными выводами;  
г, д, е – виды установки компонентов с луженым припоем

Существуют два основных метода создания ИМС:

1. Метод локального воздействия на микроучастки поверхности или объема твердого тела, например полупроводника, с целью формирования элементов и токоведущих соединений между ними. Изделия, выполненные по этому методу, называют **полупроводниковыми ИМС**.

2. Метод образования ИМС посредством послойного нанесения пленок различных материалов на поверхность общего основания (подложки) с одновременным формированием из них элементов и электрических соединений между ними. Подобные изделия называют **пленочными ИМС**.

Комбинирование этих двух методов привело к разработке ИМС нового типа – гибридных интегральных микросхем.

Гибридный метод конструирования и изготовления ИМС заключается в компоновке двух частей, выполняемых отдельно: микроминиатюрных без корпусных радиоэлементов и пленочной многослойной коммутационной пасты на диэлектрической подложке.

Этот способ создания ИМС сочетает достоинства пленочной и полупроводниковой технологий. При этом обеспечивается возможность использования ИМС, различающихся как по функциональному назначению, так и по конструктивно-технологическому исполнению. Например, использование в одной ГИМС компонентов, выполненных по МДП и биполярной технологиям, или компонентов накопления информации и ее обработки. Это позволяет значительно повысить степень интеграции, функциональную сложность ИМС и ее ремонтпригодность (замена компонентов). Кроме того, технологический процесс изготовления ГИМС значительно проще за счет применения структур стандартной конструкции и возможности автоматизации процесса монтажа компонентов на подложке. Однако по плотности упаковки и надежности в работе они уступают полупроводниковым ИМС.

На практике формирование структуры ГИМС представляет собой процесс сборки–монтажа навесных бескорпусных компонентов с пленочными элементами и системой многослойной разводки токоведущих проводников, сформированных на коммутационной плате. Монтаж в этом случае, как правило, осуществляется только с помощью жестких выводов – балочных или шариковых. Жесткие выводы повышают надежность соединений и позволяют осуществить автоматизацию сборки ГИМС. Современные сборочные автоматы позволяют проводить монтаж компонентов на плату со скоростью несколько тысяч кристаллов в час. После сборки ГИМС в целях защиты от окружающей среды герметизируют путем покрытия поверхности лаком, помещения готовых плат в корпус или запрессовывания в пластмассу.

## Критерии оценки ИМС

К основным параметрам, характеризующим конструктивно-технологические и схемотехнические особенности микросхем, следует отнести степень интеграции, функциональную сложность, интегральную плотность, функциональную плотность и информационную сложность.

**Степень интеграции** ИМС характеризуется числом содержащихся в ней элементов и компонентов. Аналитически этот критерий описывается выражением:

$$K = \lg N, \quad (2.4.1)$$

где  $N$  – число элементов и компонентов. Степень интеграции  $K$  округляют до ближайшего целого числа. Причем, если  $K \leq 1$ , то интегральная микросхема считается простой,  $1 \leq K \leq 2$  – средней,  $2 \leq K \leq 4$  – большой интегральной схемой (БИС) и  $K \geq 4$  – сверхбольшой интегральной схемой (СБИС).

**Плотность упаковки** определяет отношение числа компонентов и элементов ИМС, в том числе и содержащихся в составе компонентов, к объему ИМС без учета объема выводов. На практике часто пользуются понятием плотности упаковки на площади  $\gamma_S$ , описываемой формулами:

$$\gamma_S = (N_\Sigma + N_K) / S_K, \quad (2.4.2)$$

или

$$\gamma_S = (N_\Sigma + N_K) / S_{II}, \quad (2.4.3)$$

где  $N_\Sigma$ ,  $N_K$  – количество элементов и компонентов соответственно;  $S_K$ ,  $S_{II}$  – площадь кристалла и подложки (платы) соответственно.

Этот показатель характеризует технологический уровень и составляет в настоящее время 500-1000 элементов/мм<sup>2</sup> и более.

**Функциональная сложность** представляет собой среднее число преобразований в микросхеме, приходящихся на одну переменную:

$$F = \frac{\sum_{i=1}^P B_i N_{oi}}{n}, \quad (2.4.4)$$

где  $\sum_{i=1}^P B_i$  – число однокаскадных логических элементов в ИМС;  $N_{oi}$  – число разветвлений на выходе каждого  $i$ -го каскада;  $n$  – число переменных, поданных на входы ИМС.

Групповые технологии, используемые в производстве ИМС, позволяют реализовывать на одной плате несколько однотипных схем, например, усилителей, генераторов, мультивибраторов и т.д., или одну схему повышенной функциональной сложности. Это значительно сокращает число соединений, а следовательно повышает степень интеграции и надежности работы устройства. Однако при дальнейшем увеличении числа элементов на плате повышается вероятность возникновения брака в процессе изготовления платы из-за некачественного изготовления элементов или монтажа компонентов микросхемы. Поэтому в большинстве практических случаев определение функциональной сложности сводится к определению оптимального числа элементов и компонентов, реализуемых в составе одной ИМС. При этом необходимо учитывать не только функционально-узловой метод проектирования ИМС, но и процент выхода годных схем и экономических затрат на их производство.

Оптимальное число элементов и компонентов на одной плате чаще всего получают расчетным путем, используя следующую методику.

Пусть на плате размещено  $N$  однотипных радиоэлементов, характеризующихся одинаковой вероятностью изготовления одного  $p$ , которая не зависит от числа радиоэлементов на плате, а определяется только случайными дефектами и случайными отклонениями параметров. Тогда вероятность изготовления одной платы с  $N$  радиоэлементами можно описать равенством

$$p_N = p^N p_0, \quad (2.4.5)$$

где  $p_0$  – вероятность выхода годных плат, обусловленная общими для всех подложек факторами, причем  $p_0$  также не зависит от числа радиоэлементов схемы.

Следует отметить, что если схема содержит  $m$  радиоэлементов, то с учетом брака общее число плат  $n$  определится из выражения

$$n = m / N p^N p_0, \quad (2.4.6)$$

Число радиоэлементов  $m$  в схеме задано, поэтому минимальное значение  $n$  будет при выполнении условия

$$N p^N p_0 \rightarrow \max. \quad (2.4.7)$$

Для определения оптимального числа радиоэлементов  $N_{opt}$  возьмем первую производную по  $N$  от произведения  $N p^N p_0$  и приравняем ее нулю. При выполнении этого условия получим

$$(N p^N \ln p + p^N) p = 0. \quad (2.4.8)$$

Отсюда, после некоторых преобразований, можно определить:

$$N_{opt} = -1 / \ln p. \quad (2.4.9)$$

Величина  $N_{opt}$  всегда имеет положительное значение, т.к.  $p \leq 1$ . Из (2.4.9) следует, что чем больше вероятность изготовления годного радиоэлемента, тем большее число однотипных радиоэлементов можно расположить на одной плате.

Реальные микросхемы всегда содержат разнотипные радиоэлементы. Поэтому в этом случае все однотипные радиоэлементы с примерно одинаковой вероятностью брака разбивают на группы и принимают условие, что вероятность брака одного радиоэлемента в группе не зависит от числа радиоэлементов в группе, а определяется только его конструкцией и технологией изготовления. Тогда общее число плат, реализующих электронную схему, можно определить из равенства

$$n = m / N_{\Sigma} p_1^{N_1} p_2^{N_2} \dots p_k^{N_k} p_0, \quad (2.4.10)$$

где  $N_1, N_2, \dots, N_k$  – число радиоэлементов в каждой из  $K$  групп;  $p_1, p_2, \dots, p_k$  – средняя вероятность изготовления годного радиоэлемента в каждой из этих групп;  $N_{\Sigma} = N_1 + N_2 + \dots + N_k$  – общее число радиоэлементов в ИМС.

Используя методику получения выражения (2.4.9), оптимальное число разнотипных радиоэлементов на плате можно описать выражением вида

$$N_{opt} = -1 / \ln p_{\Sigma} = 1 / \ln (p_1^{N_1} + p_2^{N_2} + \dots + p_k^{N_k}). \quad (2.4.11)$$

В уравнении (2.4.11) содержится значительное количество независимых переменных, поэтому величина  $N_{opt}$  может иметь множество



значений. Это приводит к тому, что при проектировании ИМС определение  $N_{opt}$  осуществляют численными методами с использованием ЭВМ. При этом изменяют как общее число радиоэлементов  $N_{\Sigma}$ , так и их соотношение в группах. Из всей совокупности полученных при моделировании значений  $N_{opt}$  выбирают наиболее приемлемое значение с учетом функционально-узлового принципа.

В результате определения функциональной сложности оформляется электрическая схема на узел, которая и подлежит реализации в гибридном исполнении

**Интегральная плотность** характеризуется числом элементов, приходящихся на единицу площади, занимаемую ИМС:

$$\omega = N/S = 10^k/S, \quad (2.4.12)$$

где  $N$  – общее количество элементов в схеме;  $S$  – площадь, занимаемая ИМС;  $k$  – степень интеграции.

**Функциональная плотность** – число преобразований с одной переменной, приходящихся на единицу площади, занимаемой ИМС:

$$\tau = F/S = \sum_{i=1}^p B_i N_{oi} / nS. \quad (2.4.13)$$

Информационная сложность – это среднее число элементов и компонентов в ИМС, приходящихся на преобразование одной переменной:

$$H = \frac{N}{F} = \frac{n10^k}{\sum_{i=1}^p B_i N_{oi}}. \quad (2.4.14)$$

**Монтаж компонентов.** Методы монтажа бескорпусных компонентов различными типами выводов показаны на рис. 2.4.1. Компоненты с гибкими выводами крепятся к плате с помощью клеев, компаундов или припоев. Крепление с помощью припоев осуществляется в результате образования эвтектических сплавов между компонентом и пленкой на подложке. В этом случае обеспечивается омический контакт компонента с платой. Такое крепление обеспечивает минимальное тепловое сопротивление. После крепления кристалла к плате выводы изгибаются таким образом, чтобы они касались контактных площадок. В местах касания производится микросварка или пайка (см. рис. 2.4.1, а). При этом возможен визуальный контроль процесса монтажа.

Монтаж компонентов с шариковыми и столбиковыми выводами осуществляется методом «перевернутого кристалла» (см. рис.2.4.1,б). В этом случае компонент имеет контактные выступы высотой 10-15 мкм и диаметром 50-150 мкм. Для обеспечения соединения с контактными площадками на плате используют термокомпрессионную или ультразвуковую сварку. Преимуществом метода является то, что компонент не требует специального места на плате, т.к. располагается над платой. Главная трудность данного метода состоит в совмещении выступов компонента с контактными площадками.

При монтаже компонентов с балочными выводами устраняется основной недостаток предыдущего метода – трудность совмещения выступов с контактными площадками. Крепление компонента с балочными выводами осуществляют приклеиванием его к плате с последующей групповой сваркой выводов с контактными площадками (см. рис. 2.4.1, в). Балочные выводы имеют толщину 10-15 мкм и длину 200-250 мкм. Они выступают за края компонента на 100-150 мкм. Выступающие балки хорошо видны при монтаже, и их совмещение с контактными площадками на плате не вызывает затруднений.

Установку компонента с лужеными припоем противоположными гранями выполняют одновременно с электрическим соединением луженых граней с контактными площадками напльвом припоя или соединением с помощью токопроводящей пасты «Контактол», например К13-А (рис .2.4.1 г, д).

**Подложки гибридных микросхем.** Качество формируемых элементов, надежность работы ИМС, многообразие выполняемых ИМС функций, а также различные способы формирования пленочных элементов во многом определяются материалом, геометрическими размерами и состоянием поверхности подложек. Кроме этого подложка служит и конструктивной основой ИМС. Таким образом, подложка является одним из основных элементов производства ИКС и поэтому к ней предъявляют повышенные требования, главными из которых являются: высокая диэлектрическая проницаемость ( $\epsilon \geq 10$ ) и ее стабильность в широком диапазоне частот ( $10^8 - 10^{10}$ ) Гц и температур ( $-80 \dots +200^\circ\text{C}$ ); малые диэлектрические потери  $\text{tg } \delta < 10^{-4}$ ; высокие удельные сопротивления и механическая прочность в малых толщинах, обеспечивающая целостность подложки как в процессе изготовления ИМС, так и при ее эксплуатации в условиях климатических и механических воздействий; хорошая теплопроводность, позволяющая осуществлять эффективный отвод тепла от активного элемента к кор-

пусу; химическая инертность к материалам, осаждаемым при высоких температурах в процессе нормирования радиоэлементов; высокая чистота поверхности (до 12–13-го класса чистоты); хорошая адгезия с материалами формируемых слоев; минимальная пористость (0,5...1,0 %), что позволяет избежать газовыделения в вакууме, а следовательно и загрязнения наносимых пленок; способность к хорошей механической обработке (шлифовка, полировка, резка и т.д.); максимально близкие значения температурного коэффициента линейного расширения материала подложки (ТКЛ) к ТКЛ напыляемых пленок; быть недефицитным и недорогим.

В промышленных условиях для изготовления подложек используют в основном стекло, керамику, ситалл и фотоситалл. Так, например, для изготовления маломощных ИМС наиболее широко используют подложки из ситалла типа СТ-50, СТ-38, а для изготовления толстопленочных ГИМС – подложки из керамики типа 22ХС и «Поликор». Толщины подложек составляют 0,6...1,6 мм.

В последнее время широкое внедрение в производство ИМС получили: гибкие подложки на основе полиамидных пленок толщиной 40...50 мкм и металлические подложки, поверхность которых покрывают слоем диэлектрика толщиной 40 ... 60 мкм. В последнем случае используют алюминиевые пластины с анодированной поверхностью, стальные пластины, покрытые стеклом или полиамидным лаком, и др. Металлические подложки существенно улучшают теплоотвод от элементов и компонентов, обеспечивая при этом необходимую жесткость конструкции.

