

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Министерство образования и науки Российской Федерации

В. Л. Борисов

## **ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ**

Учебное пособие для студентов 2 курса  
радиофизического факультета

Санкт-Петербург

2006

## Содержание

	Стр
Полупроводниковые диоды .....	2
Переходные процессы в диоде при переключении с прямого напряжения на обратное .....	8
Полупроводниковые стабилитроны .....	11
Туннельный и обращенный диоды .....	14
Полевые транзисторы, ПТУП .....	17
Полевой транзистор с изолированным затвором .....	21
Биполярный транзистор в схеме с общей базой .....	25
Биполярный транзистор в схеме с общим эмиттером ..	32
Импульсные свойства биполярного транзистора, БТ как электронный ключ .....	35
Тиристор .....	38
Полупроводниковый оптрон .....	42
Вакуумный триод .....	45

## Полупроводниковые диоды

Полупроводниковый диод - это двухэлектродный электронный прибор с электрическим переходом, разделяющим две области с различной электропроводностью. Чаще других используется р-п переход, или электронно-дырочный переход, являющийся границей между полупроводниками с электронной (п-тип) и дырочной (р-тип) проводимостью. В р-п переходе сосредоточен пространственный заряд, образованный ионизованными атомами примесей, введенными в полупроводниковый кристалл. В р-области на границе перехода в результате диффузии дырок в п-область образуется слой отрицательно заряженных ионов акцепторной примеси, а в п-области из-за диффузии электронов в р-область - положительно заряженный слой доноров. Таким образом, область пространственного заряда (ОПЗ) представляет собой двойной электрический слой, обедненный подвижными (свободными) носителями заряда, и характеризуется высоким сопротивлением. Этот слой создает электрическое поле, вектор напряженности которого направлен от п-области к р-области. Поле в переходе называется диффузионным, т.к. обусловлено диффузией свободных носителей заряда вследствие наличия градиента их концентрации в переходе. Наличие электрического поля вызывает изменение потенциала в области перехода. На рис.1 приведено схематическое изображение р-п перехода и графики распределения примесей, плотности объемного заряда ионизированных примесей (ОПЗ), напряженности электрического поля, концентрации свободных носителей заряда и потенциала в резком переходе.

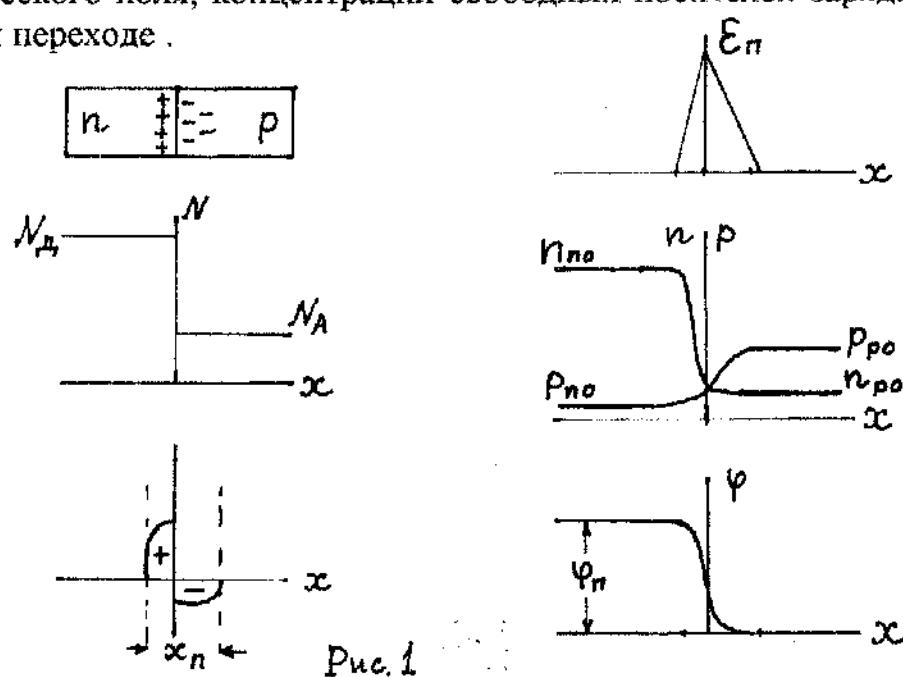


Рис. 1

Структура и взаимное расположение энергетических зон и уровней для равновесного перехода (а) и перехода, включенного в прямом (б) и обратном (в) направлениях, приведены на рис.2. Высота потенциального барьера в

равновесном случае ( $U=0$ ) определяется разностью электростатических потенциалов в p- и n-областях. При прямом включении перехода ( $U=U_{np}$ ) высота потенциального барьера уменьшается на величину приложенного напряжения, при обратном включении перехода ( $U=U_{обр}$ ) – увеличивается на величину  $U_{обр}$ . В p-n переходе высота потенциального барьера для электронов и дырок одинакова.

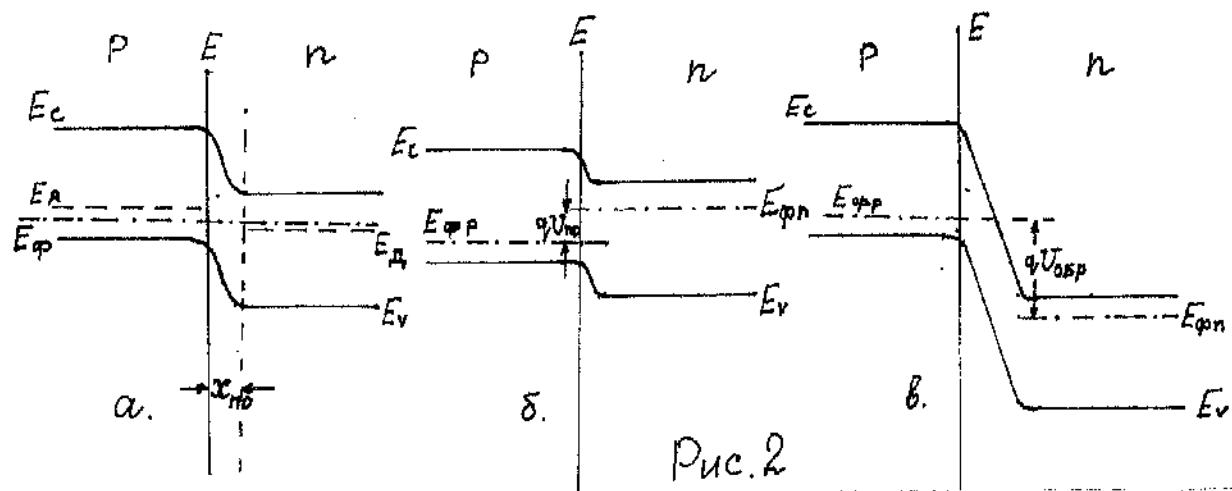


Рис. 2

В одномерном случае плотности диффузионных токов через переход, которые обусловлены наличием градиента концентрации основных носителей заряда в соседних областях, равны

