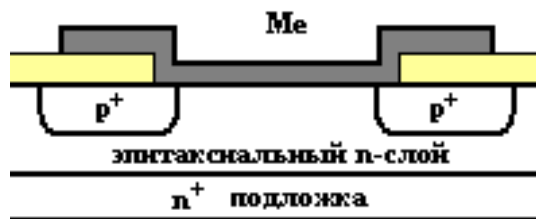


ФГБОУ ВО «Воронежский государственный  
технический университет»

Кафедра полупроводниковой электроники  
и наноэлектроники

## МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

по выполнению лабораторных работ № 1—2  
по дисциплине «Физические основы электроники»  
для студентов направления 11.03.04  
«Электроника и наноэлектроника»,  
профиля «Электронное машиностроение»  
очной формы обучения



Воронеж 2015

Составители: д-р техн. наук С.А. Акулинин,  
ст. преподаватель С.А. Минаков

УДК 621.382

Методические указания по выполнению лабораторных работ № 1—2 по дисциплине «Физические основы электроники» для студентов направления 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника», профиля «Электронное машиностроение» очной формы обучения/ ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»; сост. С.А. Акулинин, С.А. Минаков. Воронеж, 2015. 46 с.

Методические указания содержат краткие теоретические и практические сведения о  $p-n$ -переходе, биполярном транзисторе.

Предназначены для оказания помощи студентам при выполнении лабораторных работ и закреплении теоретических сведений по дисциплине «Физические основы электроники».

Методические указания подготовлены в электронном виде в текстовом редакторе MS Word 2003 и содержатся в файле ФОЭ1.doc.

Ил. 14. Библиогр.: 8 назв.

Рецензент д-р техн. наук, проф. К.А. Разинкин

Ответственный за выпуск зав. кафедрой  
д-р физ.-мат. наук, проф. С.И. Рембеза

Издается по решению редакционно-издательского совета  
Воронежского государственного технического университета

© ФГБОУ ВО «Воронежский государственный  
технический университет», 2015

# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

## ИЗУЧЕНИЕ ВЫПРЯМЛЯЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА

### 1. ОБЩИЕ УКАЗАНИЯ ПО РАБОТЕ

1.1. Цель работы: изучение работы электронно-дырочного перехода.

1.2. При выполнении используется тестер Л2-56. Расчетная часть работы выполняется на ЭВМ IBM PC.

### 2. ДОМАШНЕЕ ЗАДАНИЕ И МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ПО ЕГО ВЫПОЛНЕНИЮ

2.1. Ознакомиться с методикой расчета ВАХ  $p$ - $n$ -перехода для идеального случая.

## МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

### КРАТКАЯ ТЕОРИЯ P-N ПЕРЕХОДА

#### Образование $p$ - $n$ перехода

$P$ - $n$ -переходом называют контакт двух объемов полупроводника противоположного типа проводимости. При рассмотрении краткой теории такого контакта мы будем исходить из следующих упрощающих предположений: границы между  $p$  и  $n$  областями представляют собой кристаллографическую плоскость, с одной стороны которой полупроводник с шириной запрещенной зоны  $E_g$  легирован мелкой примесью до концентрации  $N_d$ , а с другой стороны - мелкой акцепторной примесью до концентрации  $N_a$  ( пусть для простоты  $N_d=N_a$ ). Такой переход называется резким. Так как при комнатной

температуре (300 К) вся легированная примесь ионизирована, то:

$$n_{n0} = N_{\alpha}, p_{p0} = N_{\alpha}.$$

здесь первый подстрочный знак ( $n, p$ ) определяет тип проводимости рассматриваемой области, а индекс "0" означает состояние термодинамического равновесия. В этом состоянии концентрации основных ( $p_{p0}, n_{n0}$ ) и неосновных ( $p_{n0}, n_{p0}$ ) носителей связаны законом действующих масс:

$$n_{n0} * p_{n0} = p_{p0} * n_{p0} = n_i^2 \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad (1)$$

где  $n$  - концентрация свободных носителей в нелегированном собственном полупроводнике. Величина  $n$  определяется физической природой материалов и зависит от температуры. Например, для германия ( $E_g = 0.65$  эВ при 300 К  $n_i = 2,4 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>). Если при этом  $N_d = n_{n0} = 10^{22}$  м<sup>-3</sup>, то есть концентрация неосновных носителей на много порядков меньше концентрации основных (рис.1, а).

До приведения в контакт (на самом деле  $p$ - $n$ -переход получают не простым приведением двух полупроводников в контакт, а тем более сложным способом /1/ как  $n$ , так и  $p$ -области электрически нейтральны, так как положительный заряд ионизированных доноров и отрицательный заряд ионизированных акцепторов, расположенных в узлах кристаллической решетки (неподвижных), полностью компенсируется (экранируется) зарядом свободных носителей - отрицательных электронов (-) и положительных (+) дырок соответственно.

Свободные носители в каждой изолированной области полупроводника совершают хаотическое тепловое движение, вследствие чего суммарный ток через кристалл равен нулю. При приведении  $n$ - и  $p$ - областей в контакт на границе раздела М-М (рис. 1, б) из-за градиента концентрации свободных носителей (электронов в  $n$ - области, больше, чем в  $p$ - области, а дырок в  $p$ - области гораздо больше, чем в  $n$ - области) возникают диффузионные потоки основных носителей - электронов из  $n$ - области в  $p$ - область и дырок - из  $p$ - области в  $n$ - область. При этом, однако, вблизи раздела  $n$ - и  $p$ - области возникают объемные заряды (положительные в  $n$ - области и отрицательные в  $p$ - области), поле которых не дает электронам, перешедшим через контакт  $n$ - в  $p$ - область, и дыркам, прошедшим в  $n$ -область, уйти вглубь этих областей. Через некоторое время, оставаясь вблизи контакта М-М, электроны попавшие в  $p$ - область, прорекомбинируют там с дырками, а дырки, попавшие в  $n$ - область, с электронами в результате у границы М-М в  $n$ - области практически не будет электронов, а в приконтактном слое в  $p$ - области не будет дырок. У контакта, таким образом, возникает слой, обедненный свободными носителями заряда.

В нем остаются лишь ионизированные доноры и акцепторы, заряды которых теперь некомпенсированы с зарядами свободных носителей тока. На рис.1, б в логарифмическом и линейных масштабах представлены распределения свободных носителей вблизи  $p$ - $n$ -перехода. Объемные заряды создают электрическое поле в приконтактной области, и между  $n$ - и  $p$ - областями полупроводника возникает так называемая контактная разность потенциалов. Контактное поле не проникает за пределы слоя неподвижных объёмных зарядов. Поэтому вне

этого слоя носители движутся, по-прежнему совершенно хаотично, и число носителей, налетевших на слой объемного заряда, зависит только от их концентрации и скорости теплового движения.

Если в слой объемных зарядов влетает неосновной носитель (электрон из  $p$ - области или дырка из  $n$ - области), то контактное поле подхватывает его и перебрасывает его через этот слой. Поэтому каждый неосновной носитель, налетающий на  $p$ - $n$ - переход, обязательно проходит через него. Наоборот, основные носители тока (электроны из  $n$ - области и дырки из  $p$ - области) смогут перелетать через слой объемных зарядов лишь в том случае, если кинетическая энергия их движения вдоль оси  $x$  достаточно для преодоления контактной разности потенциалов, то есть если она больше  $\phi_c$ . Поэтому как только образуются объемные заряды у границы раздела М-М, потоки основных носителей, пересекающих эту границу, уменьшаются. Если, однако, эти потоки все еще больше встречных потоков неосновных носителей, остающихся неизменными, объемный заряд будет увеличиваться. Увеличение объемного заряда будет продолжаться до тех пор, пока потоки основных носителей не уменьшатся до величины потоков неосновных носителей. Таким образом, устанавливается динамическое равновесное состояние  $n$ - $p$ - перехода.

#### Равновесная контактная разность потенциалов

Итак, в равновесии через  $n$ - $p$ - переход текут равные друг другу потоки электронов из  $n$ -области в  $p$ -область и навстречу.