Основной задачей проектирования ИМС является разработка топологического чертежа, под которым понимают конструкторский документ, строго определяющий ориентацию и взаимное расположение всех элементов и компонентов ИМС на площади подложки, а также их форму и размеры. Топология ИМС составляется с учетом конструкторско-технологических, схемотехнических данных и требований и др. ограничений, определяемых принципом работы и назначением микросхемы. По топологии рассчитывают тепловые режимы отдельных радиоэлементов и микросхемы в целом, определяют характер и величину паразитных связей, определяют априорную надежность ИМС.

Исходными данными для разработки топологии ГИМС является размер платы и тип корпуса, электрическая схема, выполненная в форме, удобной для нанесения ее на поверхность подложки; геомет-

рические размеры элементов и компонентов; конструктивные; технологические и схемотехнические данные и требования.

Все элементы и компоненты снабжают контактными площадками, расположение и размеры которых должны соответствовать конструктивно-технологическим требованиям и ограничениям. Расположение периферийных контактных площадок, предназначенных для внешних соединений, должно соответствовать выводам корпуса.

Проверку топологии на соответствие электрическим требованиям проводят путем оценки индуктивно-емкостных связей в наиболее важных участках микросхемы, а проверку на соответствие условиям эксплуатации проводят путем расчета теплового режима ИМС. В случае неравномерного распределения источников теплоты по плате осуществляют корректировку и уточнение топологии ИМС. После этого разрабатывают окончательный вариант топологии, называемый оригиналом, который удовлетворяет всем предъявляемым требованиям.

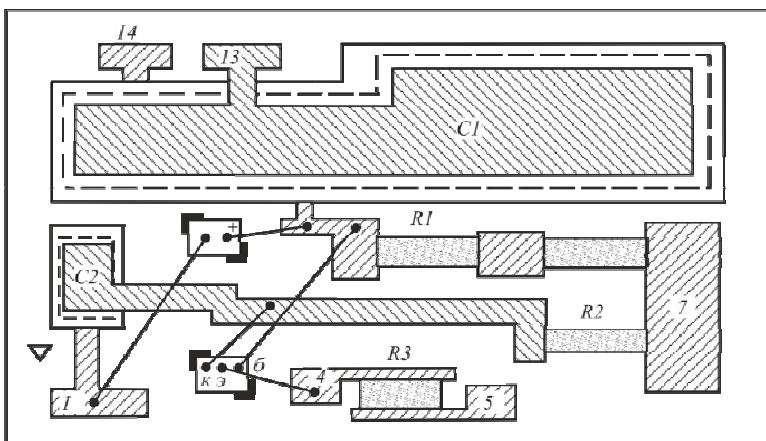


Рис. 2.4.2. Топология микросхем

В качестве примера на рис. 2.4.2 представлен топологический чертеж буферного усилителя, электрическая схема которого представлена на рис. 2.4.3. В левой нижней и средней части топологического изображения имеется две пары крест-накрест расположенных участков. Это технологические знаки, обозначающие местоположение компонентов с гибкими выводами. Для ориентации микросхемы служит

ключ, в качестве которого может быть использована площадка в форме равнобедренного треугольника, расположенного в нижнем левом углу платы (см. рис. 2.4.2). Вершина треугольника обращена к первому выводу.

На рис. 2.4.4, а показано крепление бескорпусного транзистора с гибкими выводами, а на рис. 2.4.4, б – с шариковыми выводами. Во втором случае монтаж компонентов осуществляется на специальные площадки (на рисунке показаны штриховыми линиями).

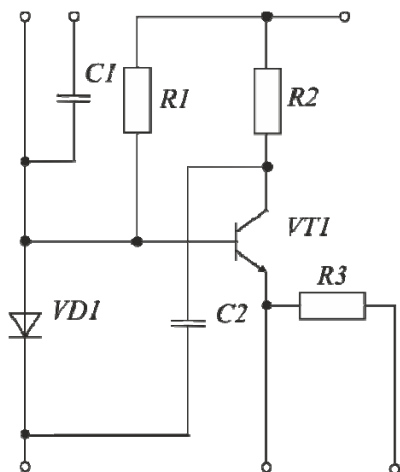


Рис. 2.4.3. Принципиальная схема буферного усилителя

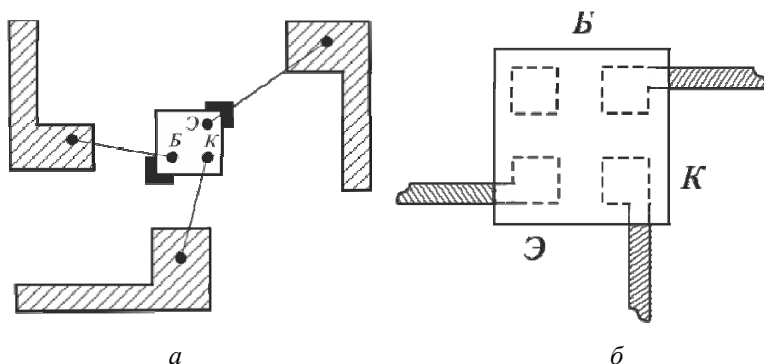


Рис. 2.4.4. Варианты крепления компонентов с гибкими выводами:

а – крепление круглых выводов;

б – крепление ленточных (пленочных) выводов

В заключение необходимо отметить, что при уменьшении радиоэлементов до 1 мкм и элементов топологии (ширина линий, зазоров между ними и т.д.) воспроизводимость технологических процессов повышает вероятность появления случайных дефектов и на порядок – стоимость оборудования.

### **Основные ограничения, накладываемые тонкопленочной технологией**

При разработке топологии ГИМС необходимо учитывать следующие основные ограничения. Пассивные элементы располагают на расстоянии не менее 500 мкм при масочном методе формирования слоев на поверхности подложки и на расстоянии 200 мкм от краев подложки – при фотолитографическом методе.

Измерение номиналов пленочных элементов и контроль режимов схемы осуществляют через контактные площадки размером 200x200 мкм, предусмотренные технологическим процессом. Если в схеме имеются навесные элементы (компоненты), то их устанавливают в специально отведенных местах на расстоянии  $\geq 0,5$  мм от пленочных элементов и  $\geq 600$  мкм – от контактной площадки. Причем минимальное расстояние между компонентами должно составлять 300 мкм. Паразитная индуктивность выводов может значительно изменить параметры схемы, поэтому длина проволочных выводов компонентов должна быть в пределах 0,600-3 мм. Для уменьшения паразитной емкостной связи между элементами и контактными площадками расстояние между ними должно быть 300 мкм – при масочном методе и 100 мкм – при фотолитографии. Минимально допустимая ширина пленочных проводников составляет 100 мкм – при масочном методе и 50 мкм – при фотолитографии и танталовой технологии. В случае приварки гибких выводов ИМС размеры контактных площадок не могут быть менее 200 x 150 мкм, а при припайке – менее 400 x 400 мкм.

При монтаже компонентов с шариковыми или столбиковыми выводами минимальные размеры контактных площадок составляют 0,2 x 0,1 мм, а компоненты с ленточными полиамидными носителями – 0,3 x 0,4 мм. Выполнение этих ограничений позволяет разработать топологическую схему с минимальными величинами паразитных индуктивно-емкостных связей.

## Определение параметров пленочных проводников

При практической реализации электрической схемы ГИМС используют пленочные проводники, их пересечения (переходы) и контактные площадки.

Конструктивно-технологическое исполнение проводников и контактных площадок должно обеспечивать минимальность электрических потерь и искажений передаваемого сигнала, высокую адгезию и выполняться из одного и того же материала. Конкретные значения параметров пленочных проводников и контактных площадок (сопротивление, индуктивность, паразитные емкости и т.п.) определяются материалом, технологией изготовления и геометрическими размерами. Поэтому при проектировании ГИМС необходимо каждый раз осуществлять расчет падения напряжения на проводнике, сопротивления проводника и контактного перехода, плотности тока через проводник, собственной емкости и индуктивности проводника, уровня помех и т.д.

Допускаемое падение напряжения на проводнике  $U_{\text{дон}}$  можно найти из выражения :

$$U_{np} = JR_{np} \leq U_{\text{дон}}, \quad (2.4.15)$$

где  $J$  – ток, проходящий через проводник;  $R_{np} = \rho_s l / b \leq R_{np.\text{дон}}$  – сопротивление проводника;  $\rho_s$  – удельное поверхностное сопротивление;  $l$ ,  $b$  – длина и ширина проводника соответственно;  $R_{np.\text{дон}}$  – допустимое значение сопротивления проводника.

Следует отметить, что величину  $R_{np.\text{дон}}$  определяют из условия, что погрешность сопротивления резистора из-за сопротивления проводников, соединяющих резистор с электрической схемой, не превышает 0,1–0,2 допуска на номинал резистора.

Допустимые плотности тока в пленочных проводниках во много раз превосходят требуемые значения, поэтому обеспечение  $U_{\text{дон}}$  при заданном  $\rho_s$  сводится к расчету соответствующих размеров  $l$  и  $b$ .

Собственная паразитная емкость пленочного проводника описывается уравнением

$$C_{np} = 0,0241((\epsilon_o + \epsilon)/2)l / \lg(4l / b), \quad (2.4.16)$$

где  $\epsilon_o$ ,  $\epsilon$  – диэлектрические проницаемости воздуха и материала подложки соответственно.

К емкости  $C_{np}$  необходимо добавить емкость параллельных близлежащих проводников шириной  $b$ , лежащих на расстоянии  $a$  от рассматриваемого проводника:

$$C_{nap} = 0,0422l / ((\epsilon_0 + \epsilon) / 2) \operatorname{th} \left( \frac{\pi a}{2d_n} \right) \cdot \operatorname{cth} \left( \frac{\pi(a+b)}{2d_n} \right), \quad (2.4.17)$$

где  $d_n$  – толщина подложки;  $C_{nap}$  – паразитная емкость.

Паразитная индуктивность на пастах существенна при  $f$  более 50 МГц. Ее величина, выраженная в микрогенри (мкГн), определяется из уравнения

$$L_{np} = 0,02l(2,3 \lg(2l/b) + 0,22b/l + 0,5), \quad (2.4.18)$$

взаимная индуктивность между параллельными проводниками равной длины рассчитывается по формуле

$$M_{cb} = 10^{-3} l \{ \ln [ \sqrt{I + (I/a)^2} + l/a ] - \sqrt{I + (a/I)^2} + a/l \}, \quad (2.4.19)$$

где  $a$  – расстояние между осями проводников.

Величину ЭДС взаимной индукции, наводимую в проводниках, можно определить из формулы

$$\epsilon_m = -M_{cb} (\Delta J_a / t_\phi), \quad (2.4.20)$$

где  $\Delta J_a$  – логический перепад тока в активном проводнике, являющийся источником помехи в пассивном проводнике;  $t_\phi$  – длительность фронта, токового перепада.

Напряжение импульсных помех  $U_n$ , возникающих в проводниках заземления, описывается выражением

$$U_n = n \cdot L_{np} (\Delta J_a / t_\phi), \quad (2.4.21)$$

где  $n$  – количество одновременно переключающихся элементов.

Так, например, для ГИМС с  $n = 3$  в проводнике длиной 50 мм и шириной 0,01 мм  $U_n = 0,45 \dots 1,125$  В. Для снижения уровня помех, обусловленных падением напряжений на проводниках питания и заземления, необходимо уменьшать сопротивление и индуктивность пленочных проводников за счет увеличения их толщины, ширины и уменьшения длины. Оптимизацию этих параметров осуществляют



уже на стадии проектирования микросхемы. При этом шины питания и заземления необходимо проектировать в одном слое без пересечения проводников.

### Герметизация микросхем

Для защиты микросхем от воздействия окружающей среды (влаги, температуры, механических воздействий и т.п.) их герметизируют путем помещения в корпуса, которые должны удовлетворять следующим требованиям:

- обладать достаточной механической прочностью;
- иметь минимальные размеры и форму, позволяющую осуществлять компактную сборку;
- конструкция корпуса должна обеспечивать легкое и надежное электрическое соединение между микросхемой и корпусом, а также между корпусом и коммутационной платой;
- иметь минимальные значения паразитных емкостей и индуктивностей;
- элементы и компоненты должны быть надежно изолированы от корпуса ИМС и друг от друга;
- тепловые сопротивления электрических соединений микросхемы с корпусом должны иметь минимальные значения;
- корпус должен обеспечивать полную герметизацию.

Различают бескорпусную и корпусную герметизацию. Для бескорпусной герметизации используют различные пластические полимерные материалы. Герметизацию осуществляют литьем под давлением, свободной заливкой и т.д. Использование бескорпусной герметизации позволяет уменьшить вес и стоимость ГИМС. Однако в условиях длительной (>10 суток) эксплуатации ГИМС такая герметизация не обеспечивает надежной ее защиты от влаги. Более эффективной в данном случае является корпусная защита.

В зависимости от применяемых материалов корпуса делятся на металлостеклянные, стеклянные, керамические, полимерные и металлополимерные (рис. 2.4.5). В металлостеклянных корпусах в качестве конструктивного материала используют ковар, иногда никель, сталь, медь. Выводы герметизируют стеклом. Такой корпус имеют ИМС серий К228, К260, 273,304 и др.

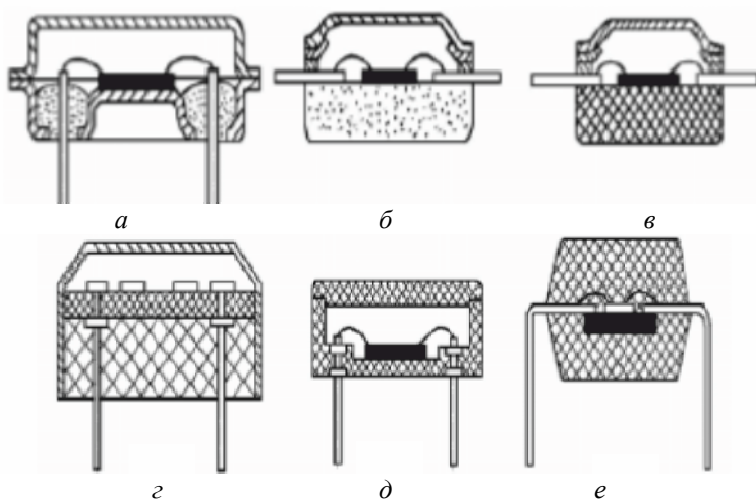


Рис. 2.4.5. Конструкции корпусов: *a* – металлостеклянный; *б* – стеклянный; *в* – керамический; *г* – металлополимерный; *д* – пластмассовый; *е* – полимерный

Стеклянные корпуса ИМС серий 303, К106 и др. состоят из основания и кольцевой структуры, в которую помещают коваровые выводы. Основание получают прессованием боросиликатного или другого стеклянного порошка.