$$j_{n,\text{диф}} = qD_n dn/dx, \quad j_{p,\text{диф}} = qD_p dp/dx$$

С другой стороны, плотности дрейфовых токов неосновных носителей заряда в диффузионном поле перехода  $\mathcal{E}_{II}$  равны

$$j_{n,\text{др}} = qn\mu_n \mathcal{E}_{II} = q^2 n \mathcal{E}_{II} D_n / kT, \quad j_{p,\text{др}} = qp\mu_p \mathcal{E}_{II} = q^2 p \mathcal{E}_{II} D_p / kT, \text{ т.к. } D = \mu kT/q - \text{ соотношение Эйнштейна, } \mu \text{ и } D - \text{ подвижность и коэффициент диффузии носителей.}$$

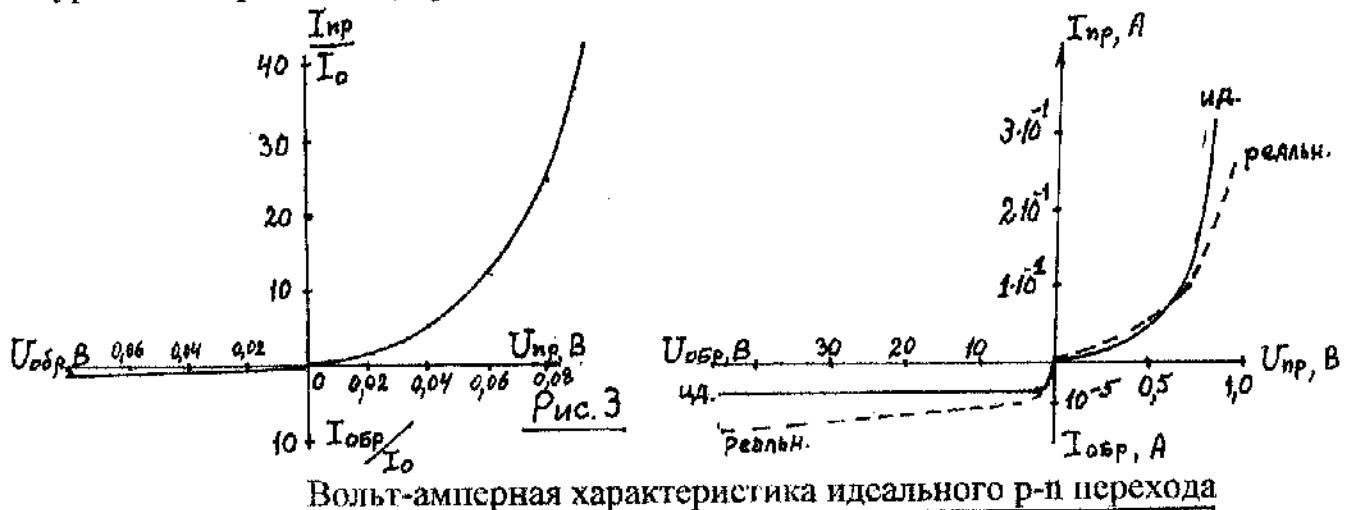
В равновесном состоянии  $j_{n,\text{диф}} + j_{n,\text{др}} = 0$  и  $j_{p,\text{диф}} + j_{p,\text{др}} = 0$ .

Исходя из этого условия, можно определить высоту потенциального барьера перехода как функцию ширины запрещённой зоны полупроводника, температуры и концентрации примесей:

$$\varphi_n = \Delta E_g / q - \frac{kT}{q} \ln \frac{Z_c Z_v}{P_{pp} N_{no}} \cong \Delta E_g / q - \frac{kT}{q} \ln \frac{Z_c Z_v}{N_A N_D}$$

где  $Z_c$ ,  $Z_v$  – эффективные плотности квантовых состояний вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно.

Таким образом, высота потенциального барьера тем больше, чем больше ширина запрещённой зоны у полупроводника; она возрастает с ростом концентрации примесей, т.к. при этом уровни Ферми приближаются к границам соответствующих зон в электронном и дырочном полупроводниках. С ростом температуры высота потенциального барьера уменьшается из-за смещения уровней Ферми в полупроводниках р- и н-типа к середине запрещённой зоны.



Под идеальным будем понимать плоскопараллельный, бесконечный по протяжённости переход без генерации и рекомбинации в иём носителей заряда.

В равновесном состоянии ( $U = 0$ )

$$n_{po} = n_{no} \cdot \exp(-q\varphi_n/kT) \quad \text{и} \quad p_{no} = p_{po} \cdot \exp(-q\varphi_p/kT).$$

При включении внешнего напряжения изменяется высота потенциального барьера и число носителей заряда, проходящих через переход.

Полный диффузионный ток (ток инжеекции) через переход равен сумме электронного и дырочного токов

$$I = I_n + I_p = I_0 [\exp(qU/kT) - 1], \quad \text{где } I_0 - \text{ток насыщения, или тепловой ток.}$$

$$I_0 = S_n q \cdot (n_{po} L_n / \tau_n + p_{no} L_p / \tau_p) = S_n q \cdot (n_{po} D_n / L_n + p_{no} D_p / L_p).$$

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) для идеального диода приведена на рис.3.

Зависимость прямого тока от напряжения при  $qU_{np}/kT \geq 3-4$  может быть аппроксимирована формулой  $I_{np} \approx I_0 \cdot \exp(qU_{np}/kT)$ , а обратная ветвь ВАХ может быть представлена как  $I_{обр} \approx -I_0$ .

Прямая ветвь ВАХ соответствует диффузионному (инжекционному) току основных носителей заряда через сниженный потенциальный барьер, а обратная ветвь обусловлена дрейфом (экстракцией) неосновных носителей заряда.

### Влияние температуры на ток через переход

Представим в явном виде зависимость прямого и обратного тока от температуры.