Равенство этих потоков обеспечивается благодаря существованию определенной контактной разности потенциалов  $V_{co}$ , уменьшающей потоки основных носителей, пересекаю-

щих переход от уровня потоков неосновных носителей. Воспользовавшись Максвелловским распределением частиц по скоростям, можно показать, что число объемного заряда равно  $1/4$  произведения концентрации носителей на среднюю скорость их теплового движения  $\langle V \rangle$  и на площадь  $p$ - $n$  перехода  $S$ . Например, число электронов, налетающих за единицу времени на переход со стороны  $n$ -областей, равно  $1/4 n \langle V_n \rangle S$ , а число электронов, налетающих на переход  $p$ -области, равно  $1/4 n_{p0} \langle V_n \rangle S$ . Можно показать, что контактное поле уменьшает потоки основных носителей, преодолевающих разность потенциалов  $V_{k0}$ ,  $e^{-qV_{k0}/kT}$  раз, так что поток электронов из  $n$ - в  $p$ -область полупроводника становится равным

$$\frac{1}{4} n_{n0} \langle V_n \rangle S e^{-qV_{k0}/kT} = 1/4 n_{p0} \langle V_n \rangle S \quad (2)$$

Отсюда находим

$$n_{n0} * e^{-qV_{k0}/kT} = n_{p0} \quad (3)$$

$$qV_{k0} = kT \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = kT \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \quad (4)$$

Последнее выражение получено с помощью закона действующих масс (1). Приравнивание встречных потоков дырок, пересекающих  $p$ - $n$  переход, дает:

$$p_{p0} e^{-qV_{k0}/kT} = p_{n0} \quad (5)$$

$$qV_{k0} = kT \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = kT \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \quad (6)$$

Сравнивая выражения (4) и (6), видим, что встречные потоки электронов и дырок выравниваются при одной и той же контактной разности потенциалов  $V_{ко}$ . Из (4) и (6) видно также, что потенциальный барьер тем выше, чем больше различие в концентрациях носителей одного знака в  $p$ - и  $n$ -областях. Отсюда же следует и тот факт, что при контакте двух полупроводников собственной проводимости ( $n_{n0} = p_{p0} = n_i$ ) потенциальный барьер не возникает. Поэтому при достижении температуры собственной проводимости  $p$ - $n$ - переход исчезает.

### Энергетическая диаграмма $p$ - $n$ - перехода

В отсутствие электрического поля энергетические уровни полупроводника изображаются горизонтальными прямыми (рис.2, а) (это выражает тот факт, что энергия электрона, находящегося на данном уровне, например, на дне зоны проводимости, во всех точках полупроводника одна и та же). Она не зависит от координат электронов в кристалле. При наличии же электрического поля картина меняется. К обычной энергии электрона в кристалле добавляется теперь потенциальная энергия электрона в этом электрическом поле. Поэтому все энергетические уровни полупроводника искривляются. В частности, наличие контактного поля в  $p$ - $n$ - переходе приводит к искривлению уровней на величину  $qV_{ко}$  (рис.2, б). Электрон, находящийся на дне зоны проводимости, имеет теперь энергию в  $p$ -области на  $qV_{ко}$  больше, чем в  $n$ -области. Эта энергия переходит в кинетическую, когда она попадает из  $p$ -области в  $n$ -область, так как электрон ускоряется полем при прохождении



через слой объемного заряда. Ступенька на энергетической диаграмме  $p$ - $n$ - перехода имеет как раз такую величину, что уровни Ферми в  $n$ - и  $p$ -областях полупроводника оказывается на одной высоте (рис.2, б).

Действительно, для невырожденного полупроводника

$$\begin{aligned} n_{n0} &= N_c e^{-(E_{fn}-E_c)/kT} \\ n_{p0} &= N_c e^{-(E_{fp}-E_c)/kT} \end{aligned} \quad (7)$$

Где  $N_c$  - эффективная плотность состояния у дна зоны проводимости,  $E_{fn}, E_{fp}$  - уровни Ферми в  $n$ - и  $p$ -областях соответственно.

Подставив (7) в (4), получим

$$\varphi_0 = E_{fn} - E_{fp} \quad (8)$$

Барьерная емкость  $p$ - $n$ - перехода.

$P$ - $n$ - переход является основным элементом самых разнообразных полупроводниковых приборов, простейшим из которых (по конструкции) является диод. В диоде к  $n$ - и  $p$ -области полупроводника с помощью так называемых омических контактов подсоединены металлические электроды для пропускания тока через прибор (рис. 3). Переходное сопротивление хорошо изготовленного омического контакта линейное и имеет меньшую величину по сравнению с сопротивлением  $p$ - $n$ - перехода.

Рассмотрим явление, происходящее при приложении к диоду разности потенциалов от внешнего источника смещения.

Смещение, при котором "+" источника присоединяется к  $n$ -области, а "-" к области  $p$  (рис. 3), называют обратным или запорным. После замыкания ключа "К" к омическим контактам диода притекает по внешней цепи заряды, создающее в объеме диода электрическое поле  $E_{вн}$ . Это поле вызывает дрейф основных носителей тока, в направлениях, указанных стрелками на рис. 3, а. Таким образом, вся масса электронов  $n$ -области и дырок в  $p$ -области отойдет от  $n$ - $p$ - перехода, обнажая при этом новые слои ионизированных доноров и акцепторов, то есть расширяя область объемного заряда на величины  $d + \Delta d$  (рис.3, б).

Перетекание электронов и дырок к омическим контактам происходит до тех пор, пока они практически полностью не скомпенсируют заряды, созданные внешним источником ЭДС. После этого все приложенное напряжение  $V$  падает на  $p$ - $n$ - переходе, сопротивление которого на много порядков выше сопротивления  $n$ - и  $p$ -областей. Принято считать, что напряжение  $V$  при обратном смещении отрицательно, а вольт-амперную характеристику  $p$ - $n$ - перехода при этих смещениях называют обратной ветвью. Как видно из рис.3, в, высота потенциального барьера при обратном смещении увеличивается на  $qV$ .

При прямом смещении ("+" источник подсоединяется к  $p$ -области, а "-" к  $n$ -области (рис.4, а)) возникающее в объеме  $p$ - $n$ -областей электрическое поле вызывает приток основных носителей к области объемного заряда  $p$ - $n$ - перехода. Этот процесс продолжается до тех пор, пока контактная разность потенциалов на  $p$ - $n$ - переходе не уменьшится на величину  $V_{ко}-V$ . При этом заряды, созданные в начале внешним источником ЭДС. на омических контактах оказывается перенесен-

ным за границы области объемного заряда и она сужается до величины  $d - \Delta d$ . Как видно из рис. 4, г, высота потенциального барьера при прямом смещении уменьшается на величину  $\varphi = \varphi_0 - qV$ . Итак, приложение к диоду внешней разности потенциалов вызвало появление в первый момент времени импульса тока по внешней цепи, обеспечивающего в конечном счете накопление или уменьшение объемных зарядов у границ  $p$ - $n$ - перехода. Поэтому  $p$ - $n$ - переход ведет себя подобно емкости. Эту емкость называют барьерной (или зарядной), так как она связана с изменением потенциального барьера между  $p$ - $n$  и  $n$ -областями. Ее величина равна

$$C_{\delta} = \frac{dQ}{dV} \quad (9)$$

где  $dQ$  - изменение заряда  $p$ - $n$ - перехода,  $dV$  - изменение разности потенциалов на нем. Из рис. 4, а и 4, в видно, что плоский  $p$ - $n$ - переход подобен плоскому конденсатору. Поэтому величину барьерной емкости можно определить по формуле для плоского конденсатора

$$C_{\delta} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d} \quad (10)$$

где  $S$  - площадь  $p$ - $n$ - перехода,  $\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $d$  - толщина слоя объемного заряда, играющая роль рассеяния между обкладками конденсатора.

Отличие от обычного конденсатора состоит в том, что выражение (10) не является величиной постоянной, а зависит от внешнего смещения

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0+qV)(N_a+N_d)}{q^2N_aN_d}} \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0+qV)(n_{n0}+p_{p0})}{q^2n_{n0}p_{p0}}} \quad (11)$$

Таким образом, барьерная емкость  $p$ - $n$ - перехода является нелинейной. Это означает, в частности, что выражение (10) можно применять лишь для малых сигналов  $V$ . Такой сигнал в частности может быть наложен на постоянное внешнее смещение  $V$ . Выражение (11) упрощается для асимметричного  $p$ - $n$ -перехода, одна из областей которого легирована гораздо сильнее другой. Пусть, например,  $p_{p0} \gg n_{n0}$ , тогда

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0+qV)}{q^2n_{n0}}} \quad (12)$$

Это означает, что практически весь объемный заряд сосредоточен в  $n$ -области  $p$ - $n$ - перехода и зависит только от концентрации донорной примеси в этой области. Так, например, для германия при  $n_{n0} \approx 10^{21} \text{ м}^{-3}$  и  $p_{p0} = 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ,  $d_n \approx 8 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ , в то время как  $d_p \approx 10^{-9} \text{ м}$ , то есть на два порядка меньше.