Керамические корпуса используют в основном для герметизации толсто пленочных микросхем. Конструкция этих корпусов имеет структуру, аналогичную стеклянным или металлостеклянным корпусам. Однако основание и кольцевую структуру выполняют из керамики (окись алюминия или бериллия).

В металлополимерном корпусе герметизация осуществляется заливкой металлического корпуса эпоксидным компаундом. В этих корпусах выпускаются ИМС серий 214, К215, К202, 301 и др.

Пластмассовые корпуса выполняются из термореактивных смол.

Металлостеклянные и пластмассовые, включая и металлополимерные корпуса, обеспечивают длительную работу радиоэлементов в условиях повышенной влажности (~ 90 %) и в температурном диапазоне от  $-60$  до  $+125^{\circ}\text{C}$ . Количество выводов корпуса ИМС определяется степенью ее интеграции. Так, например, для ИМС с  $K < 600$  эл./кристалл применяют металлографический корпус прямоугольной

формы с 50 выводами. Для ИМС с  $K < 30$  эл./кристалл – корпус с 48 выводами.

## ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Лабораторная установка содержит микроскоп типа МБС-9 и набор исследуемых тонкопленочных гибридных микросхем. С принципом работы микроскопа можно ознакомиться по его описанию.

### Описание конструкции

Общий вид микроскопа показан на рис. 2.4.6. Микроскоп состоит из следующих основных узлов:

- 1) оптическая головка микроскопа;
- 2) окулярная насадка;
- 3) стол микроскопа;
- 4) осветитель;
- 5) основание стола микроскопа.

#### *Оптическая головка*

Оптическая головка 1 (рис. 2.4.6) – основной узел прибора, в который вмонтированы все оптические детали. Главный оптический узел – объектив микроскопа 2 с фокусным расстоянием  $f=80$ мм. Он крепится на резьбе к корпусу оптической головки снизу. Выше объектива в корпусе на подшипниках установлен барабан с галилеевыми системами. Ось барабана заканчивается рукоятками 3, при вращении которых происходит переключение увеличений, значения которых нанесены на рукоятках: 1, 2, 0,6, 4, 2, 7.

Чтобы установить нужное увеличение, достаточно, вращая барабан, совместить цифру на рукоятке с индексом, нанесенным в виде точки на подшипнике. При этом перефокусировку производить не нужно. Каждое из шести положений барабана фокусируется щелчком специального пружинного фиксатора. В специальном гнезде, имеющемся сверху в корпусе оптической головки, устанавливается окулярная насадка 4 (рис. 2.4.6), которую можно разворачивать на  $180^\circ$  в горизонтальной плоскости в зависимости от характера работы и используемого освещения. Оптическая головка имеет механизм фокусировки, который представляет собой реечное зацепление. При вращении рукояток 5 происходит подъем и опускание оптической головки относительно стола микроскопа, чем и достигается фокусировка

прибора на объект. При рассмотрении крупных, объемных предметов, помещенных на столе микроскопа, возникает необходимость дополнительного подъема оптической головки. Для этого достаточно отвернуть винт 6, вытянуть стержень 7 из направляющей 8 на нужную высоту и снова затянуть винт 6. При этом нужно соблюдать осторожность, чтобы не уронить оптическую головку.

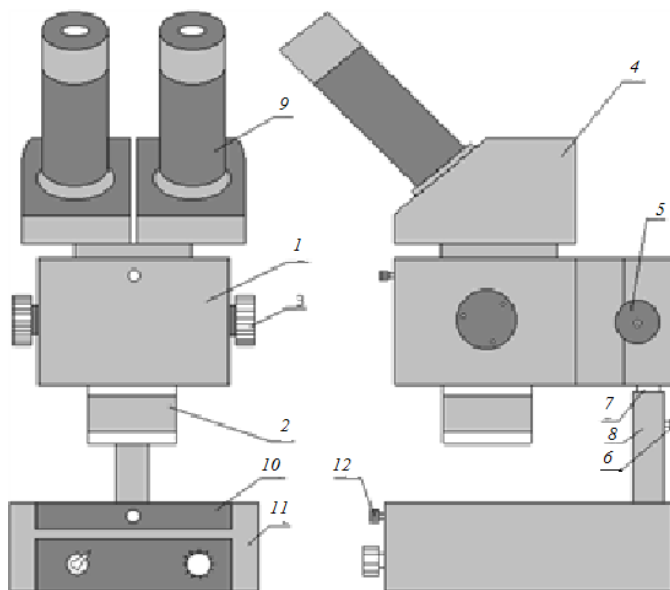


Рис. 2.4.6. Общий вид микроскопа МБС-9

### *Окулярная насадка*

Окулярная насадка устроена так, что позволяет изменять межзрачковое расстояние прибора от 56 до 72мм в соответствии с базой глаз наблюдателя.

Она состоит из направляющей, в которой установлены левая и правая оправы объективов с укрепленными на их верхней плоскости призмами в оправе. На оправках призм крепятся окулярные трубки 9, отвинчивать которые категорически запрещается. Сверху призма закрыты двумя корпусами. Оправы объективов вместе с установленными на них призмами имеют возможность поворачиваться в направляющей. Снизу к оправкам объективов на винтах крепятся две

шестерни, которые всегда находятся в зацеплении, благодаря чему призмы поворачиваются на одинаковые углы. При изменении межзрачкового расстояния прибора, вращая призмы вместе с оправами объективов, следует держаться за корпуса, а не за окулярные трубки.

### *Стол и основание стола микроскопа*

На столе микроскопа 10 (рис.2.4.6) в направляющей 8 с помощью винта 6 крепится оптическая головка микроскопа. Винт 6 при работе должен быть хорошо затянут. В верхней стенке стола имеется круглое окно, в которое устанавливается образец, два отверстия для прижимов. Стол 10 устанавливается на основание стола 11 и закрепляется винтом 12, который должен быть обращен к передней, открытой стороне основания стола. Винт 12 должен быть всегда затянут во избежание падения микроскопа. В основании стола имеется поворотное зеркало с рукояткой вращения. В задней стенке основания стола имеется гнездо с зажимным винтом для крепления осветителя, внутри основания стола вмонтирован рефлектор.

### *Осветитель*

Осветитель может использоваться как при работе в проходящем, так и в отраженном свете. Он состоит из конденсора и лампы накаливания с патроном, объединенных общим корпусом.

Для обеспечения равномерного освещения объекта в конструкции осветителя предусмотрено регулировочное перемещение лампы относительно конденсора. Чтобы отрегулировать освещенность, нужно установить осветитель в корпусе стола микроскопа и направить пучок света на матовую пластинку. После этого слегка отвинтить на нем гайку. Затем, взявшись за втулку осветителя, осторожно перемещать лампу относительно конденсора, добиваясь равномерного освещения поля зрения, наблюдая в правый и левый окуляры. Кроме того, освещенность можно регулировать, перемещая лампу относительно конденсора в осевом направлении.

Для того, чтобы использовать осветитель при работе в отраженном свете, его следует крепить на шарнирном кронштейне. Для получения более равномерного освещения перед конденсором устанавливается матовое стекло, которое имеется в комплекте микроскопа.

## Работа с окуляром со сменными шкалой и сеткой

Для проведения линейных измерений или измерений площадей участков следует пользоваться окуляром со сменной сеткой (или шкалой) и диоптрийной наводкой, которые входят в комплект микроскопа. Окуляр вставить в одну из окулярных трубок микроскопа, вращая диоптрийное кольцо, добиться резкого изображения сетки или шкалы в зависимости от того, что установлено. Затем поворотом рукояток механизма фокусировки микроскопа добиться резкого изображения объекта. Ниже помещена переводная таблица, в которой указано, какой истинной величине объекта соответствует одно деление шкалы или сетки при всех увеличениях микроскопа. Чтобы определить истинные размеры объекта (его линейные размеры и площадь), достаточно подсчитать число делений шкалы, которое укладывается в измеряемый участок объекта, и это число умножить на число, указанное в переводной таблице, соответствующее тому увеличению микроскопа, при котором производится измерение. Шкала и сетка представляют собой стеклянные плоскопараллельные пластины круглой формы. Цена деления шкалы 0,1мм. Цена деления стороны квадрата сетки 1мм.

**Таблица соответствий**

Увеличение на шкале рукояток	Одно деление шкалы 0.1мм	Сторона квадрата 1мм
	Соответствует истинной величине на объекте	
0,6	0,17	1,7
1	0,1	1
2	0,05	0,5
4	0,025	0,25
7	0,014	0,14

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Получить гибридную микросхему.
2. Изучить конструкцию и топологию ИМС.
3. Выделить элементы и компоненты, определить тип подложки, корпуса, способ монтажа компонентов.
4. Составить топологический чертеж ИМС.

5. По топологическому чертежу выделить участки, удобные для расчета  $R_{np}, C_{np}, C, L_{np}, M_{св}, \varepsilon_m$ , если  $\rho_s = 0,03-0,05 \text{ Ом}/\square(A_u, \text{ подслоя ни- хром}), 0,06...0,1 \text{ Ом}/\square(A_l, \text{ подслоя ни- хром})$ ; диэлектрическая про- ницаемость при  $f = 10 \text{ Гц}$  и  $T = 20^\circ\text{C}$  равна  $3,2...8, 5...8,5, 10,3; 10,5$  для подложек типа С48-3 (стекло), СТ50-1 (ситалл), 22ХС (96%  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), поликор соответственно.

6. Измерить геометрические размеры пассивных элементов, дли- ны выводов компонентов, контактных площадок, расстояние между элементами и т.д. По размерам определить, какой технологический процесс был использован при формировании технологических эле- ментов.

7. Определить конструктивно-технологические критерии, если  $\rho = 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9$ ; величины  $N_{oi} B_{oi}$  найти расчетным путем, ис- пользуя принципиальную схему изучаемой ИМС.

## СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Отчет выполняется на листах формата А4 и начинается с ти- тельного листа.
2. Цель работы.
3. Задание.
4. Перечень приборов, используемых в эксперименте.
5. Топологический чертеж.
6. Таблицы измеренных и расчетных величин.
7. Выводы с кратким изложением физических основ ГИМС.

## **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. Что такое интегральная микросхема?
2. Что такое топологический чертеж ИМС?
3. Схемотехнические критерии оценки ИМС.
4. Конструктивно-технологические критерии оценки ИМС.
5. Оцените способы монтажа компонентов ИМС.
6. Какие типы компонентов используются в ГИМС?
7. Дать определения и характеристику элементам и компонентам ГИМС.
8. Преимущества и недостатки ГИМС.
9. Требования, предъявляемые к подложкам ГИМС.
10. Методика расчета параметров  $R_{np}, C_{np}, C, L_{np}, \varepsilon_m$ .

11. Технологические ограничения изготовления ГИМС.
12. Расчет оптимального количества плат, необходимых для реализации схемы.

### *БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК*

1. Поляков В.И., Стародубцев Э.В. Проектирование гибридных тонкопленочных интегральных микросхем: учеб. пособие по дисциплине «Конструкторско-технологическое обеспечение производства ЭВМ» –СПб.: НИУ ИТМО, 2013. 80 с.
2. Ермолаев Ю.П., Пономарев М.Ф., Крюков Ю.Г. Конструкции и технология микросхем (ГИС и БГИС): учеб. для вузов / под ред. Ю.П. Ермолаева. М.:Сов. радио, 1980. 256 с.
3. Основы проектирования микроэлектронной аппаратуры / под ред. Б.Ф. Высоцкого. М.: Сов. радио, 1978. 352 с.



## 2.5. Лабораторная работа № 9. РАСЧЕТ ВЫХОДА ГОДНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМ

*Задание:*

1. Определить площадь полупроводникового кристалла (в  $\text{мм}^2$ ).
2. Определить среднее число дефектов.
3. Рассчитать плотность дефектов  $D_0$ .
4. Оценить процент выхода годных.
5. Используя значение выхода годных элементов, а также функции распределения Пуассона, треугольную, прямоугольную, рассчитать величину  $D_0S$ .
6. Используя выражения (2.5.17) и (2.5.26), определить величину выхода годных элементов и провести сравнение полученных результатов с экспериментально полученным значением этой величины.
7. Построить графики зависимостей выхода годных кристаллов  $D_0S$  – для гамма-функции, дельта-функции, треугольных и прямоугольных распределений, а также  $f(D)$  от  $D/D_0$  – для экспериментально найденного значения  $A$ .

*Приборы и принадлежности:* исследуемый образец (полупроводниковая пластина с элементами, сформированными на ее поверхности), микроскоп типа МБС-9.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

#### **Факторы, влияющие на выход годных СБИС**

Перспективность производства сверхбольших интегральных схем (СБИС) определяется тем, насколько оно носит массовый характер и конкурентоспособно по сравнению со схемами, выполняющими те же функции, но реализованными другими методами. Кроме этого схемы должны находиться в работоспособном состоянии на всем протяжении срока их службы в РЭА. Полное удовлетворение этих требований определяется уровнем знаний о причинах повышения стоимости и снижения надежности приборов. Понимание причины и особенно их количественная оценка позволяют внести коррективы в технологиче-

ские режимы или разработать лучшую технологию, в которой соблюдались бы указанные выше условия.