$I_{np} = I_0 \exp qU_{np}/kT = S \cdot q (n_{po}D_n/L_n + p_{no}D_p/L_p) \exp qU_{np}/kT$ . Для простоты рассмотрим зависимость от температуры только одной составляющей тока, т.к. характер зависимости для них одинаков .

$$n_{po} \sim T^3 \exp(-\Delta E_3/kT)$$

Учитывая слабую зависимость D/L от температуры, можно записать

$$I_{np} \sim T^3 \exp[-(\Delta E_3 - qU_{np})/kT].$$

Из этого выражения для прямого тока можно сделать два вывода:

- 1) При повышении температуры прямой ток возрастает, причём зависимость тока от температуры уменьшается при увеличении  $U_{np}$ .  
Возрастание тока обусловлено, во-первых, снижением высоты потенциального барьера при повышении температуры, как это следует из формулы для  $\Phi_B$ . Необходимо учесть также зависимость ширины запрещённой зоны от  $T$ :  $\Delta E_3 = \Delta E_3(T=0 \text{ К}) - a \cdot T$ . Для кремния  $a = 3 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$ . Во-вторых, при повышении температуры изменяется распределение основных носителей заряда по энергиям (см. рис.4). Чем выше температура, тем больше электронов переходит на более высокие энергетические уровни, и вероятность инжекции в соседнюю область возрастает.
- 2) Чем больше ширина запрещённой зоны полупроводника, тем при большем значении прямого напряжения достигается заданное значение прямого тока, т.е. для более широкозонного полупроводника ВАХ смещается в область более высоких значений  $U_{np}$ .

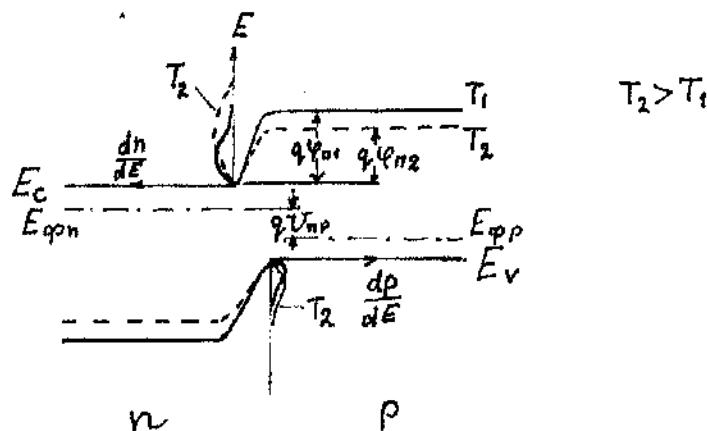


Рис. 4

Температурная зависимость обратного тока через переход определяется выражением

$$I_{обр} \approx I_0 \sim T^3 \exp(-\Delta E_i/kT)$$

и она сильнее, чем температурная зависимость прямого тока, поскольку показатели экспоненты в этом выражении больше. Возрастание обратного тока обусловлено увеличением концентрации неосновных носителей вследствие тепловой генерации.

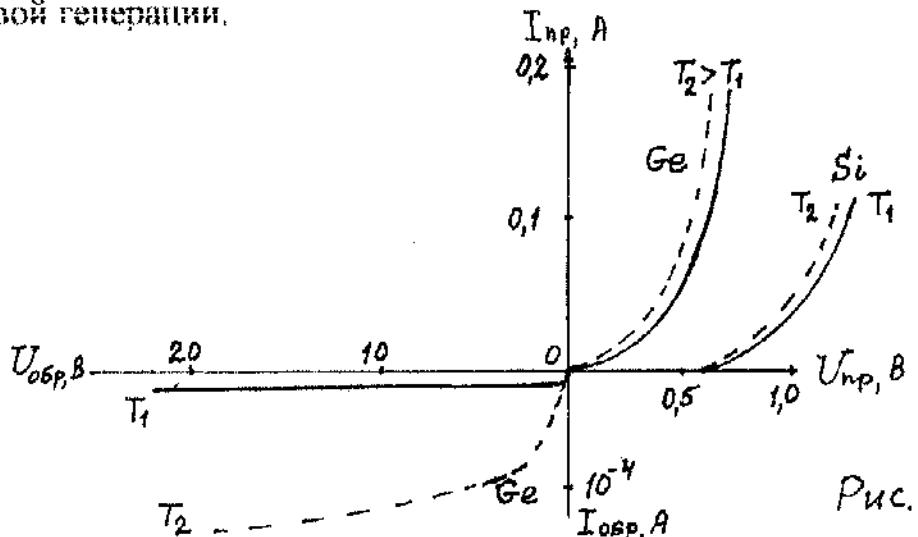


Рис. 5

На рис.5 приведены кривые, представляющие ВАХ для p-n переходов, изготовленных из германия ( $\Delta E_i = 0,66$  эВ при 300 К,  $\phi_n \approx 0,5$  В) и кремния ( $\Delta E_i = 1,12$  эВ,  $\phi_n \approx 0,9$  В), при разных значениях температуры. Обратный ток для p-n перехода из кремния на несколько порядков меньше, чем для перехода из германия и поэтому на рисунке не показан.

В случае реального диода ВАХ будет отличаться от идеальной по следующим причинам: 1) начальный участок прямой ветви с учётом рекомбинации в переходе будет аппроксимироваться формулой  $I_{пр} = I_0 \exp(qU_{пр}/mkT)$ ,  $1 < m < 2$  в зависимости от вклада рекомбинационного тока в прямой ток. 2) при больших прямых токах зависимость прямого тока от напряжения будет отличаться от экспоненты, т.к. часть напряжения, подаваемого на диод, будет падать на сопротивление базы:  $U_{пр} = U_n + I_r r_b$ ,  $r_b$  – сопротивление базы,  $U_n$  – напряжение на переходе. На графике  $\ln I_{пр} = f(U_{пр})$  при больших токах будет наблюдаться отклонение от прямой линии.

3) Обратный ток диода кроме теплового будет включать в себя ток утечки, ток генерации и канальный ток, которые зависят от обратного напряжения на диоде.

Реальная ВАХ показана пунктиром на рис.3.

#### Параметры полупроводникового диода

Важнейшими параметрами диода являются дифференциальное сопротивление  $R_d = dU/dI$ , прямой ток  $I_{пр}$ , прямое напряжение  $U_{пр}$ , максимальное

обратное напряжение  $U_{обр, макс}$ , крутизна ВАХ  $S = dI/dU$ , максимальная температура окружающей среды  $T_{макс}$ .