Подставив (12) в (10), получим

$$C_\delta \approx S \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 q^2 n_{n0}}{2(\varphi_0+qV)}} \quad (13)$$

Это выражение справедливо для резкого  $p$ - $n$ - перехода, в котором концентрация донорной и акцепторной примесей меняется скачком (рис.5, г). Для плавных (диффузионных)  $p$ - $n$ - переходов барьерная емкость (рис.5, е)

$$C_{\delta} \approx S^3 \sqrt{\frac{(\epsilon\epsilon_0)^2 + q\alpha}{12(\varphi_0 + qV)}} \quad (14)$$

где  $\alpha$  - коэффициент пропорциональности в законе изменения концентрации примеси  $N(x)$  в переходе:

$$N(x) = \alpha X \quad (15)$$

### Прямой и обратный ток $p$ - $n$ - перехода

По окончании процесса заряда или разряда барьерной емкости ток через диод не спадает до нуля, т.к. изменение высоты потенциального барьера для основных носителей тока при приложении к  $p$ - $n$ - переходу внешней разности потенциалов приводит к нарушению равенства встречных потоков носителей, пересекающих переход, и возникновению тока через него. Величину этого тока просто посчитать в случае достаточно большого обратного смещения ( $-V \gg \frac{4kT}{q} \approx 0,1$  В), когда потоки основных носителей через  $p$ - $n$ - переход практически исчезают, а остальные лишь потоки неосновных носителей, для которых барьера нет.

Неосновные носители, например, электроны в  $p$ -области, возникают вследствие тепловой регенерации электронно-дырочных пар. За счет хаотического теплового движения неосновные носители успевают за время жизни отойти от точки, где они "родились", на расстояние, равное в среднем диффузионной длине  $L = \sqrt{D\tau}$ , где  $D$  - коэффициент диффузии.

На самом деле путь, проходимый носителями за время жизни на много порядков больше  $L$ . Качественно это иллюстрирует рис.6. Если граница слоя объемного заряда расположена от точки генерации носителя ближе, чем на диффузионную длину, то вероятность того, что этот носитель хотя бы раз попадает в слой объемного заряда и будет втянут его полем, близка к единице. Такие носители будут создавать обратный ток  $p$ - $n$ - перехода. Конечно, часть носителей при этом может прорекомбинировать, не дойдя до  $p$ - $n$ - перехода, но зато часть носителей, сгенерированных на расстояниях, больших  $L$ , может дойти до него. Поэтому при подсчете величины обратного тока можно рассматривать генерацию носителей только в слое толщиной  $L$ , но считать, что они доходят до перехода.

Скорость тепловой генерации  $g$  (число носителей, генерируемых в единице объема за единицу времени) можно найти из условия равенства ее при тепловом равновесии скорости рекомбинации  $R$ . Последняя же равна концентрации носителей, деленной на время их жизни:  $g = R$  в  $p$ -области и в  $n$ -области. Помножив эти величины на объем тех частей полупроводника, которые дают вклад в обратный ток, то есть на  $SL_n$  и  $SL_p$  ( $S$ -площадь  $n$ - $p$ - перехода), и на заряд электрона  $q$ , получим ток неосновных носителей через  $p$ - $n$ - переход:

$$\begin{aligned}
 -I_s &= -I_{ns} - I_{ps} = -q \left( \frac{n_{p0}}{\tau_n} L_n S + \frac{p_{n0}}{\tau_p} L_p S \right) = \\
 &= -qS \left( \frac{n_{p0}}{\tau_n} L_n + \frac{p_{n0}}{\tau_p} L_p \right)
 \end{aligned}
 \tag{16}$$

Знак "-" означает, что ток течет по  $n$ -области и  $p$ -области согласно принятому выше правилу знаков.

Переброшенные полем через  $p$ - $n$ - переход неосновные носители становятся в соответствующих областях основными. Связанный с ними заряд, как это всегда происходит с зарядом основных носителей практически мгновенно рассасывается и исчезает за счет ухода носителей во внешнюю цепь. Из (16) следует, что ток через переход при достаточно больших смещениях не зависит от  $V$ , сохраняя предельное значение  $I_s$ . Поэтому  $I_s$  называют током насыщения. Стремясь отразить его физическую природу, иногда его называют током термогенерации.

В состоянии равновесия (при  $V_0$ ) и при прямом смещении ( $V > 0$ ), приложенном к  $p$ - $n$ - переходу, в полупроводнике под действием тепла генерируется такое же количество носителей, какое генерируется в полупроводнике, когда к переходу приложено обратное смещение. С той же вероятностью они могут дойти до  $p$ - $n$ - перехода и быть втянутыми его полем. Поэтому через  $p$ - $n$ - переход всегда течет ток термогенерации  $-I_s$ . В равновесных условиях этот ток компенсируется встречным током основных носителей  $+I_s$  так, что результирующий ток  $-I_s + I_s = 0$ .

Но потоки основных носителей, как видно из выражения (2), зависят от высоты потенциального барьера  $\varphi_0$ . Для

$$I_s \sim e^{-\varphi_0/kT}$$

равновесного барьера поток основных носителей  $I_{осн} =$   
 при приложении к переходу прямого смещения барьер  
 ер снижается до величины  $\phi_0 - qV$  и поток основных носителей  
 увеличивается до

$$I_{осн} \sim e^{-\frac{(\phi_0 - qV)}{kT}} = e^{-\frac{\phi_0}{kT}} e^{\frac{qV}{kT}}$$

то есть в  $\frac{qV}{e kT}$  раз, и становится равным  
 $I_{осн} = I_s * e^{qV/kT}$ . Результирующий ток при прямом смещении ра-  
 вен:

$$I = -I_s + I_s * e^{qV/kT} = I_s(e^{qV/kT} - 1)$$

Следует заметить, что ток, созданный основными носи-  
 телями, намного меньше их потока, умноженного на за-  
 ряд электрона ( $q(1/4qn_{п0} * <V_n > + 1/4qp_{р0} <V_p >)$ ), так как вклад  
 в прямой ток дают только те основные носители, которые, пе-  
 рейдя через  $p-n$ - переход, прорекомбинируют в соответствующи-  
 х областях, не вернувшись назад. Основная же часть носи-  
 телей за время своей жизни как раз успевает вновь пересечь  
 границу  $p-n$ - перехода и, втягиваясь его полем возвращается  
 назад (электроны в  $n$ -область, дырки в  $p$ -область).

### Вольт-амперная характеристика $p-n$ перехода

На рис.7 показана вольт-амперная характеристика (ВАХ)  
 $p-n$ - перехода, соответствующая выражению (17). Полученное



нами выражение для ВАХ полупроводникового диода справедливо при не слишком больших прямых смещениях, когда потенциальный барьер еще не существует ( $qV = \varphi_0$ ) и сопротивление прилегающих к нему  $n$ - и  $p$ -областей диода, в обратном смещении выражение (17) справедливо для напряжений, меньших пробивных. Кроме того, при выводе выражений (16) и (17) мы пренебрегли тепловой генерацией и рекомбинацией носителей в самом слое объемного заряда, считая его узким.

Наконец, при практическом использовании выражения (17) следует иметь в виду, что температура  $T$ , входящая в него, — это температура  $p$ - $n$ - перехода и прилегающих к нему областей, которая в процессе работы диода может существенно отличаться от температуры окружающей среды.

Ток насыщения  $I_s$  в выражениях (16) и (17) резко зависит от  $T$ , так как с ростом температуры резко растет скорость тепловой генерации. Действительно, по закону действующих масс:

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \cong \frac{n_i^2}{N_d}, \quad n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} \cong \frac{n_i^2}{N_d},$$

$$n_i^2 \sim e^{-E_g/kT}$$

Поэтому с повышением температуры обратный ток резко растет и выпрямляющие свойства  $p$ - $n$ - перехода ухудшаются. С ростом температуры понижается также и равновесная высота потенциального барьера

$$\varphi_0 = kT \ln \left( \frac{p_{p0}}{p_{n0}} \right) = kT \ln(n_{n0}/n_{p0})$$

При температуре, при которой  $n_{n0} \approx n_{p0} \approx n_i$  переход исчезает совсем.

Распределение неосновных носителей вблизи области объемного заряда

В заключении рассмотрим как меняются со смещением концентрации носителей вблизи областей объемного заряда. При обратном смещении концентрация неосновных носителей у самого края перехода равна нулю (рис.5, а), так как он является прекрасным стоком для них. Эти концентрации нарастают до равновесных на расстояниях порядка диффузионных длин (рис.5, а) в равновесном состоянии перехода неосновные носители (рис.5, б), генерируемые теплом, создают такое же распределение концентрации как при обратном смещении, но к ним добавляются носители, перешедшие через  $p$ -переход и диффундирующие в глубь той области, где они являются неосновными. Суммарная концентрация неосновных носителей в этом случае всюду равной равновесной.

При смещении концентрации неравновесных носителей за счет инжекции резко повышается и становится много выше равновесной (рис.5, а).