Оптимальные размеры интегральных схем (ИС) по отношению к виду выполняемых схемой функций определяются несколькими взаимосвязанными факторами: разделением принципиальной радиоэлектронной схемы на отдельные схемы, ожидаемым выходом годных ИС, стоимостью амортизации, монтажа всей системы и ее общей надежностью. Если функциональная схема радиоэлектронной системы подразделяется на большое количество ИС, то процент выхода годных схем может быть не очень высоким. Однако суммарная стоимость операции герметизации большого количества ИС и последующей за ней операции монтажа ИС на схемной плате может оказаться выше, чем стоимость изготовления меньшего числа больших схем с меньшим процентом выхода.

Для того чтобы определить оптимальное число ИС, на которое следует разделить принципиальную схему, необходимо иметь возможность прогнозировать выход годных кристаллов и стоимость ИС в зависимости от размеров реализуемой схемы. Оптимизация является довольно сложной задачей, так как число требуемых функций схемы может увеличиваться по мере деления принципиальной схемы на все меньшие ИС. Однако при этом следует учитывать, что возможно ухудшение характеристик принципиальной схемы радиоустройства за счет увеличения времени передачи сигнала между отдельными компонентами. Поэтому оптимальное деление общей схемы на ИС должно сопровождаться прогнозированием ее общей надежности в зависимости от числа ИС, обладающих изменяемыми размерами.

Если посмотреть на поверхность подвергнутой контролю пластины, то можно выделить области с высоким процентом содержания годных кристаллов и области с низким процентом содержания таких кристаллов. Обычно причины снижения выхода годных схем подразделяют на три категории: технологические, обусловленные проектированием, и случайные точечные дефекты на схеме.

### **Технологические факторы**

К технологическим факторам, снижающим процент выхода годных кристаллов, следует отнести: отклонение толщины слоев окисла и поликристаллического кремния, отклонение сопротивления имплантированных слоев, погрешности размеров элементов при литографи-

ческом формировании топологии схемы и погрешности совмещения фотошаблона с топологией схемы, сформированной на предыдущих стадиях технологического процесса. Следует отметить, что большинство этих факторов взаимосвязаны. Так, например, в области, где толщина поликристаллического кремния меньше средней величины, глубина стравливаемого слоя слишком высока, если время технологической операции выбрано для слоя, толщина которого превышает среднее значение. Это приводит к тому, что затворы структур металл–окисел–полупроводник (МОП-структур) будут обладать меньшими по сравнению с технологическим заданием размерами.

В результате уменьшения канала сток–исток транзистор может не отключаться при подаче на затвор соответствующего напряжения.

Отклонение уровня легирования имплантированных слоев может привести к изменению сопротивления контакта к ним, а отклонение толщины диэлектрических слоев – к изменению размеров контактных окон. Эти дефекты могут стать причиной отказов функционирования схем при наличии токоведущих дорожек, характеристики которых определяются величиной контактного сопротивления.

Проведение различных технологических операций по обработке полупроводниковых пластин изменяет не только структуру, но и геометрические размеры кристалла. Например, при окислении поверхности кремниевых пластин слой окисла имеет объем, приблизительно в 2 раза превышающий объем полупроводника, затраченного для получения этого слоя, т. е. диаметр окисленной пластины превышает диаметр исходного кристалла. Поэтому, если величина внутренних сжимающих напряжений в окисле превысит предел упругости  $S_i$ , в котором возникли растягивающие напряжения, то произойдет деформация кристалла, включая и растрескивание пластины. При удалении окисла с одной стороны напряжения прогибают пластину в сторону поверхности со слоем окисла.

Экспериментально обнаружено, что при окислении размер пластины может измениться более чем на  $2 \times 10^{-3}\%$ , т.е. в пластине диаметром 125 мм возможно его изменение на 2,5 мкм. Это значительно превышает технологически допустимые отклонения геометрических размеров пластины. Если такие отклонения размеров пластины не будут скомпенсированы, то погрешности совмещения приведут к появлению на ее поверхности областей, занятых нефункционирующими схемами. Ко всему этому следует добавить и дефекты, возникающие в МОП-структурах из-за плохого качества очистки поверхности кри-

сталла. Присутствие остаточных загрязнений поверхности химическими реагентами способствует образованию окислительных дефектов упаковки и возрастанию за счет этого токов утечки в транзисторе.

Уменьшение влияния изложенных факторов достигается совершенствованием технологических процессов путем оптимизации режимов технологических операций.

### **Дефекты проектирования радиоэлектронных схем**

Отдельные области на пластине могут иметь стабильно низкий выход годных приборов не только из-за несоблюдения технологических режимов, но и за счет сверхчувствительности некоторых участков схемы к технологическим отклонениям. Так, например, при проектировании МОП-схем наиболее важными параметрами являются пороговое напряжение  $U_T$  и длина канала между стоком и истоком. Однако быстродействие схем, особенно реализованных в интегральном выполнении, как правило, увеличивается с уменьшением величины  $U_T$  и  $l$ . Для учета этой особенности МОП-схем их рабочие характеристики проектируют для трех условий: высокого быстродействия (малые величины  $U_T$  и  $l$ ), низкого быстродействия (большие величины  $U_T$  и  $l$ ), а также при малом  $U_T$  и большой  $l$  и большом значении  $U_T$  и малой величине  $l$ .

При разработке радиосхем необходимо учитывать и другие известные технологические факторы, способные необратимо ухудшить параметры радиоэлектронной аппаратуры.

Две схемы с одинаковыми номинальными размерами и составом элементов, изготовленные по одной технологии, очень часто значительно отличаются по проценту выхода годных изделий. Это объясняется тем, что при проектировании схемы не были учтены повышенные требования к отдельным ее участкам. Например, при реализации генераторов калиброванной частоты (гетеродины) необходимы повышенные требования к соблюдению технологических режимов и геометрических размеров топологии интегральных микросхем (ИМС). Если такие ИМС выполнять по обычной технологии, то резко возрастает процент брака среди этих приборов. Для повышения качества выпускаемых ИМС необходимы совместные усилия разработчиков радиосхем, определяющих конкретные параметры приборов, к изменениям которых чувствительна схема, и технологов, которые оптимизируют номинальные значения и диапазон отклонения этих параметров путем

изменения технологических режимов или применения в технологическом процессе новых операций. На практике взаимодействие проектировщиков и технологов заключается в изготовлении пробной серии и определении чувствительности схем к конкретным параметрам технологического процесса, после чего осуществляется повторное проектирование с учетом полученной информации. Культура проектирования определяется количеством изготовления пробных серий интегральных микросхем.

### **Точечные дефекты**

Процент выхода годных схем практически не бывает равным 100%, даже если все отклонения технологических режимов находятся в допустимых пределах. Причиной появления бракованных интегральных схем является наличие на пластине точечных дефектов, под которыми понимают бесконечно малые по сравнению с размерами кристалла области, отличающиеся каким-либо несовершенством. Например, частица пыли диаметром 3 мкм на поверхности платины размерами 2000x2000 мкм может привести к разрыву токоведущей дорожки ИС, может появиться точечный дефект. Одной из наиболее распространенных причин появления точечных дефектов является пыль и другие частицы окружающей среды. Эти частицы могут попадать на поверхность пластин при их перемещении по технологической зоне или внедряться в слой материала в процессе его формирования. Частицы твердых тел могут также присутствовать в растворах резисторов и осаждаться на поверхность пластины при проведении операции литографии.

Кроме того, возможно прилипание к поверхности пластин частиц полупроводника, отколовшихся при манипулировании пластинами во время технологических операций. Изолированные бугорки на эпитаксиальных слоях, дефекты упаковки, возникающие при проведении высокотемпературных отжигов (окисление, диффузия и т. д.) и вызывающие увеличение токов утечки и отказы ИС, проколы в диэлектрических пленках также могут рассматриваться в качестве причин появления точечных дефектов.

Пыль и другие частицы, попадающие на заготовки шаблонов в процессе их изготовления, могут привести к тиражированию точечных дефектов на пластинах при формировании на их поверхности рисунков схем. Для устранения дефектов такого типа поверхность шаблона

лонов подвергают периодической очистке. Постоянный контроль на всех стадиях изготовления ИС, выполняемый визуально, металлографическими методами или с помощью растрового электронного микроскопа, позволяет значительно снизить плотность точечных дефектов. При обнаружении роста плотности точечных дефектов необходимо немедленно принимать меры для коррекции режимов технологических параметров.

С обнаружением новых типов дефектов, являющихся причиной отказов ИС, следует вводить в технологический процесс методы контроля этих дефектов, так как успешное производство ИС определяется постоянными контролем, регулировкой режимов технологических операций и снижением плотности точечных дефектов.

## РАСЧЕТНАЯ ЧАСТЬ

### Расчет процента выхода годных интегральных микросхем

Моделирование выхода годных ИС с использованием фундаментальных параметров, не зависящих от характеристик ИМС и параметров технологического процесса, позволяет прогнозировать стоимость и перспективы применения их в РЭА. Кроме того, с помощью точного моделирования выхода годных ИМС можно определить связь разрабатываемой схемы с ее технологическими и конструктивными параметрами и, следовательно, проводить оптимизацию параметров РЭА путем оптимизации режимов технологического процесса и конструкции ИМС. Это приводит к значительному повышению выхода годных изделий и снижению стоимости проектирования РЭА.

Аналитически выход годных ИМС подсчитывают по следующей формуле:

$$Y = Y_0 Y_1(D_0, S, \alpha_i), \quad (2.5.1)$$

где  $Y$  – отношение числа годных кристаллов к общему числу кристаллов на пластине;  $Y_0$  – доля дефектных кристаллов, обусловленная технологическими факторами или чувствительностью схемы к технологии;  $Y_1$  – выход годных кристаллов из оставшейся части кристаллов;  $D_0$  – плотность точечных дефектов на единицу площади;  $S$  – площадь кристалла;  $\alpha_i$  – параметры выбранной модели выхода годных кристаллов. Все известные модели предсказывают монотонное уменьшение процента выхода годных схем с увеличением площади кристалла. В

этом случае заведомо недооценивается повышение выхода годных элементов за счет постоянного развития производства ИМС, поэтому на практике моделирование выхода годных схем учитывает только те процессы и механизмы, которые ограничивают выход годных ИМС. После выявления факторов, ограничивающих выход годных ИМС, технологический процесс и конструкцию совершенствуют или, по необходимости, исключают отдельные операции и конструктивные элементы. Так, например, контактная литография была заменена проекционной оптической печатью, которую, в свою очередь, заменяют в настоящее время рентгеновской, лазерной и электронно-лучевой литографией. Плазмохимическое травление пришло на смену традиционному жидкостному, что повысило точность воспроизводства размеров элементов. Ионную имплантацию в некоторых случаях используют вместо диффузии, благодаря чему удается улучшить процесс управления сопротивлением материала полупроводника и глубиной  $p$ - $n$ -перехода. Таким образом, процесс моделирования является инструментом улучшения современных процессов и конструкций схем.

### **Расчет однородной плотности распределения точечных дефектов**

В отработанных конструкциях и технологических процессах выход годных кристаллов определяется не технологическими факторами или параметрической чувствительностью схем, а случайным распределением точечных дефектов. На рис. 2.5.1 показана сетка из 24 кристаллов, на которых случайным образом распределено 10 точечных дефектов. В этом примере 16 из 24 кристаллов не содержат дефектов, т. е. являются годными кристаллами. Из оставшихся восьми кристаллов шесть содержат по одному дефекту, два имеют по два дефекта и ни один из кристаллов не содержит более двух типов дефектов. Проблема определения выхода годных кристаллов подобна классической статистической проблеме размещения  $n$  шаров в  $N$  ячейках и подсчета вероятности того, что ячейка содержит  $k$  шаров. Если  $n$  дефектов распределены случайным образом в  $N$  кристаллах, то вероятность того, что кристалл содержит  $k$  дефектов, определяется биномиальным распределением

$$P_k = \frac{n!}{k!(n-k)!} \cdot \frac{1}{N^k} (N-1)^{n-k}, \quad (2.5.2)$$

при  $N \rightarrow \infty$  и  $n \rightarrow \infty$  отношение  $n/N=m$ , т.е. имеет конкретное значение и (2.5.2) может быть аппроксимировано более простым распределением Пуассона

$$P_k = \exp(-m) \frac{m^k}{k!}. \quad (2.5.3)$$

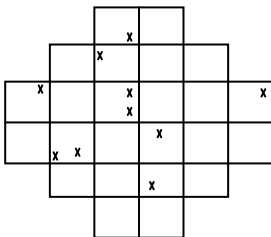


Рис. 2.5.1. Сетка из 24 кристаллов (элементов) с десятью точечными дефектами

Вероятность того, что кристалл не содержит дефекты, определяется выражением

$$Y_0 = P_0 = \exp(-m). \quad (2.5.4)$$

Вероятность того, что кристалл содержит один дефект, равна:

$$P_1 = m \cdot \exp(-m). \quad (2.5.5)$$

Если площадь кристалла есть  $S$ , то суммарная площадь кристаллов равна  $NS$  – полезная площадь подложки, а плотность дефектов  $D_0=n/NS$ . Среднее число дефектов на кристалле  $m$  равно:

$$m = \frac{n}{N} = \frac{D_0 NS}{N} = D_0 S. \quad (2.5.6)$$

Подставляя (2.5.6) в (2.5.4), получаем

$$Y_0 = P_0 = \exp(-D_0 S). \quad (2.5.7)$$

Распределение Пуассона было использовано для прогнозирования выхода годных кристаллов на раннем этапе производства ИМС. Одна-



ко реальный выход годных больших ИС (БИС) с малой степенью интеграции значительно выше, чем предсказанный с использованием распределения Пуассона, что без сомнения задержало проведение работ ИМС на раннем этапе их развития.

### Расчет неоднородного распределения точечных дефектов

Более точное прогнозирование величины выхода годных ИМС дают исследования неоднородных распределений  $D_0$  по полупроводниковой пластине.