Рассмотрим зависимость дифференциального сопротивления от прямого тока и напряжения и температуры. Дифференциальное сопротивление диода складывается из сопротивления эмиттера (сильно-легированная область р-п перехода), сопротивления перехода и сопротивления базы (слабо-легированная область перехода), т.е.  $R_i = r_e + r_n + r_b$ . Обычно  $r_e \ll r_n, r_b$ .  $r_n$  определяется из ВАХ идеального перехода, т.е.  $r_n = dU_{пр} / dI_{пр} = (kT) / q(I_0 + I_{пр}) \cong kT/qI_{пр}$ .

Сопротивление базы  $r_b \sim \rho_b = (q n_p \mu_n)^{-1}$  для эмиттера с проводимостью п-типа. При увеличении прямого тока концентрация неосновных носителей в базе увеличивается практически пропорционально прямому току и сопротивление базы уменьшается так же, как и сопротивление перехода, т.е.  $\sim 1/I_{пр}$ . Однако при больших уровнях инжекции неосновных носителей в базу возрастает вероятность рекомбинации неравновесных носителей в базе и уменьшается их подвижность. Это приводит к ослаблению зависимости сопротивления базы от тока. Тем не менее дифференциальное сопротивление диода уменьшается почти по гиперболическому закону при увеличении прямого тока. Поскольку рост прямого тока связан с увеличением прямого напряжения, то дифференциальное сопротивление уменьшается при увеличении  $U_{пр}$ .

Как известно, при повышении температуры окружающей среды прямой ток через диод возрастает, и это вызывает уменьшение дифференциального сопротивления диода, несмотря на то, что подвижность носителей уменьшается по закону  $\mu \sim T^{3/2}$  (рис.6).

Типичные значения для дифференциального сопротивления диода, включённого в прямом направлении, составляют единицы-десятки Ом в зависимости от тока и температуры. При обратном включении диода его сопротивление возрастает на 5-6 порядков.

### Диод Шоттки

Диод Шоттки представляет собой контакт металл-полупроводник. Потенциальный барьер в приконтактной области называют барьером Шоттки. Зонная диаграмма выпрямляющего контакта металл-полупроводник п-типа показана на рис.7 для равновесного состояния (а), при включении в прямом (б) и обратном (в) направлении. Контакт будет выпрямляющим, если работа выхода металла больше работы выхода полупроводника п-типа. При включении перехода в прямом направлении электроны переходят из полупроводника в металл. Важнейшей особенностью диода Шоттки по сравнению с р-п переходом является отсутствие инжекции в базу диода (металл) неосновных носителей. Эти диоды работают на основных носителях. У них отсутствует диффузионная ёмкость, обусловленная накоплением неосновных носителей в базе.

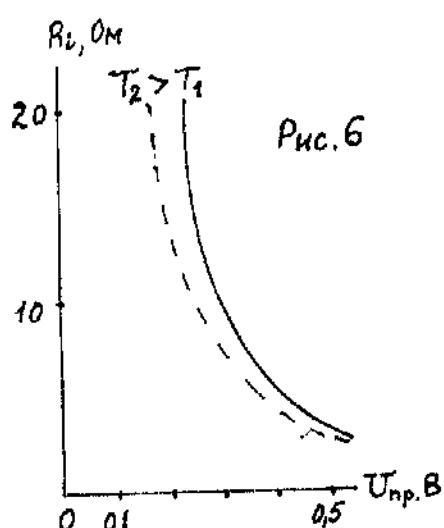


Рис. 6

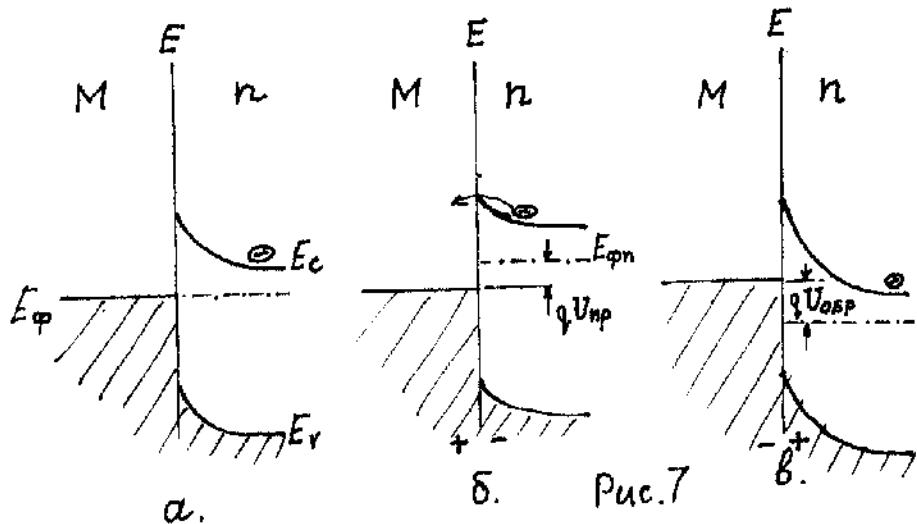


Рис. 7

Прямое напряжение, при котором достигается определенный прямой ток, в случае диода Шоттки меньше, чем для р-п перехода (примерно на 0,2 В). Это связано с меньшей высотой потенциального барьера у перехода металлического полупроводник по сравнению с р-п переходом. В отличие от р-п перехода прямая ветвь ВАХ диода Шоттки строго подчиняется экспоненциальному закону в широком диапазоне токов, поскольку сопротивление базы (металл) практически равно нулю и все напряжение, подаваемое на диод, падает на переходе.

Отсутствие диффузионной ёмкости существенно повышает быстродействие диода Шоттки при переключении с прямого направления на обратное и с обратного на прямое. Барьерная ёмкость при малой площади контакта может ограничивать рабочие частоты в пределах 3-15 ГГц.

### Переходные процессы в диоде при переключении с прямого напряжения на обратное

При изменении полярности напряжения на диоде равновесное распределение носителей заряда устанавливается не сразу. Требуется некоторое время для перезарядки ёмкости р-п перехода. Её принято разделять на две составляющие: барьерную ёмкость, связанную с перераспределением зарядов непосредственно в переходе, и диффузионную ёмкость, отражающую перераспределение неосновных носителей в базе.

При прямом напряжении главную роль играет диффузионная ёмкость  $C_{диф} = q/kT(I_n \tau_n + I_p \tau_p)$ , при обратном – барьерная. Её величина зависит от напряжения:

$C_{бар} = S_n [q \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 N_b / 2(\phi_n - U)]^{1/2}$ , где  $\epsilon$  и  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость и постоянная соответственно, а  $N_b$  – концентрация примесей в базе. Для прямого включения диода напряжение вычитается из высоты потенциального барьера, для обратного – складывается с ним. При увеличении прямого напряжения барьерная ёмкость увеличивается, что вызывается сужением перехода, при

увеличении обратного напряжения – она уменьшается, т.к. ширина перехода увеличивается.