Несмотря на то, что при положительном смещении концентрации неосновных носителей вблизи  $p$ - $n$ - перехода выше равновесной, а при отрицательном ниже, объемные заряды в этих областях не возникают, так как избыточные (или недостающие) заряды неосновных носителей легко компенсируют-

ся подтекающими к ним или оттекающими от них многочисленными основными носителями. Внешней цепью избыточные токи, текущие после смены напряжения на диоде и обеспечивающие накопление или рассасывание носителей вблизи перехода, воспринимаются как токи заряда некоторой емкости, называемой диффузионной. Как и барьерная емкость - эта нелинейная, так как концентрация инжектированных через  $p$ - $n$ -переход носителей зависит от приложенного к нему смещения по экспоненциальному, а не по линейному закону. В отличие от барьерной емкости зарядение диффузионной емкости не связано с появлением объемных зарядов - "плюсы" и "минусы" накапливаются в одних и тех же областях диода в одинаковых концентрациях. Подробнее однако, вопрос о диффузионной емкости  $p$ - $n$ -перехода рассмотрен во введении к работе по переходным процессам в  $p$ - $n$ -переходе.

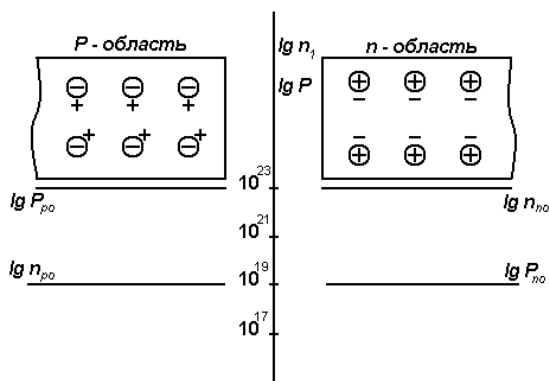


Рис. 1, а

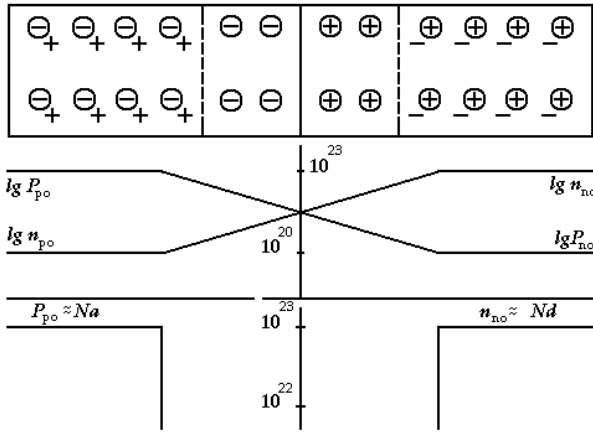


Рис. 1, б

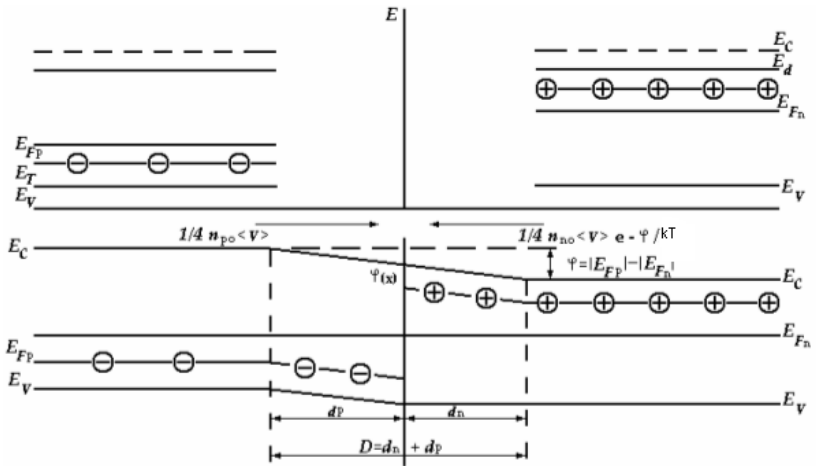


Рис. 2, а, б

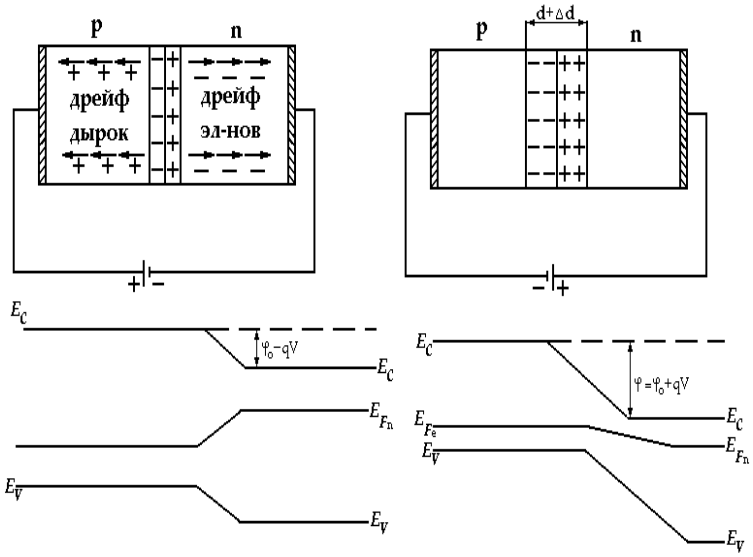


Рис. 3

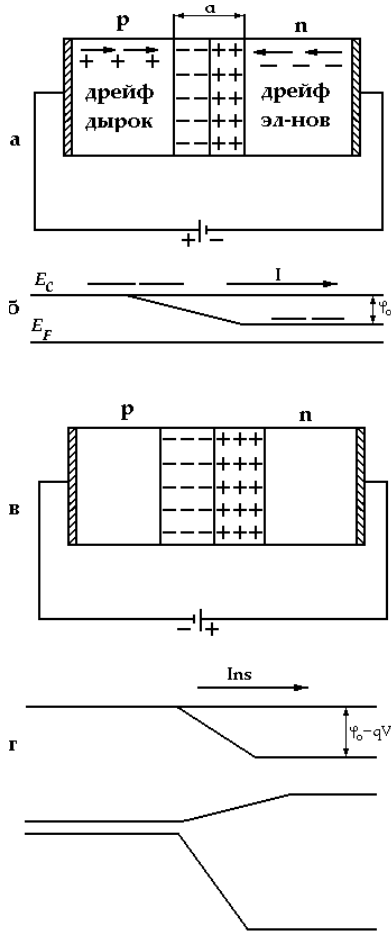


Рис. 4

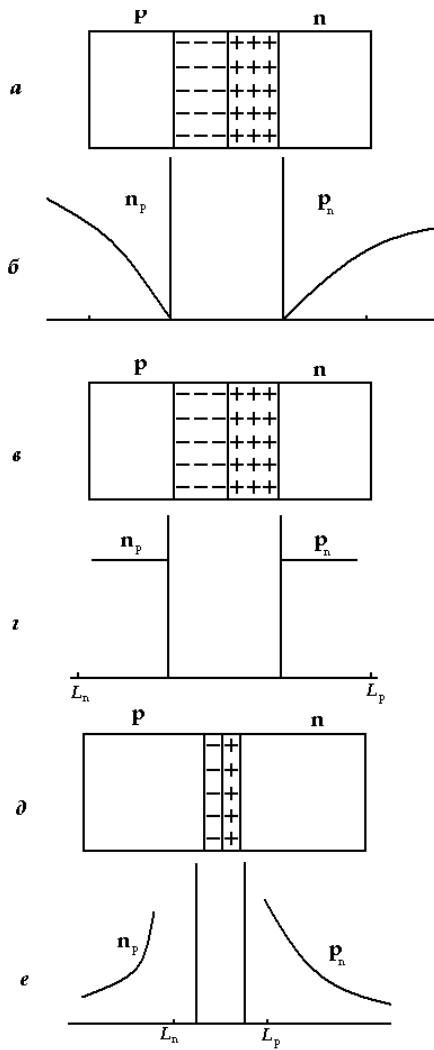


Рис. 5  
21

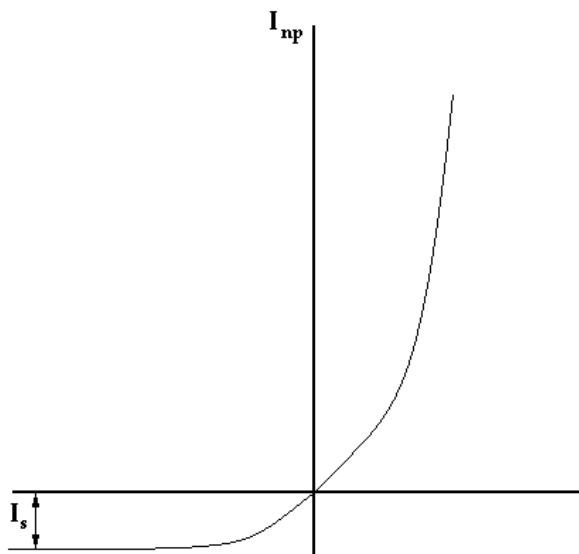


Рис.6. ВАХ тонкого  $p-n$  перехода

Прямая и обратная ветви ВАХ приведены на рис. 6 в разных масштабах (масштаб для обратного тока значительно больше, чем для прямого). ВАХ кремниевого и германиевого диодов измеряются тестером статических параметров Л2-56.