Неоднородное распределение дефектов характеризуется функцией плотности вероятности  $f(D)$ . Произведение  $f(D)dD$  – вероятность того, что  $D_0$  имеет значение, лежащее в интервале  $dD$ . При этом выход годных ИМС для данного значения плотности дефектов равен

$$Y = \exp(-DS) f(D) dD.$$

Плотность точечных дефектов – случайная величина, пропорциональная количеству дефектов. Поэтому необходимо суммировать выход годных ИМС при каждом значении  $D_0$  по всем возможным значениям  $D_0$ :

$$Y = \sum_{i=0}^{\infty} \exp(-D_i S) f(D_i) dD_i.$$

В то же время плотность дефектов есть непрерывная величина, из чего следует замена знака суммы на интеграл. Окончательно выход годных ИМС, получаемых на пластине с неоднородным распределением точечных дефектов  $D_0$ :

$$Y = \int_0^{\infty} \exp(-DS) f(D) dD, \quad (2.5.8)$$

где  $\int_0^{\infty} f(D) dD = 1$ .

Наиболее широко применяются три закона распределения  $D_0$ : дельта-функция, треугольное и прямоугольное распределение. Выбор конкретной функции производится на основе статистических данных партии ИМС.

Распределение по дельта-функции (рис. 2.5.2, а) применяют при исследовании существенно неоднородного закона распределения.

Здесь другие законы могут давать недопустимо большие ошибки. По этому закону также проводят расчет при постоянном значении  $D_0$ . Треугольное распределение (рис. 2.5.2, б) служит для расчета выхода годных кристаллов в случае, когда наблюдается сгущение плотности дефектов вокруг какой-либо величины.

Прямоугольный закон (рис. 2.5.2, в) является наиболее общим, т.к. предполагает равномерное распределение дефектов по кристаллу. Функция плотности вероятности для него имеет вид:

$$f(D) = \begin{cases} \frac{1}{2D} & \text{при } 0 \leq D \leq 2D_0; \\ 0 & \text{при } D \geq 2D_0. \end{cases}$$

Используя формулу (2.5.8), находят выход годных микросхем для конкретного распределения:

$$Y = \int_0^{2D_0} \exp(-DS) \frac{1}{2D} dD = \frac{-S}{2D_0} \exp(-DS) \Big|_0^{2D_0} = \frac{1 - \exp(-2D_0 S)}{2D_0 S}.$$

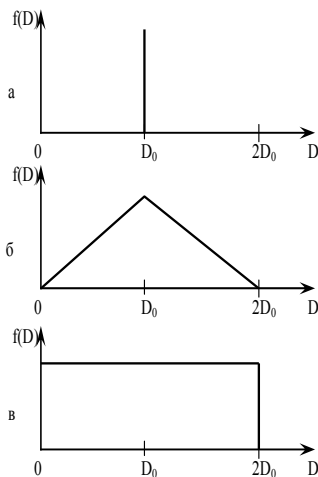


Рис. 2.5.2. Распределение плотности точечных дефектов: а – дельта-функция; б – треугольное; в – прямоугольное

Аналогичные операции проводятся для остальных распределений и выход годных ИМС определяется следующими выражениями:  
дельта-функция

$$Y_1 = \exp(-D_0 S), \quad (2.5.9)$$

треугольное распределение

$$Y_2 = \left[ \frac{1 - \exp(-DS)}{D_0 S} \right]^2, \quad (2.5.10)$$

прямоугольное распределение

$$Y_3 = \frac{1 - \exp(-2D_0 S)}{2D_0 S}. \quad (2.5.11)$$

При  $D_0 S \gg 1$ , что имеет место в большинстве практических случаев,  $\exp(-D_0 S) \rightarrow 0$  и выражения (2.5.9)-(2.5.11) можно переписать в следующем виде:

$$Y_1 \cong \exp(-D_0 S), \quad (2.5.12)$$

$$Y_2 \cong \frac{1}{(D_0 S)^2}, \quad (2.5.13)$$

$$Y_3 \cong \frac{1}{2D_0 S}. \quad (2.5.14)$$

При решении уравнений (2.5.13) и (2.5.14) получаются значительно большие величины прогнозирования выхода годных ИМС по сравнению со значениями, определяемыми по уравнению Пуассона. Причем выражение (2.5.14) наиболее точно отражает реальный выход годных ИМС.

### **Расчет гамма-распределения плотности точечных дефектов**

Более близким к встречающимся на практике распределениям плотности точечных дефектов является гамма-распределение, функция плотности вероятности которого определяется выражением:

$$f(D) = \frac{1}{\Gamma(\alpha)\beta^\alpha} D^{\alpha-1} \exp\left(-\frac{D}{\beta}\right), \quad (2.5.15)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  – параметры распределения;  $\Gamma(\alpha)$  – гамма-функция.

Величины  $D$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  больше нуля. В этом распределении средняя плотность дефектов определяется как  $D_0 = \alpha\beta$ , дисперсия  $\text{var}(D) = \alpha\beta^2$  и коэффициент вариации  $\sqrt{\frac{\text{var}(D)}{D_0}} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}}$ .

Вероятность того, что кристалл содержит  $k$  дефектов, равна

$$P_k = \int_0^\infty \exp(-m) \frac{m}{k!} f(D) dD = \frac{\Gamma(k+\alpha)}{k! \Gamma(\alpha)} \frac{(S\beta)^k}{(S\beta+1)^{k+1}}. \quad (2.5.16)$$

Вероятность отсутствия дефектов на кристалле выражается как

$$Y_4 = P_0 = \frac{1}{(S\beta+1)^\alpha} = \frac{1}{(1+ASD_0)^{1/\beta}}, \quad (2.5.17)$$

где  $A = \frac{\text{var}(D)}{D_0^2} = \frac{1}{\alpha}$ .

В уравнении (2.5.17) выход годных кристаллов является функцией средней плотности дефектов  $D_0$ , площади кристалла  $S$  и параметра формы  $A$ , определяемого как квадрат коэффициента вариации распределения  $D$ . Как правило, гамма-распределение  $D$  представляет собой несимметричное распределение, распространяющееся от нуля до бесконечности. На рис. 2.5.3 представлен вид функции распределения для различных величин параметра формы  $A$ . В предельном случае  $A \rightarrow 0$ , и тогда гамма-распределение сводится к дельта-функции

$$f(D) = \delta(D - D_0), \quad (2.5.18)$$

где  $A \approx 0$ ,  $\beta = SD_0$  и выход годных ИМС определяется ожидаемым выходом годных ИМС, рассчитанным по уравнению Пуассона

$$Y_4 = \exp(-D_0 S), \quad A \rightarrow 0. \quad (2.5.19)$$

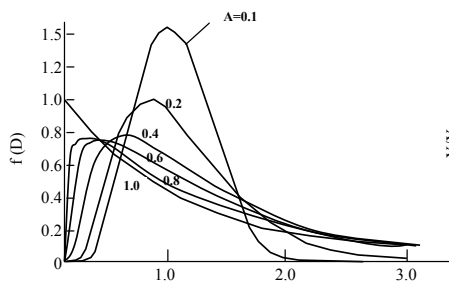


Рис. 2.5.3. Гамма-распределение плотности дефекта

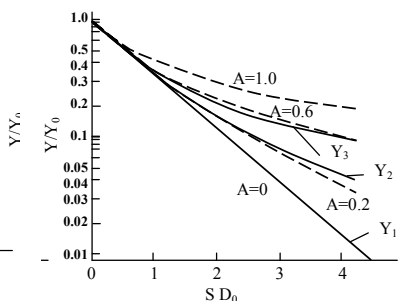


Рис. 2.5.4. Зависимость выхода годных кристаллов для гамма-функции (штриховые кривые), также дельта-функции треугольного и прямоугольного распределения (сплошные кривые)

На рис.2.5.4 приведена гамма-функция выхода годных ИМС с использованием (2.5.17). Для сравнения приведены функции выхода годных ИМС  $Y_2$  и  $Y_3$ . Функция выхода годных ИМС для однородной плотности дефектов  $Y_1$  идентична гамма-функции выхода годных ИМС при  $A=0$ . Гамма-функция является хорошим приближением к функциям  $Y_2$  и  $Y_3$  в широком диапазоне величин  $D_0 S$ . Кроме того, гамма-функция обладает достаточно большим диапазоном изменения формы кривой экспериментального выхода годных ИМС в зависимости от площади под кривой. Поэтому гамма-функция является наиболее универсальной функцией, представляющей выход годных ИМС. Следует отметить, что значения параметров  $A$  и  $D_0$  в значительной степени изменяются для разных видов ИС и различного вида дефектов, т.е. практически определяются видом и режимами технологических операций.

### Определение выхода годных ИС с резервной компоновкой

Современные кристаллы больших МОП-схем памяти разрабатывают с резервными компонентами, которые могут быть включены для замены дефектных компонентов схемы. Замену дефектных компонентов схемы обычно выполняют с использованием плавких соединений. Если в кристалле памяти предусмотрена одна резервная колонка, то

любой кристалл с дефектом в колонке может быть восстановлен путем замены дефектной колонки на резервную. Выход годных кристаллов определяется в этом случае как

$$Y_1 = P_0 + \eta P_1, \quad (2.5.20)$$

где  $P_0$  – вероятность отсутствия дефектов в кристалле;  $P_1$  – вероятность того, что любой кристалл содержит один дефект;  $\eta$  – вероятность того, что кристалл, содержащий один дефект, может быть восстановлен путем использования резервной колонки.

Выражение (2.5.20) может быть распространено и на схемы с более сложной резервной компоновкой.

### Определение составных типов дефектов

Выход годных ИС зависит от различных дефектов, поэтому каждый тип дефектов должен рассматриваться независимо. Кроме того, каждый тип дефектов должен быть охарактеризован плотностью дефектов  $D_{n0}$ , параметром формы распределения дефектов  $A_n$  и частью общей площади кристалла  $S_n$ , которая подвергается воздействию дефектов данного типа. Используя гамма-функцию, выход годных ИС для каждого типа дефектов можно определить по формуле

$$Y_n = \frac{1}{(1 + A_n S_n D_{n0})^{1/A_n}}. \quad (2.5.21)$$

Общий выход годных ИС является произведением выходов годных ИС для каждого известного типа дефектов, т. е.

$$Y = \prod_{n=1}^N Y_n = \prod_{n=1}^N (1 + A_n S_n D_{n0})^{-1/A_n}. \quad (2.5.22)$$

Если на выход годных ИС оказывают влияние несколько основных типов дефектов, то параметры  $A_n$ ,  $S_n$  и  $D_{n0}$  должны быть определены отдельно, а общий выход годных ИС – с использованием (2.5.22).

Влияние всех основных дефектов на выход высококачественных годных ИС, получаемых на высокопроизводительных автоматических линиях, сведено к минимуму. В этом случае выход годных ИС, описываемых уравнением (2.5.22), определяется многими параметрами, каждый из которых близок к единице, т. е.

$$S_n A_n D_{n0} \ll 1.$$

Тогда выход годных кристаллов равен

$$Y = \prod_{n=1}^N (1 + A_n S_n D_{n0})^{-1/A_n}.$$

После логарифмирования этого выражения получим

$$\ln Y = \sum_{n=1}^N -\frac{1}{A_n} \ln(1 + A_n S_n D_{n0}). \quad (2.5.23)$$

С учетом условия  $S_n A_n D_{n0} \ll 1$  выражение (2.5.23) можно переписать в следующем виде:

$$\ln Y = \sum_{n=1}^N -S_n D_{n0} \quad (2.5.24)$$

или

$$Y = \exp \left[ -\sum_{n=1}^N S_n D_{n0} \right] = \exp(-S \bar{D}), \quad (2.5.25)$$

где  $\bar{D} = \frac{1}{S} \sum_{n=1}^N S_n D_{n0}$ .

Отсюда следует, что выход годных ИС можно аппроксимировать экспонентой, параметры которой практически независимы для каждого типа дефектов. Однако при этом следует учитывать, что плотность составных дефектов  $\bar{D}$  связана с типом схемы и ее топологией посредством параметра  $S_n$  и что величина  $\bar{D}$ , полученная для данной схемы, может быть неприемлема для другой схемной структуры.

Если необходимо определить выход нескольких отдельных годных ИС, то выражение (2.5.25) записывается в следующем виде:

$$Y_m = \exp(-MS\bar{D}), \quad (2.5.26)$$

где  $M$  – количество ИС. Результаты расчета согласно выражению (2.5.26) хорошо согласуются с экспериментальными данными.

## Расчет радиально распределенных дефектов

Экспериментально обнаружено, что плотность распределения по пластине дефектов определенного типа имеет сильную радиальную зависимость. В большинстве практических случаев это справедливо для мелких дефектов, таких как повреждения, возникающие при манипулировании пластинами, ошибки совмещения, островки удаленного фоторезиста и т.д.

Радиальное изменение плотности дефектов может быть описано выражением

$$D(r) = D_0 + D_R \exp\left(\frac{r-R}{L}\right), \quad (2.5.27)$$

где  $D_0$  – плотность дефектов в центре пластины;  $D_R$  – увеличение плотности дефектов в краевых областях пластины;  $r$  – радиальная координата;  $R$  – радиус пластины;  $L$  – характеристическая длина, связанная с дефектами краевой области.

Выход годных ИС на пластине с радиальной плотностью распределения дефектов может быть определен при интегрировании функции Пуассона для выхода годных ИС по площади пластины:

$$Y_R = \frac{2}{R^2} \int_0^R \exp[-D(r)S] r dr. \quad (2.5.28)$$

Уравнение (2.5.28) может иметь точное решение, выраженное в неявной форме, и для каждого конкретного случая рассчитывается на ЭВМ.

Радиальная плотность распределения дефектов по (2.5.27) может быть преобразована в функцию распределения  $D$ , т.е.  $f(D)$ . В этом случае выход годных ИС может быть рассчитан с использованием (2.5.9) или функция  $f(D)$  может быть аппроксимирована гамма-распределением.

## ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Установка содержит микроскоп типа МБС и набор исследуемых образцов, представляющих собой полупроводниковые пластины, на поверхности которых сформированы элементы.