После включения диода в прямом направлении, на нём за время  $t_{уст}$  устанавливается напряжение, определяемое величиной тока и складывающееся из двух составляющих:

$$U_{np} = U_n + U_{об}, \text{ где } U_n = (kT/q) \cdot \ln n_p/n - \text{напряжение на переходе, а } U_{об} = I \cdot r_b - \text{падение напряжения на сопротивлении базы.}$$

Равновесная концентрация неосновных носителей в базе устанавливается не сразу, а в течение некоторого времени (рис.8). Этой концентрации соответствует равенство количества неосновных носителей, инжектированных в базу через переход, количеству носителей, рекомбинировавших в базе и выведенных из базы через омический контакт базы с внешней цепью. По мере накопления неосновных носителей в базе будут изменяться напряжение на переходе и величина сопротивления базы - эффект модуляции сопротивления базы (рис.9).

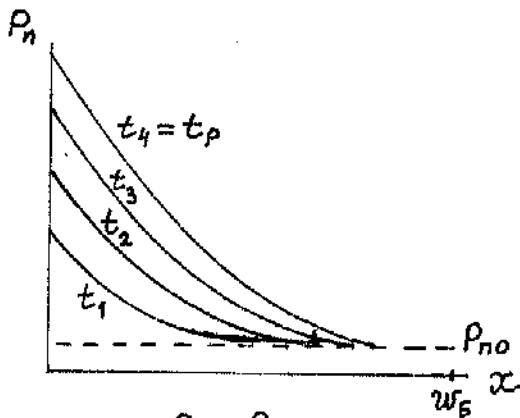


Рис. 8

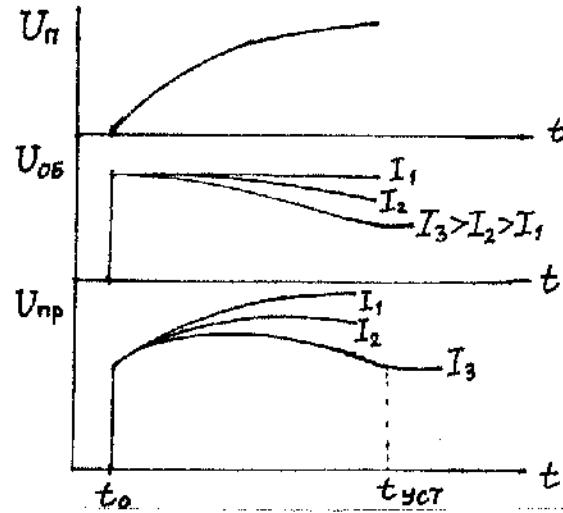


Рис. 9

При изменении напряжения с прямого на обратное ток через диод изменяет свою полярность и в начальный момент имеет величину, значительно превышающую ток насыщения. Это обстоятельство обусловлено тем, что накопленный в базе избыточный неравновесный заряд перемещается через переход в обратном направлении, т.е. из базы в эмиттер. Часть этого заряда выводится во внешнюю цепь и рекомбинирует в объеме базы.

На рис.10 показано изменение концентрации неосновных носителей в базе как функция времени, а на рис.11 – изменение тока через диод для 3 значений обратного напряжения. Чем больше  $U_{обр}$ , тем меньше отрезок времени, в течение которого обратный ток остаётся постоянным. Это время  $t_p$  связано с рассасыванием объемного заряда базы, и оно тем меньше, чем больше  $U_{обр}$  и обратный ток через переход. В это время градиент концентрации избыточных носителей в базе на границе перехода постоянен (рис10). В дальнейшем происходит достаточно быстрый спад тока, обусловленный рекомбинацией неосновных носителей и их экстракцией из базы. Длительность спада тока характеризуется временем среза  $t_c$ , а сумма  $t_c + t_p = t_{вос}$  называется временем восстановления обратного тока  $I_0$  или обратного сопротивления, поскольку

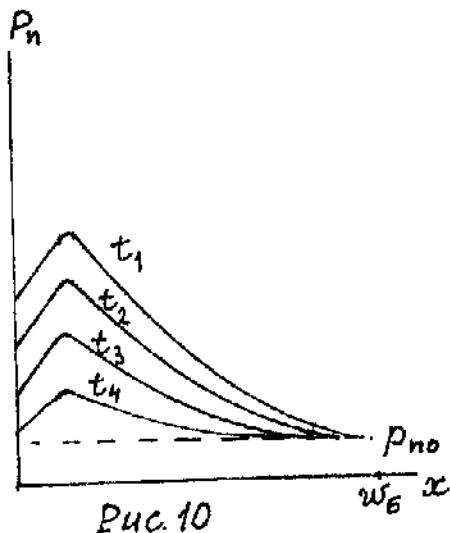


Рис. 10

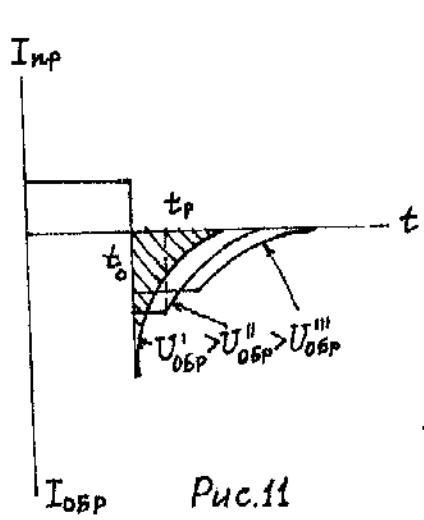


Рис. 11

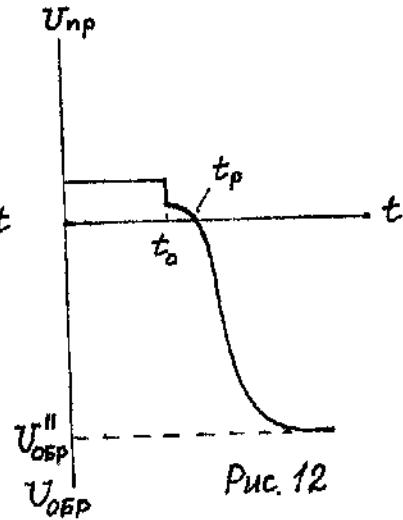


Рис. 12

сразу после переключения напряжения сопротивление диода мало, т.к. переход находится в открытом состоянии. На рис.12 приведена зависимость напряжения на диоде от времени. Из рисунка видно, что в течение времени  $t_p$  диод включён в прямом направлении.