По полученным экспериментальным данным при снятии вольт-амперных характеристик выпрямительных диодов при различных температурах вычисляют:



1. Статические сопротивления в прямом и обратном направлении при различных значениях приложенного напряжения
2. Динамическое сопротивление в определенной точке ВАХ
3. Коэффициент выпрямления при различных значениях приложенного напряжения
4. Температурный коэффициент прямого тока
5. Температурный коэффициент, обратный току насыщения.

### ЗАДАНИЕ

1. Постройте вольт-амперную характеристику, снятую при различных температурах.
  2. Вычислите при одинаковом напряжении и различных температурах следующие параметры:
    - а) статические и динамические сопротивления при прямом и обратном напряжении;
    - б) коэффициент выпрямления;
- Сравните сопротивление и коэффициент выпрямления при различных температурах. Сделайте выводы.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Объясните механизм возникновения потенциального барьера в  $p$ - $n$ - переходе и выражение контактной разности потенциалов через концентрацию носителей в  $p$ - и  $n$ -областях.

2. Объясните на энергетической диаграмме  $p$ - $n$ - перехода как изменяется высота барьера  $p$ - $n$ - перехода при приложении к нему внешнего напряжения ( прямого и обратного ).

3. Объясните причины, приводящие к различию между токами в прямом и обратном направлении для плоскостного выпрямительного диода.

4. Как вычисляется ток носителя заряда через  $p$ - $n$ - переход в случае тонкого  $p$ - $n$ - перехода?

5. Объясните особенности вольт-амперной характеристики плоскостного диода.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2 ИЗУЧЕНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

### 1. ОБЩИЕ УКАЗАНИЯ ПО РАБОТЕ

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

1.2. При выполнении работы используется тестер Л2-56. Расчетная часть выполняется на ЭВМ IBM PC.

### 2. ДОМАШНЕЕ ЗАДАНИЕ И МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ПО ЕГО ВЫПОЛНЕНИЮ

2.1. Ознакомиться с методикой расчета характеристик транзистора.

#### МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

Транзистор является полупроводниковым прибором, имеющим два  $p$ - $n$ -перехода в одном монокристалле полупроводника (рис.1). Причем, если, например, внешние слои имеют проводимость  $p$ -типа, то его называют транзистором  $p$ - $n$ - $p$ . Переход, смещенный в прямом направлении, называют эмиттерным, соответственно, прилегающую к нему  $p$ -область - эмиттером.

Второй переход, смещенный в обратном направлении, называют коллекторным и прилегающую к нему  $p$ -область - коллектором. Среднюю  $n$ -область называют базой.

Энергетическая диаграмма структуры транзистора для равновесного состояния (когда на транзистор не подано смещение) и для нормального смещения показаны на рис. 2.

С приложением к эмиттерному переходу прямого напряжения происходит инжекция дырок из эмиттера в базу и электронов из базы в эмиттер. Однако, ввиду того что эмиттер легирован много сильнее базы, поток инжектированных дырок будет намного превышать поток электронов. На границах эмиттерного перехода устанавливается повышенная концентрация дырок в области базы  $p$  и электронов в области эмиттера  $n$ . Эти концентрации /1/ определяются уравнениями

$$p_{n1} = p_{n0} e^{\frac{eU_2}{kT}} \quad (1)$$

$$n_{p1} = n_{p0} e^{\frac{eU_2}{kt}}, \quad (2)$$

где  $p_{n0}$  - равновесная концентрация дырок в базе;  $p_{n\varepsilon 0}$  - равновесная концентрация электронов в эмиттере. Инжектированные в базу дырки в результате диффузии будут перемещаться к коллекторному переходу и, если ширина базы много меньше диффузионной длины  $L_p$ , почти все дырки дойдут до коллектора и полем запирающего слоя будут переброшены в  $p$ -область коллектора. Возникающий вследствие этого коллекторный ток лишь немного меньше тока дырок, инжектированных эмиттером. Поскольку коллекторный переход смещен в обратном направлении, то его сопротивление на несколько порядков выше сопротивления эмиттерного перехода. В цепи коллектора, следовательно, может быть включено достаточно

большое сопротивление нагрузки. Относительно малое изменение напряжения на эмиттере будет вызывать большое изменение напряжения на сопротивлении нагрузки. В результате различия входного и выходного сопротивлений транзистор дает усиление по мощности. Очевидно, что усиление по мощности будет тем больше, чем большая часть тока, проходящего через эмиттер, будет доходить до коллектора. Отношение приращения тока коллектора к вызвавшему его приращению тока эмиттера при постоянном напряжении на коллекторе называют коэффициентом передачи тока эмиттера  $\alpha$  при  $U_k = \text{const}$

$$\alpha = \frac{dJ_k}{dJ_\varepsilon} . \quad (3)$$

Нетрудно заметить, что коллекторный ток транзистора обусловлен не всем эмиттерным током, а только его дырочной составляющей. Поэтому коэффициент передачи зависит от тока эмиттера, который составляет именно его дырочная компонента.

Для характеристики эмиттерного перехода вводят коэффициент инжекции  $\gamma$ . Коэффициент инжекции есть отношение приращения дырочной составляющей тока  $dJ_{p\varepsilon}$  к приращению полного тока эмиттерного перехода  $dJ_\varepsilon$

$$\gamma = \frac{dJ_{p\varepsilon}}{dJ_\varepsilon} = \frac{dJ_\varepsilon}{d(J_{n\varepsilon} + J_{p\varepsilon})} \quad (4)$$

Как уже отмечалось, дырки, инжектированные эмиттером, вследствие рекомбинации в базе не все доходят до коллектора. Для того чтобы отразить это, вводят понятие коэффициента переноса, или коэффициента рекомбинации  $\chi$ .

По определению

$$\chi = \frac{dJ_{pk}}{dJ_{p3}} \quad (5)$$

где  $dJ_{pk}$  - приращение тока инжектированных эмиттером дырок, доходящих до коллектора.

Если считать ток коллектора чисто дырочным, то коэффициент передачи тока будет равен произведению коэффициента инжекции и коэффициента переноса

$$\alpha = \gamma\chi \quad (6)$$

Найдем аналитическое выражение, связывающее коэффициент передачи с физическими свойствами полупроводниковых материалов  $p$  и  $n$  областей. Для этого решим уравнение диффузии, описывающее поведение дырок в  $n$ -области базы и электронов в  $p$ -области эмиттера. Решение будем проводить, считая, что модель транзистора одномерная, электрическое поле в базе равно нулю, генерация и рекомбинация в  $p$ - $n$ -переходах отсутствуют и уровень инжекции эмиттера мал.

Уравнение диффузии дырок в области базы в стационарном режиме имеет вид

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_{no}}{\tau_p} = 0 \quad (7)$$

где  $D_p$  - коэффициент диффузии дырок в базе;  $\tau_p$  - время жизни дырок в базе.

Граничными условиями для решения уравнения (7) являются соотношения, определяющие величину концентрации

дырок в базе на границе эмиттерного и коллекторного переходов

$$p_{n1} = p|_{x=0} = p_{n0} e^{\frac{eU_2}{kT}} \quad (8)$$

$$p_{n2} = p|_{x=w} = p_{n0} e^{-\frac{eU_2}{kT}} = 0 \quad (9)$$

Концентрации дырок вблизи коллекторного перехода (9) равна нулю, так как при нормальном смещении  $|U_k| \gg kT/e$

Решение уравнения (7) будем искать в виде

$$p - p_{n0} = A e^{\frac{x}{L_p}} + B e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (10)$$

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

$$p - p_{n0} = p_{n0} \operatorname{csc} h \frac{w}{L_p} \left[ \left( e^{\frac{eU_2}{kT}} - 1 \right) sh \frac{w-x}{L_p} - sh \frac{x}{L_p} \right]. \quad (11)$$

Плотность дырочного тока найдем, дифференцируя выражение (11) по  $x$

$$j_p(x) = -eD_p \frac{dp}{dx} = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{csc} h \frac{w}{L_p} \times \left[ \left( e^{\frac{eU_2}{kT}} - 1 \right) ch \frac{w-x}{L_p} + ch \frac{x}{L_p} \right]. \quad (12)$$