Общий вид микроскопа показан на рис. 2.5.5. Конструкция микроскопа типа МБС содержит оптическую головку 1, окулярную насадку 2, осветитель 3 и столик 4. В оптическую головку вмонтированы объектив микроскопа 5 и ось барабана с оптическими системами, заканчивающаяся рукоятками 6. При вращении рукояток происходит переключение коэффициента увеличения, причем его значения 1, 2, 0,6, 4, 2, 7 нанесены непосредственно на поверхность рукоятки. Для установления нужного увеличения необходимо, вращая барабан, совместить цифру на рукоятке с индексом, нанесенным в виде точки на торец фланца, закрывающего подшипник барабана.

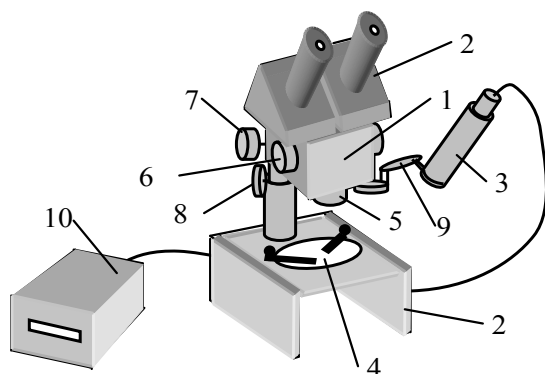


Рис. 2.5.5. Конструкция оптического микроскопа типа МБС

При этом перефокусировку делать не нужно. Каждое из шести положений барабана фиксируется щелчком специального пружинного фиксатора. Оптическая головка имеет механизм фокусировки. При вращении рукояток 7 происходит подъем и опускание оптической головки относительно столика, чем и достигается фокусировка на объект. При рассмотрении крупных объектов необходимо отвернуть винт 8, вытянуть оптическую головку на нужную высоту и снова затянуть его.

Окулярная насадка позволяет изменить межзрачковое расстояние прибора от 56 до 72 мм, т.е. в соответствии с базой глаз наблюдателя. К микроскопу прилагаются четыре пары окуляров увеличения:  $6^x$ ,  $8^x$ ,  $12,5^x$ ,  $14,3^x$  и окуляр  $8^x$  с диоптрийной наводкой, шкалой и сеткой. Оптические характеристики микроскопа с каждой парой из перечислен-

ных окуляров и всех увеличениях объективной части микроскопа приведены в табл.2.5.1.

Таблица 2.5.1

Характеристика микроскопа		Увеличение микроскопа, крат				Поле зрения, мм			
Увеличение объектива	Увеличение окуляра	6 <sup>x</sup>	8 <sup>x</sup>	12,5 <sup>x</sup>	14,3 <sup>x</sup>	6 <sup>x</sup>	8 <sup>x</sup>	12,5 <sup>x</sup>	14,3 <sup>x</sup>
0,6 <sup>x</sup>	14	3,6	4,8	7,5	8,6	39,3	35	32	30,2
1 <sup>x</sup>	14	6	8	12,5	14,3	22,4	20	18	16,8
2 <sup>x</sup>	14	12	16	25	28,6	11,2	10	9	8,4
4 <sup>x</sup>	14	24	32	50	57,2	5,6	5	4,5	5,4
7 <sup>x</sup>	14	42	56	87,5	100,1	3,2	2,9	2,6	2,4

Для проведения линейных измерений или измерений площадей участков необходимо пользоваться окуляром со сменной сеткой (или шкалой) и диоптрийной наводкой. Окуляр вставить в одну из окулярных трубок и, вращая диоптрийное кольцо, добиться резкого изображения сетки или шкалы в зависимости от того, что установлено. После этого механизмом фокусировки добиться резкого изображения исследуемого объекта. В табл. 2.5.2 указано, какой истинной величине объекта соответствует одно деление шкалы или сетки при всех увеличениях микроскопа. Для определения истинных размеров объекта (его линейные размеры или площадь) достаточно подсчитать число делений шкалы, которое укладывается в измеряемый участок объекта, и это число умножить на число, указанное в переводной табл. 2.5.2. Причем число должно соответствовать тому увеличению микроскопа, при котором производится измерение. Шкала и сетка представляют собой стеклянные плоскопараллельные пластины круглой формы. Цена деления шкалы 0,1мм. Цена деления стороны квадрата сетки 1мм. Шкала вставлена в оправу окуляра 8<sup>x</sup> с диоптрийной наводкой, сетка прилагается в комплекте к микроскопу. Чтобы заменить шкалу сеткой, необходимо сделать следующее: вывернуть из корпуса окуляра оправу шкалы, расположенную в нижней его части, затем отвернуть гайку, крепящую шкалу (или сетку), осторожно вынуть шкалу из оправы и заменить ее сеткой.

Осветитель состоит из конденсатора и лампы накаливания с патроном, объединенных общим корпусом. Для обеспечения равномерного освещения объекта в конструкции предусмотрено регулировочное перемещение лампы относительно конденсатора. Регулировку

освещенности осуществляют креплением осветителя на шарнирном кронштейне 9, после этого направляют пучок света на матовую пластинку и слегка отвинчивают гайку на осветителе 3. Затем, взявшись за втулку на осветителе, осторожно перемещают лампу относительно конденсатора, добиваясь равномерного освещения поля зрения, наблюдая в правый и левый окуляры. Кроме того, можно регулировать освещенность, перемещая лампу относительно конденсатора в осевом направлении.

Таблица 2.5.2

Увеличение на шкале рукояток	Одно деление шкалы 0,1 мм	Сторона квадрата 1 мм
	(соответствует истинной величине на объекте)	
0,6	0,17	1,7
1	0,1	1,0
2	0,05	0,5
4	0,025	0,25
7	0,014	0,14

При самом малом увеличении ( $3,5^x$ ) можно пользоваться осветителем без конденсатора. Для этого надо вынуть лампу с патроном из посадочного места в корпусе осветителя и вставить в посадочное место в корпусе стола. В этом случае регулировку освещенности производят перемещением лампы с патроном в посадочном гнезде вдоль оси, вращением вокруг ее оси или поворотом рукоятки реостата блока питания 10.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомится с правилами безопасности при работе на лабораторном стенде.
2. Изучить правила работы на микроскопе типа МБС.
3. Установить исследуемый образец на предметный столик микроскопа.
4. Измерить площадь кристалла, посчитать количество дефектов и определить плотность дефектов  $D_0$ .
5. Определить в процентах площадь пластины, на которой не обнаружено годных элементов, и вычислить соответствующее этой площади значение  $Y$  (отношение числа годных кристаллов к общему числу кристаллов на пластине).

6. Используя функции распределения Пуассона, треугольное, прямоугольное распределения  $D$  и экспериментально найденное значение  $Y$ , определить теоретически произведение  $D_0S$  на основе формул (2.5.7), (2.5.13), (2.5.14).

7. Используя данные, полученные при выполнении предыдущих пунктов для экспериментальной величины выхода годных составных элементов, определить, какие распределения дают лучшее приближение к экспериментальным данным: уравнение (2.5.17) или (2.5.26)?

8. Построить графики зависимостей выхода годных кристаллов  $D_0S$  для гамма-функции, дельта-функции, треугольных и прямоугольных распределений, а также  $f(D)$  от  $D/D_0$  для экспериментально найденного значения  $A$ .

## СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Отчет выполняют на листах формата А4 и начинают с титульного листа.
2. Цель работы.
3. Задание.
4. Перечень приборов, используемых в эксперименте.
5. Расчеты величины выхода годных элементов.
6. Графики.
7. Выводы с изложением причин появления брака для исследуемой пластины.

## **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. Какие технологические факторы влияют на выход полупроводниковых элементов?
2. Модельные представления выхода годных ИС.
3. Факторы проектирования ИС, влияющие на качество РЭА.
4. Точечные дефекты.
5. Распределение Пуассона.
6. Прямоугольное и треугольное распределение выхода годных ИС.
7. Гамма- распределение величины  $D_0$ .
8. Составные типы дефектов.
9. Выходы годных интегральных микросхем с резервной компонентой.

10. Радиальное распределение дефектов.
11. Определение плотности дефектов.
12. Определение площади полупроводниковой структуры с помощью микроскопа типа МБС.

*БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК*

1. Технология СБИС / под ред. С. Зи. М.: Мир, 1986. Т.2. 453с.

## ТЕСТЫ

(выберете один из вариантов ответа)

1. Дайте определение понятию области пространственного заряда (ОПЗ) в  $p$ - $n$ -переходе.

### ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:

1. ОПЗ – область, примыкающая к границе соприкосновения полупроводников $p$ - и $n$ -типа, образуемая нескомпенсированными зарядами ионизированных примесных атомов из-за рекомбинации диффундирующих дырок и электронов.	3. ОПЗ – область на границе соприкосновения двух полупроводников с разным типом проводимости, образуемая дырками и электронами в результате их диффузии: дырок в $n$ -полупроводник и электронов в $p$ -полупроводник.
2. ОПЗ – запирающий слой на границе раздела $p$ - и $n$ -областей, образованный положительными ионами и нескомпенсированными электронами.	4. ОПЗ – область, возникающая при соприкосновении полупроводников с разным типом проводимости и препятствующая дрейфу электронов из полупроводника $n$ - типа в полупроводник $p$ -типа и наоборот – дырок из полупроводника $p$ -типа в полупроводник $n$ -типа.

2. Дайте определение невырожденного полупроводника.

### ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:

1. Полупроводник, уровень Ферми в котором расположен в запрещенной зоне на расстоянии, большем $kT$ от ее границ, вследствие чего носители заряда в этом полупроводнике подчиняются статистике Максвелла – Больцмана.	3. Полупроводник, уровень Ферми в котором расположен в запрещенной зоне на расстоянии равном $kT$ от ее границ, вследствие чего носители заряда в этом полупроводнике подчиняются статистике Максвелла – Больцмана.
2. Полупроводник, уровни примеси в котором расположены в запрещенной зоне на расстоянии не более $kT$ от ее границ, вследствие чего носители заряда в этом полупроводнике подчиняются статистике Ферми – Дирака или Максвелла – Больцмана.	4. Полупроводник, уровни примеси в котором расположены в запрещенной зоне на расстоянии, меньшем $kT$ от ее границ, вследствие чего носители заряда в этом полупроводнике подчиняются статистике Ферми – Дирака.

3. Объясните физический смысл выражения, характеризующего концентрацию носителей заряда в собственном полупроводнике:

$$n_i = p_i = N_c e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} = N_v e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}}.$$

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

<p>1. Концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике <math>n_i</math> (или <math>p_i</math>) равна эффективной плотности квантовых состояний в зоне проводимости (или в валентной зоне), умноженной на экспоненту в степени минус (любая функция <math>a^{-x}</math> изменяется от 1 до нуля), показывающую какая доля квантовых состояний в области проводимости (или в валентной зоне) будет занята свободными электронами (или дырками). Причем величина этой доли зависит от разницы энергий <math>E_C</math> и <math>E_F</math>, показывающей, что чем больше <math>E_C</math>, тем более вероятно, что электрон, связанный с атомом, сможет преодолеть запрещенную зону и стать свободным.</p>	<p>3. Концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике <math>n_i</math> (или <math>p_i</math>) равна эффективной плотности квантовых состояний в зоне проводимости (или в валентной зоне) умноженной на экспоненту в степени минус (любая функция <math>a^{-x}</math> изменяется от 1 до нуля), показывающую какая доля квантовых состояний в области проводимости (или в валентной зоне) будет занята свободными электронами (или дырками). Причем величина этой доли зависит от отношения энергий <math>E_C - E_F</math> и <math>kT</math>, показывающего, что чем больше тепловая энергия, тем более вероятно, что электрон, связанный с атомом, сможет преодолеть запрещенную зону и стать свободным.</p>
<p>2. Концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике <math>n_i</math> (или <math>p_i</math>) равна эффективной плотности квантовых состояний в зоне проводимости (или в валентной зоне), умноженной на экспоненту в степени минус (любая функция <math>a^{-x}</math> изменяется от 1 до нуля), показывающую какая доля квантовых состояний в области проводимости (или в валентной зоне) будет занята свободными электронами (или дырками). Причем величина этой доли зависит от величины <math>kT</math>, показывающей, что чем больше тепловая энергия, тем более вероятно, что электрон, связанный с атомом, сможет преодолеть запрещенную зону и стать свободным.</p>	<p>4. Концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике <math>n_i</math> (или <math>p_i</math>) равна эффективной плотности квантовых состояний в зоне проводимости (или в валентной зоне), умноженной на экспоненту в степени минус (любая функция <math>a^{-x}</math> изменяется от 1 до нуля), показывающую какая доля квантовых состояний в области проводимости (или в валентной зоне) будет занята свободными электронами (или дырками). Причем величина этой доли зависит от величины <math>E_F</math>, показывающей, что чем она больше, тем более вероятно, что электрон, связанный с атомом, сможет преодолеть запрещенную зону и стать свободным.</p>

4. Ковалентная связь атомов в кристалле осуществляется между атомами...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Металлов и полупроводников	3. Металлов и металлоидов
2. Полупроводников и диэлектриков	4. Металлов и диэлектриков

5. Туннельный пробой наиболее вероятен.

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. В плавном <i>p-n</i> -переходе со слабым легированием <i>p</i> - и <i>n</i> -областей.	3. В симметричном <i>p-n</i> -переходе с сильным легированием <i>p</i> - и слабым легированием <i>n</i> -областей.
2. В резком <i>p-n</i> -переходе с сильным легированием <i>p</i> - и <i>n</i> -областей.	4. В несимметричном <i>p-n</i> -переходе с сильным легированием <i>n</i> - и слабым легированием <i>p</i> -областей.

6. Ионная связь атомов в кристалле осуществляется между атомами...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Металлов и полупроводников.	3. Металлов и металлоидов.
2. Полупроводников и диэлектриков	4. Металлов с разной проводимостью.

7. Металлическая связь атомов в кристалле осуществляется между атомами...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Металлов.	3. Диэлектриков.
2. Полупроводников.	4. Металлов с разной проводимостью.