Время восстановления отсчитывается от момента переключения напряжения до момента, при котором обратный ток уменьшится до 0,1 от начального значения.

Время восстановления возрастает по линейному закону при увеличении прямого тока, т.к. при этом соответственно увеличивается накопленный в базе избыточный заряд неосновных носителей (рис.13). Как уже отмечалось выше, время восстановления уменьшается при увеличении  $U_{обр}$  (рис.14).

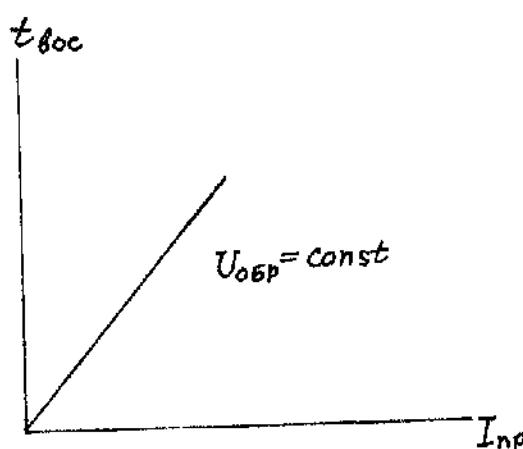


Рис. 13

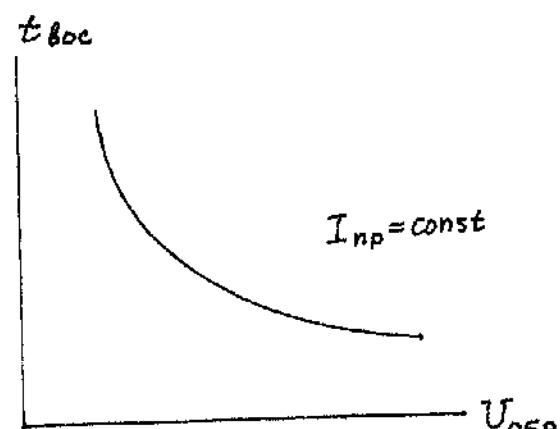


Рис. 14

Время восстановления обратного сопротивления определяет быстродействие диода, поэтому используются различные технологические методы, направленные на его уменьшение. В частности, путём подбора легирующей примеси, вводимой в базу, можно уменьшить время жизни неосновных носителей. Такой примесью для полупроводника п-типа является золото.

Другим способом уменьшения  $t_{вс}$  является использование диодов с неравномерным распределением примеси в базе. Внутреннее электрическое поле неоднородного полупроводника препятствует проникновению неосновных носителей вглубь базы и ускоряет их уход в эмиттер при переключении напряжения.

Ещё большим быстродействием обладают диоды Шоттки, в которых перенос заряда через переход осуществляется основными носителями. В них отсутствуют инжекция и накопление заряда при обратном включении. Ёмкость перехода может быть меньше 0,01 нФ.

Для характеристики переходного процесса используется величина заряда переключения  $Q_{пер}$ , который является частью накопленного в базе объёмного заряда.  

$$Q_{пер} = \int I_{обр}(t) dt$$
. Обычно он рассчитывается по площади заштрихованной фигуры на рис. 11. Для диода Д7Г(Ж) он обычно равен нескольким десяткам панокулон.

### Полупроводниковые стабилитроны

Полупроводниковый диод может быть использован как прибор, поддерживающий определённое постоянное значение напряжения в схеме. Для этого используется та часть ВАХ, где напряжение мало изменяется при изменении тока в относительно широких пределах.

Различают стабилитроны с лавинным и туннельным пробоем. Лавинный пробой возникает в р-п переходе при условии, что подвижные носители заряда приобретают на длине свободного пробега в электрическом поле перехода энергию, достаточную для ионизации атомов кристаллической решётки, т.е.  $\Delta E = qE\lambda \geq E_i$ . При многократном повторении этого процесса образуется лавина носителей заряда, и ток через переход резко возрастает в небольшом интервале изменения обратного напряжения.

Туннельный пробой возможен в случае узкого перехода и его вероятность определяется как высотой потенциального барьера (шириной запрещённой зоны), так и его шириной (т.е. шириной перехода). Особенностью туннельного пробоя является то, что переход (туннелирование) электронов из валентной зоны полупроводника р-типа в зону проводимости полупроводника п-типа происходит без изменения энергии электронов.

Подбором концентрации примеси можно получить тонкий или широкий р-п переход. Если толщина перехода больше длины свободного пробега носителей (слабо-легированные полупроводники), то они могут приобрести в электрическом поле перехода при  $U_{обр} > 8$  В энергию, необходимую для лавинного пробоя. Если же переход узкий (сильно-легированные полупроводники), то в нём при малых напряжениях (<6 В) возникает электрическое поле, достаточное для того, чтобы вызвать туннельный

пробой . В интервале от 6 до 8 В наблюдаются оба вида пробоя. На рис. 15 приведена схема включения стабилитрона в электрическую цепь, а на рис.16 показаны участки ВАХ (обратные ветви), используемые для стабилизации напряжения. Кривая 1 соответствует стабилитрону с туннельным пробоем, кривая 2 – с лавинным пробоем.