Полагая здесь  $x=0$  и  $x=w$ , находим дырочные составляющие токов эмиттерного  $I_{pэ}$  и коллекторного  $I_{pk}$  переходов

$$J_{pэ} = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{csc} h \frac{w}{L_p} \left[ \left( e^{\frac{eU_э}{kT}} - 1 \right) ch \frac{w}{L_p} + 1 \right], \quad (13)$$

$$J_{pk} = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{csc} h \frac{w}{L_p} \times \left[ \left( e^{\frac{eU_э}{kT}} - 1 \right) + ch \frac{w}{L_p} \right]. \quad (14)$$

Определяя приращение токов эмиттера  $dI_{pэ}=(dI_{pэ}/dU_э)dU_э$  и коллектора  $dI_{pk}=(dI_{pk}/dU_э)dU_э$ , найдем коэффициент переноса

$$\chi = \frac{dJ_{pk}}{dJ_{pэ}} = \frac{1}{ch \frac{w}{L_p}}. \quad (15)$$

Для нахождения коэффициента инжекции необходимо знать полный ток эмиттера. Электронную составляющую тока эмиттера найдем, решая уравнение диффузии электронов в  $p$ -области эмиттера

$$D_{nэ} \frac{d^2 n_{pэ}}{dx^2} - \frac{n_{pэ} + n_{pэ0}}{\tau_{nэ}} = 0, \quad (16)$$

где  $D_{nэ}$  - коэффициент диффузии электронов в эмиттере;  $n_{pэ}$  концентрация электронов в области эмиттера, являющаяся



функцией координаты;  $\tau_{nэ}$  - время жизни электронов в области эмиттера.

Граничные условия запишем исходя из того, что протяженность области эмиттера много больше диффузионной длины электронов  $L_{nэ}$

$$n_{p1} = n|_{x=0} = n_{pэ0} e^{\frac{eU_э}{kT}}, \quad (17)$$

$$n|_{x \rightarrow \infty} = n_{pэ0} \quad (18)$$

Из решения уравнения (16) с учетом граничных условий (17) и (18) следует, что

$$n_{pэ} - n_{pэ0} = n_{pэ0} \left( e^{\frac{eU_э}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{x}{L_{nэ}}}. \quad (19)$$

Электронный ток в области эмиттера

$$J_n(x) = eD_{nэ} \frac{dn_{pэ}}{dx} = \frac{eD_{nэ} n_{pэ0}}{L_{nэ}} \left( e^{\frac{eU_э}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{x}{L_{nэ}}}. \quad (20)$$

Электронную компоненту тока эмиттерного перехода  $I_{nэ}$  получим, полагая в выражении (20)  $x=0$

$$J_{nэ} = \frac{eD_{nэ} n_{pэ0}}{L_{nэ}} \left( e^{\frac{eU_э}{kT}} - 1 \right). \quad (21)$$

Суммируя дырочную и электронную составляющую тока эмиттерного перехода, находим полный ток через эмиттерный переход

$$J_{\vartheta} = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{cth} \frac{w}{L_p} \left[ e^{\frac{eU_{\vartheta}}{kT}} - 1 \right] + \frac{eD_{n\varepsilon} n_{p\varepsilon 0}}{L_{n\varepsilon}} \left( e^{-\frac{eU_{\vartheta}}{kT}} - 1 \right) + \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{csc} h \frac{w}{L_p} \quad (22)$$

Искомый коэффициент инжекции равен отношению приращения дырочной составляющей тока к приращению полного тока эмиттерного перехода

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_{n\varepsilon} n_{p\varepsilon 0} L_p}{D_p n_{p0} L_{n\varepsilon}} \operatorname{th} \frac{w}{L_p}} \quad (23)$$

Для выражения коэффициента передачи тока эмиттера найдем еще электронную составляющую тока коллектора. Решение уравнения диффузии для электронов в  $p$ -области коллектора

$$D_{nk} \frac{d^2 n_{pk}}{dx^2} - \frac{n_{pk} - n_{pk\delta}}{\tau_{nk}} = 0 \quad (24)$$

с граничными условиями

$$n_{pk} \Big|_{x=w} = n_{pk0} e^{\frac{eU_{\vartheta}}{kT}} = 0, \quad (25)$$

имеет вид

$$n_{pk} \Big|_{x=\infty} = n_{pk0} \quad (26)$$

$$n_{pk} - n_{pk0} = -n_{pk0} e^{\frac{x-w}{L_{nk}}} . \quad (27)$$

Электронный ток коллектора

$$J_{nk}(x) = -\frac{eD_{nk}n_{pk0}}{L_{nk}} e^{\frac{x-w}{L_{nk}}} , \quad (28)$$

где  $n_{pk}$ ,  $D_{nk}$ ,  $\tau_{nk}$  - концентрация, коэффициент диффузии и время жизни в области коллектора, соответственно;  $n_{pk0}$  - равновесная концентрация электронов в области коллектора.

Зная электронную и дырочную компоненты тока коллектора, получаем полный ток через коллекторный переход

$$J_k = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{csch} \frac{w}{L_p} \left[ \left( e^{\frac{eU_o}{kT}} - 1 \right) - ch \frac{w}{L_p} \right] + \frac{eD_{nk} n_{pk0}}{L_{nk}} . \quad (29)$$

Определяя приращение коллекторного тока найдем коэффициент передачи тока  $\alpha$

$$\alpha = \frac{dJ_k}{dJ_o} = \frac{1}{1 + \frac{D_{n3} n_{p30} L_p}{D_p n_{p0} L_n} \operatorname{th} \frac{w}{L_p}} \times \frac{1}{ch \frac{w}{L_p}} . \quad (30)$$

Уравнения (11), (15), (23) примут более простой вид, если гиперболические функции, входящие в них, разложить в ряд Тейлора. Учитывая, что  $\frac{w}{L_p} \ll 1$ , ограничимся первыми

членами разложения

$$\begin{aligned}
sh \frac{w}{L_p} &\approx \frac{w}{L_p} \\
ch \frac{w}{L_p} &\approx 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{w}{L_p} \right)^2 \\
th \frac{w}{L_p} &\approx \frac{w}{L_p}
\end{aligned} \tag{31}$$

В результате получим

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_{n3} n_{p30}}{D_p n_{p0}} \cdot \frac{w}{L_{n3}}} \approx 1 - \frac{D_{n3} n_{p30}}{D_p n_{p0}} \cdot \frac{w}{L_{n3}} = 1 - \frac{\sigma_\delta}{\sigma_3} \cdot \frac{w}{L_{n3}}, \tag{32}$$

где  $\sigma_\delta$  и  $\sigma_3$  - проводимость области базы и эмиттера, соответственно.

Коэффициент переноса с учетом (31)

$$\chi = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{w}{L_p} \right)^2} \approx 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{w}{L_p} \right)^2 \tag{33}$$

Распределение концентраций дырок в базе можно определить приближенным соотношением

$$p - p_{no} = p_{no} \left[ \left( e^{\frac{eU_3}{kT}} - 1 \right) \frac{w-x}{w} - \frac{x}{w} \right] \tag{34}$$

Из выражения (34) следует, что концентрация дырок в базе линейно меняется с расстоянием.

На рис 3. показано распределение концентрации основных и неосновных носителей в транзисторе, полученное на основании выражений (12), (19), (27). Изменение концентраций основных носителей много меньше их равновесного значения, поэтому можно считать, что концентрация основных носителей в каждой из областей транзистора постоянна.

Распределение токов неосновных носителей, найденное из уравнений (13), (20), (28), и токов основных носителей показаны на рис. 4.

Токи основных носителей построены на основании следующих соображений. В области эмиттера протекает независимый от координаты ток  $J_e$ , равный сумме токов основных и неосновных носителей. Так как ток неосновных носителей  $J_{n3} = f(x)$  уменьшается по мере удаления от перехода, то ток основных носителей  $J_{p3} = f(x)$  должен возрастать, так чтобы полный ток оставался постоянным.

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

#### Статические характеристики транзистора в схеме с общей базой

Схемы включения транзистора с общей базой и общим эмиттером показаны на рис. 5, а и 5, б. Полярность источника

питания и на правления токов соответствуют активной области работы транзистора.

При любом включении транзистор характеризуется семействами входных и выходных характеристик. В схеме с общей базой семейство входных характеристик (рис 6, а) есть зависимость тока эмиттера  $J_{\text{э}}$  от напряжения на эмиттере  $U_{\text{э}}$  при постоянном напряжении коллектора ( $J_{\text{э}} = f(U_{\text{э}})$  при  $U_{\text{к}} = \text{const}$ ), семейство выходных характеристик (рис. 6, б) представляет собой зависимость тока коллектора  $J_{\text{к}}$  от напряжения на коллекторе при постоянном токе эмиттера ( $J_{\text{к}} = f(U_{\text{к}})$  при  $J_{\text{э}} = \text{const}$ ). Входная характеристика транзистора при напряжении  $U_{\text{к}}=0$  подобна прямой ветви вольт-амперной характеристики  $p$ - $n$ -перехода. Однако при наличии отрицательного напряжения на коллекторе происходит некоторое смещение характеристик, и ток через эмиттерный переход оказывается не равным нулю при отсутствии на нем напряжения.