8. Диффузионные токи *p-n*-перехода формирует...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Тепловое движение свободных носителей заряда.	3. Воздействие на свободный носитель заряда электромагнитных полей.
2. Градиент концентрации свободных носителей заряда.	4. Градиент концентрации свободных носителей заряда и их тепловое движение.

9. Обратный ток *p-n*-перехода формируют...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Дрейфовые токи.	2. Диффузионные токи.
--------------------	-----------------------

10. Энергетический уровень на энергетической диаграмме  $E_c$  это...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Дно зоны проводимости.	3. Потолок валентной зоны.
2. Запрещенная зона.	4. Середина запрещенной зоны.



11. Энергетический уровень на энергетической диаграмме  $E_v$  это...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Дно зоны проводимости.	3. Потолок валентной зоны.
2. Запрещенная зона.	4. Энергетический уровень Ферми.

12. Энергетический уровень на энергетической диаграмме  $E_g$  это...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Дно зоны проводимости.	3. Потолок валентной зоны.
2. Запрещенная зона.	4. Середина запрещенной зоны.

13. Запрещенная зона на энергетической диаграмме равна...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Энергии связи валентного электрона с атомом.	3. Валентной зоне.
2. Зоне проводимости.	4. Энергии дрейфа свободного электрона в кристалле.

14. Для получения примесного полупроводника  $n$ -типа проводимости в узел кристалла помещают...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Атомы большей валентности.	3. Атомы благородных газов.
2. Атомы меньшей валентности.	4. Атомы металлоидов.

15. Для получения примесного полупроводника  $p$ -типа проводимости в узел кристалла помещают...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Атомы большей валентности.	3. Атомы благородных газов.
2. Атомы меньшей валентности.	4. Атомы металлоидов.

16. Собственные полупроводники...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Не имеющие чужеродных атомов в структуре кристалла.	3. Имеющие энергетические уровни атомов в запрещенной зоне кристалла.
2. Имеющие чужеродные атомы в структуре кристалла.	4. Имеющие униполярную проводимость.

17. Примесные полупроводники...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Не имеющие чужеродных атомов в структуре кристалла.	3. Имеющие энергетические уровни атомов в запрещенной зоне кристалла.
2. Имеющие чужеродные атомы в структуре кристалла.	4. Имеющие униполярную проводимость.

18. Дрейфовые токи  $p$ - $n$ -перехода формирует...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Тепловое движение свободных носителей заряда.	3. Воздействие на свободный носитель заряда электромагнитных полей.
2. Градиент концентрации свободных носителей заряда.	4. Градиент концентрации свободных носителей заряда и их тепловое движение.

19. Прямой ток  $p$ - $n$ -перехода формируется...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Дрейфовыми токами.	2. Диффузионными токами.
-----------------------	--------------------------

20. В уравнении Максвелла – Больцмана вместо символа  $A$  расставить правильно символы

$$f(E, T) \approx \exp\left(-\frac{E - A_f}{kT}\right) = C \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) f(E, T).$$

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Текущую энергию.	3. Энергию уровня Ферми.
2. Постоянную Планка.	4. Коэффициента Больцмана.

21. Равенство  $E_x = \frac{1}{2}(E_c + E_v) - \frac{3}{4}KT \ln \frac{m_n}{m_p}$  описывает...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Уровень Ферми.	3. Зону проводимости.
2. Уровень середины запрещенной зоны.	4. Валентную зону.

22. С увеличением отношения  $\frac{R_0}{R_d}$ , где  $R_0$  – балластное сопротивление в цепи стабилитрона;  $R_d$  – дифференциальное сопротивление стабилитрона...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Стабилизация напряжения улучшается.	3. Стабилизация напряжения ухудшается.
2. Не влияет на величину стабилизации.	4. Незначительно влияет на величину стабилизации.

23. В режиме стабилизации напряжения стабилитроны включают в электронную цепь...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Параллельно нагрузке.	2. Последовательно нагрузке.
--------------------------	------------------------------

24. Работа стабилитрона основана на эффекте...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Лавинного пробоя.	3. Теплового пробоя.
2. Туннельного пробоя.	4. Управляемого лавинного пробоя.

25. Туннельные диоды изготавливают из полупроводников проводимости...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Невырожденной.	3. Вырожденной.
2. $n$ -типа.	4. $p$ -типа.

26. Туннельные диоды  $N$ -типа образуют...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Положительную проводимость.	3. Отрицательное сопротивление.
2. Отрицательную проводимость.	4. Положительное сопротивление.

27. Туннельные диоды  $S$ -типа образуют...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Положительную проводимость.	3. Отрицательное сопротивление.
2. Отрицательную проводимость.	4. Положительное сопротивление.

28. Тепловые шумы описываются формулой...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $U^2 = 4kTR\Delta f$ .	3. $U^2 = URf^{-n}$ .
2. $U^2 = 2eI R_{p-n}^2 \Delta f$ .	4. $U^2 = URf^{+n}$ .

29. Дробовые шумы описываются формулой...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $U^2 = 4kTR\Delta f$ .	3. $U^2 = URf^{-n}$ .
2. $U^2 = 2eI R_{p-n}^2 \Delta f^*$ .	4. $U^2 = URf^{+n}$ .

30. Низкочастотные шумы описываются формулой...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $U^2 = 4kTR\Delta f$ .	3. $U^2 = URf^{-n}$ .
2. $U^2 = 2eI R_{p-n}^2 \Delta f$ .	4. $U^2 = URf^{+n}$ .

31. При импульсном переключении прямого смещения на обратное время установления определяется временем рассасывания свободных носителей заряда, накопленных в области...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Эмиттера.	3. Базы.
2. Коллектора.	4. Контактыв металл-полупроводник.

32. При прямом смещении *p-n*-перехода происходит накопление свободных носителей заряда в области...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Эмиттера.	3. Базы .
2. Коллектора.	4. Контактыв металл-полупроводник.

33. Спад остаточного напряжения в импульсном диоде  $\frac{kT}{e} = U_T$  происходит по...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Линейному закону.	3. Логарифмическому закону.
2. Экспоненте.	4. Квадратичному закону.

34. Спад остаточного напряжения в импульсном диоде  $\frac{kT}{e} = U_T$  происходит по...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Линейному закону.	3. Логарифмическому закону.
2. Экспоненте.	4. Квадратичному закону.

35. В первый момент времени сразу же после переключения напряжения на импульсном диоде с прямого на обратное численное значение обратного тока...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Больше теплового.	3. Равно теплового.
2. Меньше теплового.	4. Не связано с тепловым током.

36. Равновесное значение обратного тока импульсного диода определяется временем...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Установления прямого сопротивления ( $\tau_{уст}$ ) полупроводника .	3. Переднего фронта импульса.
2. Восстановления обратного сопротивления ( $\tau_{восст}$ ).	4. Заднего фронта импульса.

37. Быстродействие импульсного диода достигается уменьшением...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Времени жизни неосновных носителей заряда.	3. Длительности импульса.
2. Времени жизни основных носителей заряда.	4. Численного значения обратного тока.

38. Быстродействие импульсного диода достигается уменьшением времени восстановления ( $\tau_{\text{восст}}$ ) путем...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Уменьшения размеров пассивных баз диода.	3. Уменьшения размеров полупроводника.
2. Уменьшения размеров области пространственного заряда <i>p-n</i> -перехода.	4. Уменьшения размеров омических контактов прибора.

39. Быстродействие импульсного диода достигается уменьшением...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Диффузионной емкости <i>p-n</i> перехода.	3. Распределенной емкости полупроводника.
2. Барьерной емкости.	4. Распределенной емкости омических контактов прибора.

40. Напряжение источника питания стабилитрона описывается формулой  $U_{in} = U_{cm} + R_0(I_s + I_{cm})$ , где  $R_0$  – балластное сопротивление,  $U_{cm}$  – напряжение стабилизации на электродах стабилитрона,  $I_{cm}$  – ток стабилитрона.

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Обратный ток стабилитрона ( $I_s$ ).	3. Ток балластного сопротивления ( $I_0$ ).
2. Ток нагрузки ( $I_n$ ).	4. Прямой ток стабилитрона.

41. Ток стабилитрона описывается формулой  $I_{cm} = \frac{? + I_{\min}}{2}$ .

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Максимальное значение тока ( $I_{\max}$ ).	3. Ток нагрузки ( $I_n$ ).
2. Ток балластного сопротивления ( $I_0$ ).	4. Обратный ток стабилитрона ( $I_s$ ).

42. Проводимость туннельного диода *N*-типа описывается формулой  $-\sigma = \frac{?}{\Delta U}$ .

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Сумма максимального и минимального значений тока диода. 2. Обратный ток диода.	3. Ток нагрузки. 4. Диапазон изменения тока.
--	---

43. Проводимость туннельного диода  $N$ -типа описывается формулой

$$-\sigma = \frac{?}{\Delta U}.$$

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Сумма максимального и минимального значений тока диода. 2. Обратный ток диода.	3. Ток нагрузки . 4. Диапазон изменения тока.
--	--

44. Туннельные диоды изготавливают из полупроводников...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Невырожденных. 2. $p$ -типа проводимости.	3. $n$ -типа проводимости . 4. Вырожденных.
---	--

45. Конструкция биполярного транзистора содержит два  $p$ - $n$ -перехода, связанных...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Гальванически. 2. Параллельно.	3. Последовательно . 4. Механически.
--------------------------------------	---

46. При прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода эмиттера и обратного смещения коллекторного  $p$ - $n$ -перехода это...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Нормально активный режим. 2. Режим отсечки.	3. Двойной инжекции. 4. Инверсно-активный режим.
---	---

47. При прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода эмиттера и коллектора это...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Нормально активный режим. 2. Режим отсечки.	3. Двойной инжекции. 4. Инверсно-активный режим.
---	---

48. При прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода коллектора и обратного эмиттера это...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Нормально-активный режим. 2. Режим отсечки.	3. Двойной инжекции. 4. Инверсно-активный режим.
---	---

49. При обратном смещении  $p$ - $n$ -переходов коллектора и эмиттера это...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Нормально-активный режим .	3. Двойной инжекции.
2. Режим отсечки.	4. Инверсно-активный режим.

50. При нормально-активном режиме выполняется равенство...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $I_{\vartheta} \approx I_k$	3. $I_k = I_{kp} + I_{kn}$
2. $I_{n\vartheta} \approx I_{\bar{\sigma}}$	4. $I_{\vartheta} = I_k + I_{\bar{\sigma}}$

51. Коэффициент передачи эмиттерного тока описывается формулой

$$\alpha_N = \frac{I_k}{I_{\vartheta}} \Big|_{\rho \rightarrow \text{const}} \text{ при...}$$

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $U_{к\bar{\sigma}}^*$	3. $U_{к\bar{\sigma}}$
2. $U_{\bar{\sigma}\vartheta}$	4. $U_{ин}$

52. Коэффициент инжекции эмиттера описывается формулой

$$\gamma = \frac{I_{n\vartheta}}{?} \Big|_{U_{к\bar{\sigma}} \rightarrow \text{const}}$$

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $I_{nk} + I_{n\vartheta}$	3. $I_{n\bar{\sigma}} + I_{n\vartheta}$
2. $I_{p\vartheta} + I_{n\vartheta}$	4. $I_{nk} + I_{p\vartheta}$

53. Коэффициент инжекции эмиттера описывается формулой

$$\gamma = \frac{I_{n\vartheta}}{?} \Big|_{U_{к\bar{\sigma}} \rightarrow \text{const}}$$

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $I_{nk} + I_{n\vartheta}$	3. $I_{n\bar{\sigma}} + I_{n\vartheta}$
2. $I_{p\vartheta} + I_{n\vartheta}$	4. $I_{nk} + I_{p\vartheta}$

54. Коэффициент переноса свободных носителей заряда через базу транзистора описывается формулой  $\beta = \frac{I_{нк}}{I_{пэ}}$  при  $U_{кб} \rightarrow \text{const}$

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $I_{нк} + I_{пэ}$	3. $I_{нб} + I_{пэ}$
2. $I_{пэ}$	4. $I_{нк} + I_{пэ}$

55. Схема включения транзистора в электронную цепь с общим эмиттером (ОЭ) обладает высокими...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Входным и выходным сопротивлениями.	3. Входным сопротивлением.
2. Входным и малым выходным сопротивлениями.	4. Выходным и малым входным сопротивлениями.

56. Схема включения транзистора в электронную цепь с общим эмиттером (ОЭ) обладает коэффициентами усиления...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $K_I > 1, K_U > 1$	3. $K_I > 1, K_U < 1$
2. $K_I < 1, K_U > 1$	4. $K_I > 1, K_U = 0$

57. Схема включения транзистора в электронную цепь с общей базой (ОБ) обладает коэффициентами усиления...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $K_I < 1, K_U > 1$	3. $K_I > 1, K_U < 1$
2. $K_I > 1, K_U > 1$	4. $K_I < 1, K_U < 1$

58. Схема включения транзистора в электронную цепь с общим коллектором (ОК) обладает коэффициентами усиления...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $K_I < 1, K_U > 1$	3. $K_I > 1, K_U < 1$
2. $K_I > 1, K_U > 1$	4. $K_I < 1, K_U < 1$

59. Высокочастотными свойствами обладает схема включения транзистора...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. ОЭ;	2. ОБ;	3. ОК
--------	--------	-------



60. При каком включении транзистора выходная статическая характеристика пересекает отрицательную ось напряжений...?

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

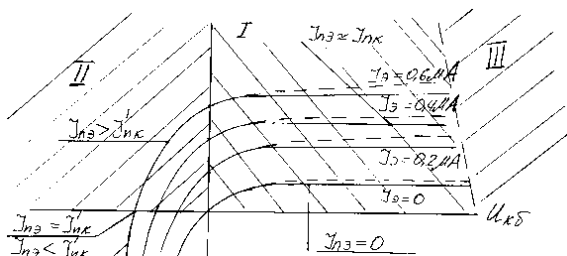
1. ОЭ;	2. ОБ;	3. ОК
--------	--------	-------

61. При каком включении транзистора выходная статическая характеристика располагается в области положительных значений осей тока и напряжения...?