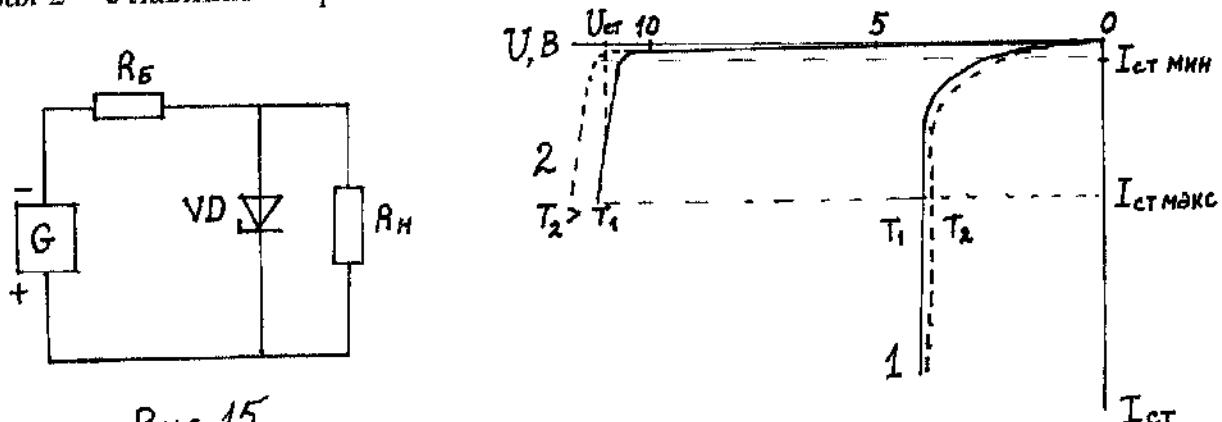


Рис. 15

В качестве материала для изготовления стабилитронов используется кремний, т.к. позволяет иметь меньший обратный ток до достижения напряжения пробоя, более высокую рабочую температуру и большую крутизну ВАХ, т.е. малую величину изменения напряжения. Из схемы на рис.15 следует, что напряжение  $E$  на зажимах источника напряжения равно

$E = U_{ct} + (I_{ct} + I_h)R_b$ , где  $I_{ct}$  и  $I_h$  - токи через стабилитрон и нагрузку  $R_h$  соответственно, а  $R_b$  – балластное сопротивление, падение напряжения на котором компенсирует изменение напряжения на входе схемы. Следовательно,  $\Delta E = \Delta U_{ct} + R_b(\Delta I_{ct} + \Delta I_h) = \Delta U_{ct} + R_b(\Delta U_{ct}/r_{ct} + \Delta U_{ct}/R_h)$ . Отсюда получаем

$$\Delta U_{ct} = \Delta E / (1 + R_b/r_{ct} + R_b/R_h).$$

Чем больше отношение балластного сопротивления к дифференциальному сопротивлению стабилитрона  $r_{ct}$ , тем высоким коэффициентом стабилизации характеризуется схема, т.е.  $\Delta U_{ct} \ll \Delta E$ .

### Основные параметры стабилитронов

Минимальный ток стабилизации  $I_{ct\ min}$  – ток, при котором пробой становится устойчивым

Максимальный ток стабилизации  $I_{ct\ max}$  – ток, при котором достигается максимально допустимая рассеиваемая мощность  $P_{max}$ .

Напряжение стабилизации  $U_{ct}$  – напряжение на стабилитроне при заданном значении тока стабилизации.

Дифференциальное сопротивление  $r_{ct} = dU_{ct}/dI_{ct}$ . Чем меньше  $r_{ct}$ , тем лучше стабилизация напряжения. График зависимости  $r_{ct}$  от  $U_{ct}$  приведён на рис.17. Низковольтному участку соответствует туннельный, а высоковольтному – лавинный пробой. Напряжение стабилизации туннельных стабилитронов тем ниже, чем выше степень легирования полупроводника (меньше ширина р-п).

перехода  $I_p \sim (N_{np})^{-1}$ ). При уменьшении концентрации легирующей примеси напряжение стабилизации возрастает, т.к. увеличивается ширина перехода. Однако дифференциальное сопротивление при этом уменьшается, т.к. в этом случае увеличивается степень перекрытия валентной зоны р-полупроводника с зоной проводимости полупроводника п- типа в той части, где плотность электронных состояний выше. В области лавинного пробоя напряжение стабилизации тем выше, чем шире переход, т.с. чем меньше концентрация примеси и больше сопротивление.

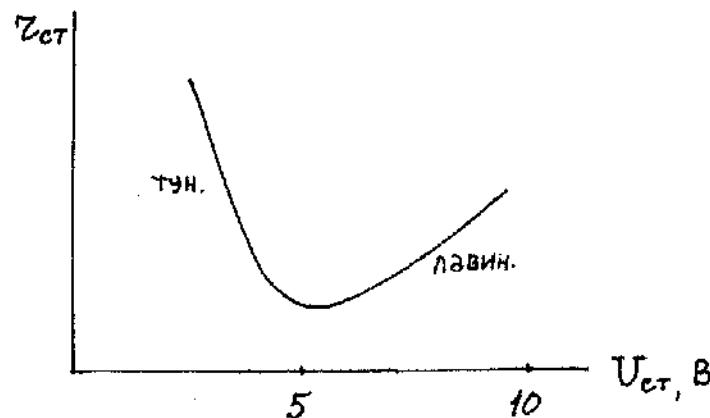


Рис. 17

Максимальный ток стабилитрона тем меньше, чем больше  $U_{ст}$ . Ограничивающим фактором является максимальная мощность, рассеиваемая в стабилитроне:  $I_{ст\max} = P_{макс} / U_{ст}$ . Для разных стабилитронов максимально допустимый ток составляет 20÷30 мА - 1÷5 А.

Температурный коэффициент напряжения стабилизации (ТКН) характеризует устойчивость стабилитрона по отношению к температуре окружающей среды и определяется как отношение относительного изменения напряжения стабилизации к изменению температуры окружающей среды:  $\alpha_{ст} = [U_{ст}(T_2) - U_{ст}(T_1)] / U_{ст} \Delta T = \Delta U_{ст} / U_{ст} \Delta T \% / К$  или  $K^{-1}$ . Обычно  $\alpha_{ст}$  рассчитывают при среднем значении тока  $I_{ст\ср} = (I_{ст\min} + I_{ст\max}) / 2$ . На рис. 18, а представлена зависимость  $\alpha_{ст}$  от  $U_{ст}$ . Для стабилитронов с лавинным пробоем  $\alpha_{ст} > 0$ , т.с. напряжение стабилизации увеличивается при повышении температуры. Это связано с тем, что при повышении температуры уменьшается длина свободного пробега носителей заряда  $\lambda$  в полупроводнике из-за возрастания амплитуды теплового колебания атомов решётки. Чтобы было выполнено условие развития лавины при ионизации атомов полупроводника носителями, ускоренными в электрическом поле, на меньшей длине пробега, необходимо увеличить электрическое поле в переходе, т.е. приложенное напряжение.