Рассмотрим это явление подробнее. При нормальном смещении на транзисторе распределение концентрации неосновных носителей в базе транзистора можно считать линейным, как показано на рис. 7.

В этом случае при постоянном токе эмиттера градиент концентрации неосновных носителей в базе должен оставаться постоянным. С увеличением отрицательного напряжения на коллекторе запиорный слой расширяется (отмечено пунктирными линиями на рис. 7, ширина базы уменьшается и становится равной  $w'$ ). Как видно из рисунка, градиент концентрации может оставаться в этом случае постоянным только при уменьшении концентрации неосновных носителей у эмиттер-

ного перехода до величины  $p'_{n1}$ . Это соответствует уменьшению напряжения на эмиттере и 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. Можно сказать, что поток дырок из эмиттера в базу превышает встречный поток дырок из базы. Ток через эмиттерный переход будет равен нулю только при некотором отрицательном смещении на нем.

На семействе выходных характеристик выделяют три характерные области (рис. 6). Область 1 соответствует отрицательному напряжению на коллекторе и прямому смещению эмиттерного перехода, ее называют активной областью усиления транзистора. Область 2 называют областью насыщения, здесь оба перехода транзистора смещены в прямом направлении.

Область 3 называют областью отсечки, эмиттерный и коллекторный переходы здесь смещены в обратном направлении. Выходная характеристика транзистора при токе эмиттера, равном нулю, сходна с вольт-амперной характеристикой одностороннего  $p-n$ -перехода, смещенного в обратном направлении. Ток коллектора при отключенном эмиттере называют обратным током коллекторного перехода и обозначают  $J_{k0}$ . Величина  $J_{k0}$ , незначительно зависящая от напряжения, является одним из важных параметров транзистора.

С увеличением напряжения на коллекторе ток коллектора растет. Величину наклона кривых  $J_k(U_k)$  характеризуют

коллекторным сопротивлением. Не останавливаясь на этом вопросе подробно, отметим только, что с увеличением напряжения на коллекторе, как уже указывалось, ширина базы уменьшается, вследствие чего 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 бесконечно большим даже при идеальном  $p-n$ -переходе.

Наличие тока коллектора при отсутствии напряжения на коллекторе вызывается нарушением равновесия между дырочными токами через коллекторный переход, которое обусловлено инъекцией эмиттером дырок в область базы. Для того, чтобы скомпенсировать избыточный поток дырок из базы в коллектор, необходимо приложить к коллекторному переходу прямое напряжение.

#### Статические характеристики транзистора в схеме с общим эмиттером

Характеристики транзистора в схеме с общим эмиттером качественно подобны характеристикам в схеме с общей базой.

Входная характеристика (рис 8, а) при коллекторном напряжении  $U_k = 0$  проходит через начало координат и отличается от вольтамперной характеристики одиночного  $p-n$ -перехода масштабом оси токов, поскольку базовый ток меньше тока через переход  $I_\beta$ . При отрицательных напряжениях коллектора характеристики смещаются вправо и вниз. Это смещение качественно можно объяснить следующим образом.



Пусть напряжение на эмиттерном переходе постоянно ( $U_{э} = \text{const}$ ). Тогда постоянной будет и концентрация дырок в базе вблизи эмиттера. Увеличение отрицательного напряжения  $U_k$  будет сопровождаться уменьшением ширины базы и, следовательно, уменьшением общего количества дырок, находящихся в базе. Поэтому число рекомбинаций электронов и дырок в базе в единицу времени уменьшится. Так как электроны для рекомбинации приходят через базовый вывод, то, следовательно, ток базы уменьшится. Это и означает смещение характеристик вправо (рис. 8, а).

Объясним смещение входных характеристик вниз. При  $U_{эб} = 0$  и отрицательном напряжении на коллекторе в базе транзистора концентрация дырок меньше равновесной, так как у коллекторного перехода эта концентрация равна нулю, а у эмиттерного перехода ее величина определяется равновесным значением. Поэтому в области базы процесс тепловой генерации преобладает над процессом рекомбинации. Генерируемые электроны уходят из базы через базовый вывод, что означает наличие электрического тока, направленного в базу транзистора.

Сравнивая выходные характеристики транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером (рис. 8, б) и общей базой (рис. 6, б), можно заметить две наиболее существенные особенности: во-первых, характеристики в схеме с общим эмиттером имеют больший наклон, свидетельствующий об уменьшении выходного сопротивления транзистора, и, во-вторых, переход в режим насыщения наблюдается при отрицательных напряжениях на коллекторе.

Рост тока коллектора с увеличением напряжения  $U_k$  определяется уменьшением ширины базы. Коэффициент пере-

носа  $\chi$ , следовательно, и коэффициент передачи тока эмиттера  $\alpha$  транзистора растет. Коэффициент передачи тока базы в схеме с общим эмиттером  $\beta = \alpha / (1 - \alpha)$  растет быстрее коэффициента  $\alpha$ . Поэтому при постоянном токе базы ток коллектора увеличивается сильнее, чем в схеме с общей базой.

Насыщение транзистора, критерием которого является равенство напряжения на коллекторном переходе нулю, наступает при небольших отрицательных напряжениях между коллектором и эмиттером. Это объясняется тем, что напряжение  $U_k$  в схеме с общим эмиттером равно сумме напряжений на обоих переходах. Следовательно, напряжение на коллекторном переходе равно нулю тогда, когда величина равна напряжению на эмиттерном переходе, а это наступает при отрицательном значении  $U_k$ .

Измерения статических характеристик проводятся на тестере Л2-56.

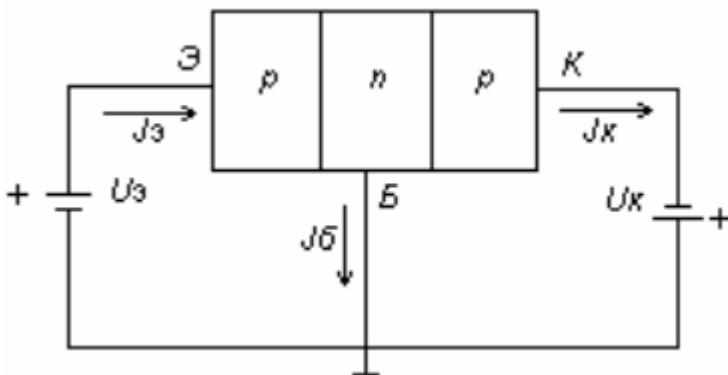


Рис. 1. Схематическое изображение  $p$ - $n$ - $p$  транзистора

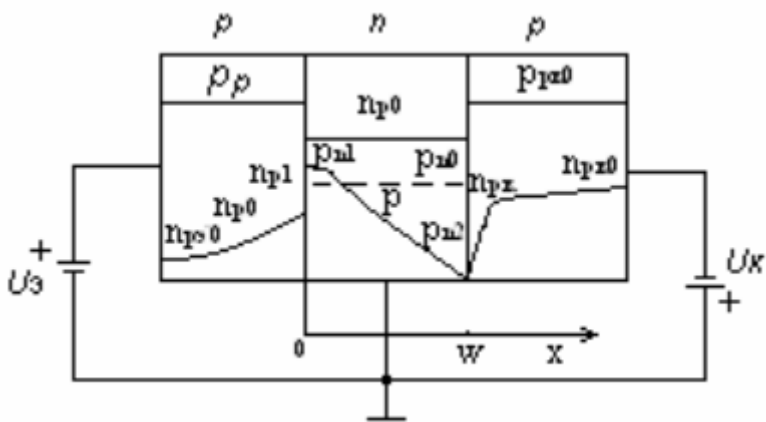


Рис. 3. Распределение концентраций основных и неосновных носителей в транзисторе при нормальном смещении

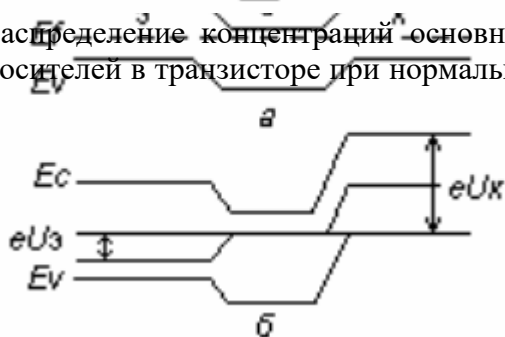


Рис. 2. Энергетическая диаграмма транзистора:

- а) при отсутствии смещения,
- б) при нормальных смещениях на переходах

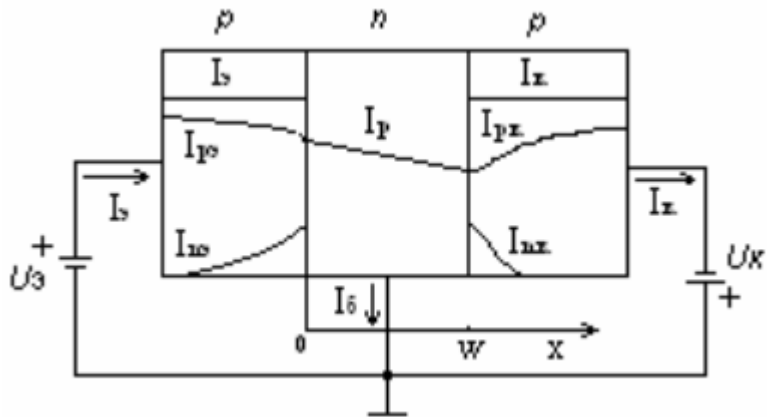


Рис. 4. Распределение токов в транзисторе при нормальном смещении

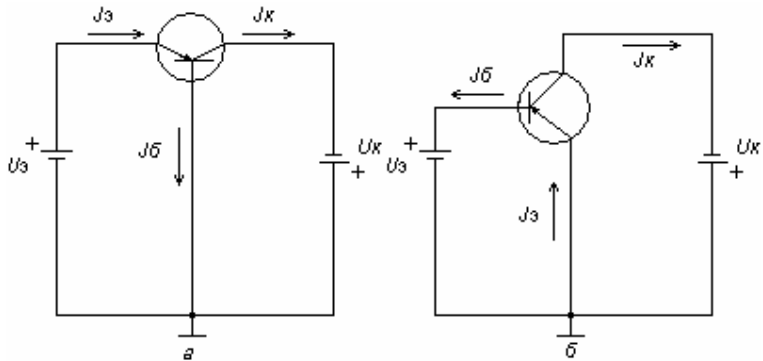


Рис. 5. Схемы включения транзистора а – с общей базой, б – с общим эмиттером

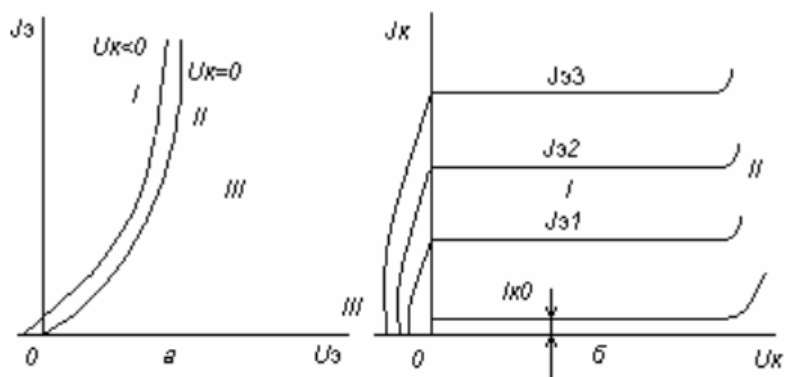


Рис. 6. Семейства статических а – входных и б – выходных характеристик транзистора, включенного по схеме с общей базой

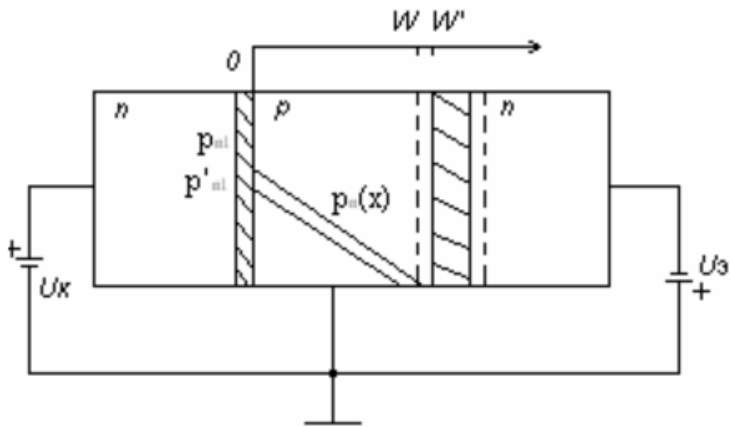


Рис. 7. Распределение концентрации дырок в базе транзистора при постоянном токе эмиттера и различных напряжениях на коллекторе

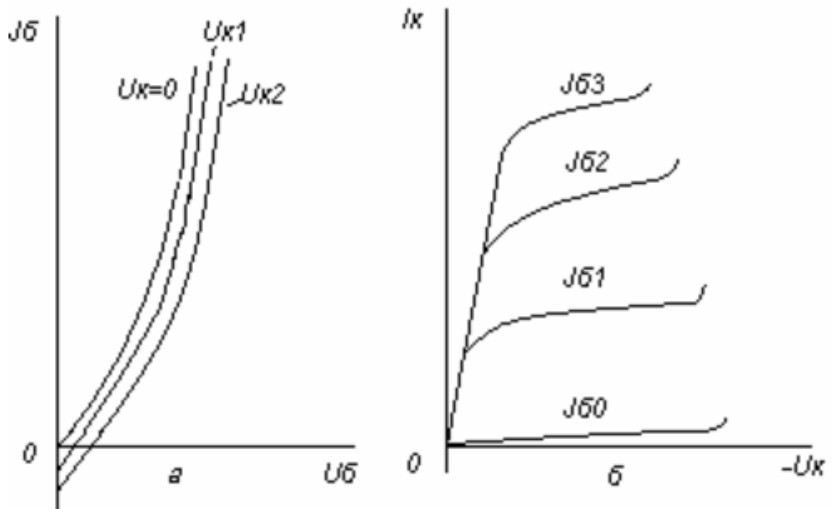


Рис. 8. Семейства статических входных (а) и выходных (б) характеристик транзистора включенного по схеме с общим эмиттером

## ЗАДАНИЕ

1. В схеме с общей базой снять:

а) семейство выходных характеристик  $I_k=f(U_k)$  при  $I_э=const$ .

б) семейство входных характеристик  $U_э=f(I_э)$  при  $U_k=const$ .

При снятии характеристик необходимо следить, чтобы рассеиваемая на коллекторе мощность  $P_k=I_k*U_k$  не превышала допустимой.

2. В схеме с общим эмиттером снять:

а) семейство выходных характеристик  $I_k=f(U_k)$  при  $I_б=const$ ;

б) семейство входных характеристик  $U_б=f(I_б)$  при  $U_k=const$ .

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.

4. Рассчитать выходные характеристики транзистора (см. прил.1).

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Работа  $p-n$ -перехода и его характеристики.
2. Работа транзистора на постоянном токе.
3. Токи, текущие в объеме транзистора.
4. Статические характеристики транзистора в схеме с общей базой.
5. Статические характеристики транзистора в схеме с общим эмиттером.
6. Распределение носителей в транзисторе.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Епифанов Г.И. Физические основы микроэлектроники / Г.И. Епифанов. М.: Сов. радио, 1971. 256 с.
2. Электронные приборы / под ред. Г.Г.Шишкина. М.: Энергоатомиздат, 1989. 345 с.
3. Гуртовнин А.Г. Электровакуумные приборы и основы их конструирования / А.Г. Гуртовнин, Е.Г. Тачинский, Р.М. Яблонский. М.: Энергоатомиздат, 1988. 267 с.
4. Епифанов Г.И. Твердотельная электроника / Г.И. Епифанов, Ю.А. Монс. М.: Высш. шк., 1986. 267 с.
5. Фридрихов С.А. Физические основы электронной техники / С.А. Фридрихов, С.М. Мовкин М.: Высш. шк., 1982. 276 с.
6. Шалимова К.В. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам. М.: Высш. шк., 1968. 257 с.
7. Сборник задач по физике полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звегин, И.В. Корниенко, Л.Г. Мионов. М.: Высш. шк., 1968. 198 с.
8. Лысов В.Ф. Практикум по физике полупроводников / В.Ф. Лысов. М.: Просвещение, 1976. 245 с.

## СОДЕРЖАНИЕ

Лабораторная работа № 1.....	1
Лабораторная работа № 2.....	24
Библиографический список.....	46



## МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

по выполнению лабораторных работ № 1—2  
по дисциплине «Физические основы электроники»  
для студентов направления 11.03.04  
«Электроника и наноэлектроника»,  
профиля «Электронное машиностроение»  
очной формы обучения

Составители:

Акулинин Станислав Алексеевич  
Минаков Сергей Алексеевич

В авторской редакции

Компьютерный набор С.А. Минакова

Подписано к изданию 28.12.2015  
Уч.-изд. л. 2,7.

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный техниче-  
ский университет»  
394026 Воронеж, Московский пр., 14