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. ОЭ;	2. ОБ ;	3. ОК
--------	---------	-------

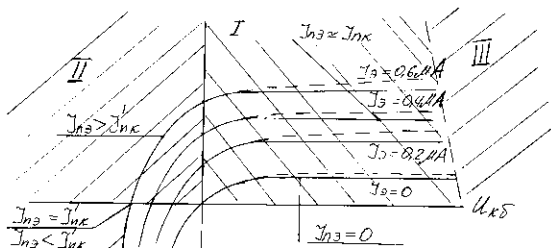
62. В какой области статической характеристики реализуется режим насыщения?



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. III;	2. II ;	3. I
---------	---------	------

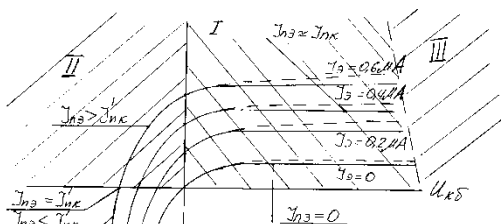
63. В какой области статической характеристики реализуется нормально активный режим ?



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. III ;	2. II ;	3. I
----------	---------	------

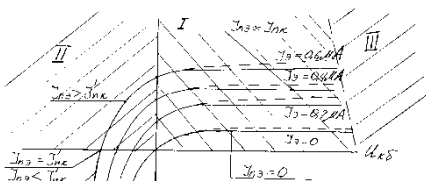
64. В какой области статической характеристики реализуется режим лавинного пробоя?



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. III*;	2. II ;	3. I
----------	---------	------

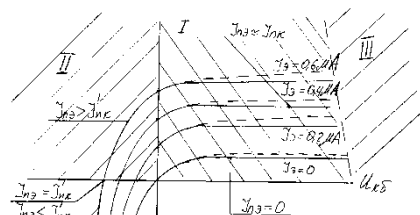
65. В какой области статической характеристики описывается характер изменения тока, формируемого инжекцией коллектора свободных электронов в базу транзистора ?



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. III	2. II	3. I
--------	-------	------

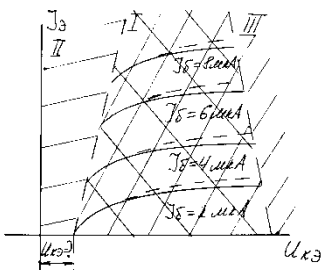
66. Токи в области II при  $U_{КБ} = 0$  формируются инжекцией свободных электронов в базу транзистора...



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Эмиттером	2. Базой	3. Коллектором.
--------------	----------	-----------------

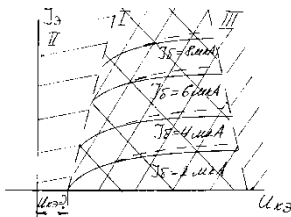
67. В какой области статической характеристики реализуется режим насыщения?



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. III	2. II	3. I
--------	-------	------

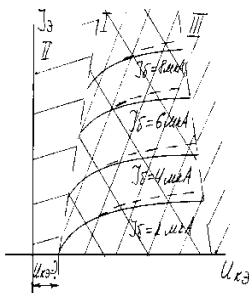
68. В какой области статической характеристики реализуется режим пробоя?



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. III	2. II	3. I
--------	-------	------

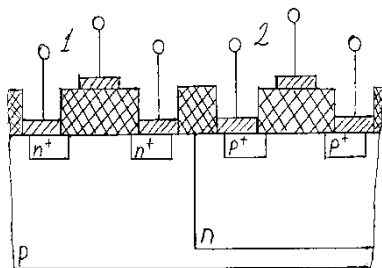
69. В какой области статической характеристики реализуется нормально активный режим?



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. III	2. II	3. I
--------	-------	------

70. Принцип работы конструкции данного МДП транзистора в режиме...



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

- |   |
|---|
| 1. Встроенного канала. 2. Комплиментарного приема сигнала. 3. Индукционного канала. |
|---|

71. В исходном состоянии МДП транзистор открыт с...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

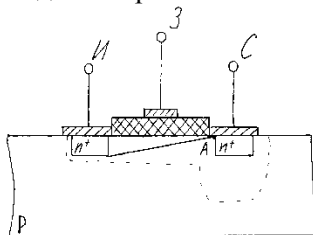
- |   |
|---|
| 1. Встроенным каналом. 2. Индукционным каналом. |
|---|

72. В исходном состоянии МДП транзистор закрыт с...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

- |   |
|---|
| 1. Встроенным каналом. 2. Индукционным каналом. |
|---|

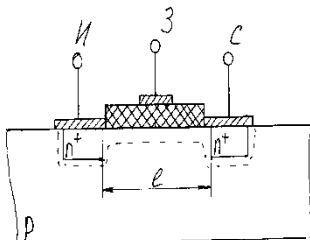
73. МДП транзистор находится в режиме...



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

- |  |
|--|
| 1. Отсечки. 2. Насыщения. 3. Линейном. |
|--|

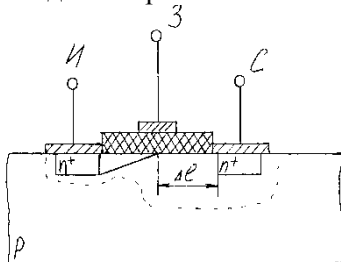
74. МДП транзистор находится в режиме...



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Отсечки.	2. Насыщения.	3. Линейном.
-------------	---------------	--------------

75. МДП транзистор находится в режиме...



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Отсечки.	2. Насыщения.	3. Линейном.
-------------	---------------	--------------

76. В МДП транзисторе с индукционным каналом пороговое напряжение ( $U_{пор}$ ) характеризует режим...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Отсечки.	2. Начала прохождения тока по токовому каналу.	3. Насыщения.
-------------	--	---------------

77. В МДП транзисторе внутреннее сопротивление описывается формулой

$$R_C = \frac{dU_C}{dJ_C} \Big|_{V \rightarrow \text{const}}$$

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $U_{зи}$	2. $U_{си}$	3. $U_{сз}$	4. $I_3$
-------------	-------------	-------------	----------

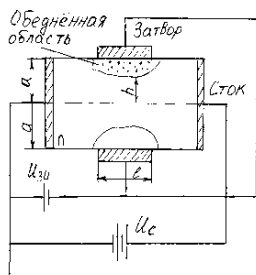
78. В МДП транзисторе коэффициент усиления описывается форму-

$$\text{лой } K = \frac{dU_c}{dU_{зи}} \Big|_{b \rightarrow \text{const}}$$

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $U_{зи}$	2. $U_{си}$	3. $U_c$	4. $I_c$
-------------	-------------	----------	----------

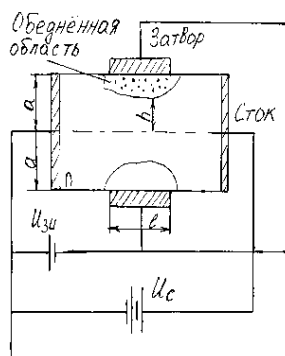
79. В полевом транзисторе отсутствует...



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Механизм инжекции свободных носителей заряда.	3. Механизм униполярной проводимости.
2. Режим насыщения.	4. Режим дрейфа свободных носителей заряда.

80. Основой работы полевого транзистора является...



**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Механизм инжекции свободных носителей заряда.	3. Механизм униполярной проводимости.
2. Механизм термогенерации свободных носителей заряда.	4. Пороговое напряжение.

81. Входное сопротивление полевого транзистора...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Велико.	3. Равно сопротивлению сток-исток.
2. Имеет малое сопротивление.	4. Равно сопротивлению сток-затвор.

82. Выходное сопротивление полевого транзистора в режиме усиления (нормально-активный режим) определяется...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Сопротивлением материала полупроводника.	3. Сопротивлением сток-затвор.
2. Сопротивлением затвор-исток.	4. Сопротивлением контактов металл-полупроводник.

83. Выходное сопротивление фоторезистора в активном режиме определяется...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Сопротивлением материала полупроводника.	3. Способом включения в электронную схему.
2. Механизмом генерации неравновесных носителей заряда.	4. Сопротивлением контактов металл-полупроводник.

84. Выходное сопротивление фоторезистора в активном режиме определяется...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. Сопротивлением материала полупроводника.	3. Способом включения в электронную схему.
2. Механизмом генерации неравновесных носителей заряда.	4. Сопротивлением контактов металл-полупроводник.

85. Укажите соотношение, определяющее напряжение на фотодиоде в вентильном режиме...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $V_{\Phi} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I_{\Phi}}{I_S} + 1 \right)$	3. $V_{\Phi} = \frac{q}{kT} \ln \left( \frac{I_{\Phi}}{I_S} + 1 \right)$
2. $V_{\Phi} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I_{\Phi}}{I_S} \right)$	4. $V_{\Phi} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I_S}{I_{\Phi}} - 1 \right)$

86. Укажите верное выражение для определения плотности упаковки...

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

1. $K = IgN$	3. $F = \frac{\sum_{i=1}^p B_i N_{oi}}{n}$
2. $\gamma_S = (N_{\Omega} + N_K) / S_K$	4. $\omega = N / S = 10^k / S$

87. Дыход годных ИМС подсчитывают по следующей формуле:

**ВАРИАНТЫ ОТВЕТОВ:**

<p>1. <math>Y=Y_0Y_1(D_0,S,\alpha_i)</math></p>	<p>3. <math>m = \frac{n}{N} = D_0S</math></p>
<p>2. <math>P_k = \frac{n!}{k!(n-k)!} \cdot \frac{1}{N^k} (N-1)^{n-k}</math>.</p>	<p>4. <math>P_k = \int_0^{\infty} \exp(-m) \frac{m^k}{k!} f(D) dD = \frac{\Gamma(k+\alpha)}{k! \Gamma(\alpha)} \frac{(S\beta)^k}{(S\beta+1)^{k+1}}</math></p>

**Работа выполнена при поддержке грантов Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых – докторов наук (№ МД-5205.2016.9) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-07-00494 А) и «Конкурс РФФИ – Самарская область – (№ 16-47-630459) – р\_а».**



## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Милнс А., Фойгт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. М.: Мир, 1975. 432 с.
2. Лысов В.Ф. Практикум по физике полупроводников. М.: Просвещение, 1976. 208 с.
3. Миддлбрук Р.Д. Введение в теорию транзисторов. М.: Атомиздат, 1960. 304 с.
4. Пикус Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1965. 450 с.
5. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам / под ред. д-ра физ.-мат. наук, проф. К.В. Шалимовой. М.: Высшая школа, 1968. 464 с.
6. Горюнов Н.Н., Кузнецов А.Ф., Экслер А.А. Схемы на туннельных диодах. М.: Энергия, 1965. 80 с.
7. Чжоу В.Ф. Принципы построения схем на туннельных диодах / пер. с англ. М.: Мир, 1966. 448 с.
8. Жеребцов И.П. Основы электроники. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1990. 352 с.
9. Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника: учеб. пособие / под ред. проф. Н.Д. Федорова. М.: Радио и связь, 1996. 559 с.
10. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам / под ред. проф. К.В. Шалимова. М.: Высшая школа, 1968. 463 с.
11. Федотов Я.А. Основы физики полупроводниковых приборов. М.: Сов. радио, 1963. 592 с.
12. Степаненко И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. М.: Госэнергоиздат, 1963. 672 с.
13. Ефимов И.В., Козырь И.Я., Горбунов Ю.И. Микроэлектроника. М.: Высшая школа, 1987. 416 с.
14. Лабуда А.А., Никифорова Н.Н. Физическая микроэлектроника: учеб. пособие. Минск: БГУ, 2001. 132 с.
15. Цифровые и аналоговые интегральные микросхемы: Справочник / под ред. С. В. Якубовского. М.: Радио и связь, 1990. 496 с.
16. Аваев Н.А., Наумов Ю.Е., Фролкин В.Т. Основы микроэлектроники: учеб. пособие для вузов. – М.: Радио и связь, 1991. 288 с.

17. Измерения и контроль в микроэлектронике: учеб. пособие для вузов / под ред. А. А. Сазанова. М.: Высшая школа, 1984. 367 с.
18. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника / пер. с испан. С.И. Баскакова ; под ред. В.А. Терехова; предисл. В.А. Терехова. М.: Высшая школа, 1991. 351 с.
19. Носов Ю.Р., Сидоров А.С. Оптроны и их применение. М.: Радио и связь, 1981. 280 с.
20. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. М.: Сов. радио, 1977. 360 с.
21. Поляков В.И., Стародубцев Э.В. Проектирование гибридных тонкопленочных интегральных микросхем: учеб. пособие по дисциплине «Конструкторско-технологическое обеспечение производства ЭВМ». СПб.: НИУ ИТМО, 2013. 80 с.
22. Ермолаев Ю.П., Пономарев М.Ф., Крюков Ю.Г. Конструкции и технология микросхем (ГИС и БГИС) : учеб. для вузов. / под ред. Ю.П. Ермолаева : М.: Сов.радио, 1980. 256 с.
23. Основы проектирования микроэлектронной аппаратуры / под ред. Б.Ф. Высоцкого. М.: Сов. радио, 1978. 352 с.
24. Технология СБИС / под ред. С. Зи. М.: Мир, 1986. Т.2. 453с.

Учебное издание

*Колпаков Всеволод Анатольевич  
Кричевский Сергей Васильевич*

## **ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА**

*Лабораторный практикум*

Редактор Н.С. Купринова  
Доверстка Л.Р. Дмитриенко

Подписано в печать 20.06.2016. Формат 60x84 1/16.

Бумага офсетная. Печать офсетная.

Печ. л. 14,75.

Тираж 100 экз. Заказ . Арт. С-24/2016.

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени академика С.П. КОРОЛЕВА»  
(Самарский университет)  
443086 Самара, Московское шоссе, 34.

---

Изд-во Самарского университета. 443086 Самара, Московское шоссе, 34.