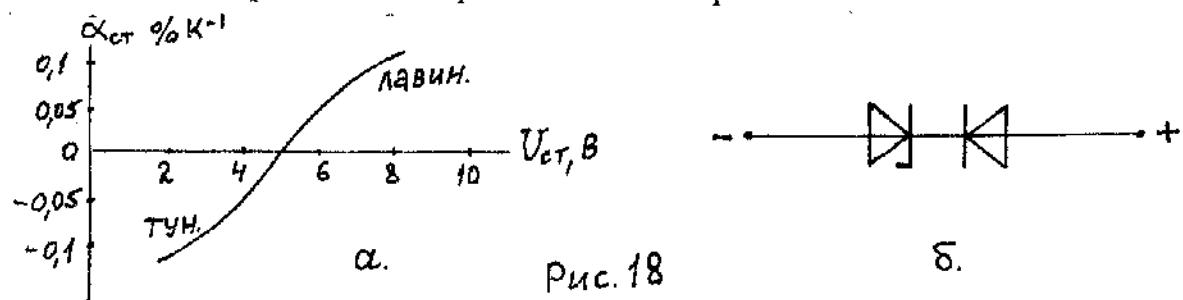


Рис. 18

б.

Для стабилитронов с туннельным пробоем  $\alpha_{ct} < 0$ , т.е. напряжение стабилизации уменьшается при повышении температуры. Чем выше температура, тем ниже и уже потенциальный барьер и больше вероятность туннелирования электронов сквозь потенциальный барьер

$w_t \sim \exp[-4\pi/h] \sqrt{2m(E - E_x)} dx$ ,  $E$ -высота потенциального барьера,  $E_x$  - энергия электрона, интегрирование ведётся по координате  $x$ , ширина барьера  $x_0$  на уровне  $E_x$ ,  $m$  - масса электрона,  $h$  - постоянная Планка.

Существенным недостатком полупроводниковых стабилитронов является значительный ТКН. С целью снижения зависимости напряжения стабилизации от температуры используется схема термокомпенсации - термоскомпенсированный стабилитрон (рис.18, б). В этой схеме последовательно включены стабилитрон с ТКН>0 и диод в прямом направлении с ТКН<0. У таких стабилитронов  $\alpha_{ct} = (-1+20) \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$ .

Для стабилизации низких напряжений может быть использована прямая ветвь ВАХ диода. В этом случае  $U_{ct} = U_{\text{пр макс}}$  и составляет 0,7-0,8 В для кремниевых диодов. Такие стабилитроны называются стабисторами, и они имеют ТКН <0. Напряжение стабилизации можно повысить путём последовательного включения нескольких стабисторов.

### Туннельный и обращённый диоды

Для изготовления этих диодов используются полупроводники с высокой степенью легирования. Известно, что положение уровня Ферми зависит от концентрации примеси следующим образом:

в полупроводнике  $n$ -типа  $E_F = (E_c + E_d)/2 - 0,5 \ln(N_c/2N_d)$ ,

в полупроводнике  $p$ -типа  $E_F = (E_v + E_A)/2 + 0,5 \ln(N_v/2N_A)$ , т.е. при увеличении концентрации примеси уровень Ферми приближается к дну зоны проводимости в полупроводнике  $n$ -типа и к потолку валентной зоны в полупроводнике  $p$ -типа. Если концентрация примеси составляет  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , то такой полупроводник является вырожденным. В этом случае разность между энергией электрона и уровнем Ферми  $E - E_F \approx kT$ , действует принцип Паули и распределение электронов по квантовым состояниям подчиняется статистике Ферми-Дирака. Дополнительные квантовые состояния, связанные с примесями, представляют собой не локальные уровни, расположенные вблизи границ соответствующих зон, а составляют примесные зоны, перекрывающиеся с зоной проводимости и валентной зоной (рис.19). В гибридной зоне проводимости часть квантовых состояний вблизи дна зоны будет заполнена электронами даже при  $T = 0 \text{ K}$ . Уровень Ферми, определяющий максимальную энергию электронов в этих условиях, окажется в пределах зоны проводимости. В гибридной валентной зоне часть квантовых состояний в верхней части зоны окажется свободной, и уровень Ферми расположится вблизи потолка зоны.

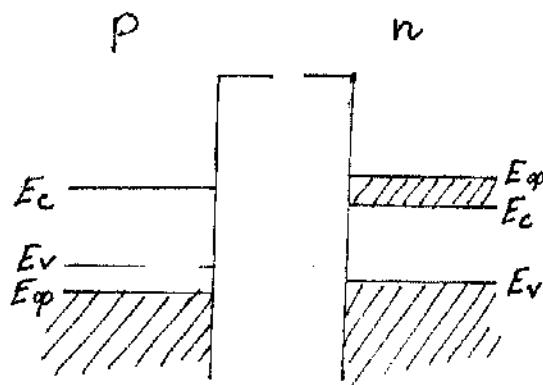


Рис. 19

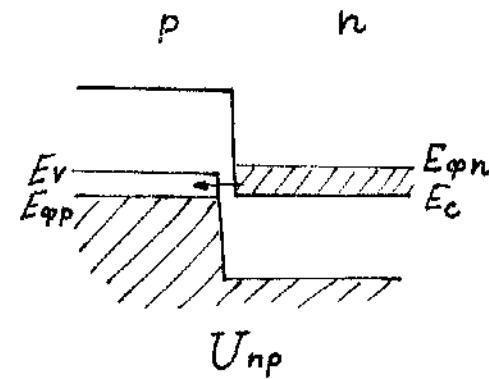


Рис. 20

Для изготовления туннельного диода в полупроводник вводится примесь в количестве  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Толщина перехода  $l_n \sim N_{np}^{-1/2}$  и в туннельном диоде составляет  $\sim 10^{-2} \text{ мкм}$ , что на 2 порядка меньше, чем в выпрямительных диодах. В этих условиях даже при небольших прямых напряжениях электроны будут туннелировать из зоны проводимости полупроводника n-типа в валентную зону полупроводника p-типа. Величина туннельного тока будет зависеть от взаимного расположения зон в n- и p-полупроводниках (рис.20). Максимальное значение туннельного тока достигается при максимальном перекрытии заполненных энергетических уровней зоны проводимости n - области и свободных разрешённых энергетических уровнях валентной зоны p-области. При дальнейшем увеличении прямого напряжения степень перекрытия и ток будут уменьшаться до тех пор, когда туннельный эффект окажется невозможным. Однако при дальнейшем увеличении прямого напряжения возникнет инжекция электронов из n-области в p-область и инжекция дырок из p-области в n-область, т.е. через переход будет протекать диффузионный ток. Таким образом, прямой ток в туннельном диоде имеет две составляющие: туннельную и диффузионную (рис.21).

Если переход включается в обратном направлении, то зоны смещаются так, что становится возможным туннелирование электронов из валентной зоны p-области в свободные состояния n-области, расположенные выше уровня Ферми. Это приводит к появлению большого обратного тока при малых значениях  $U_{обр}$  (рис.21).

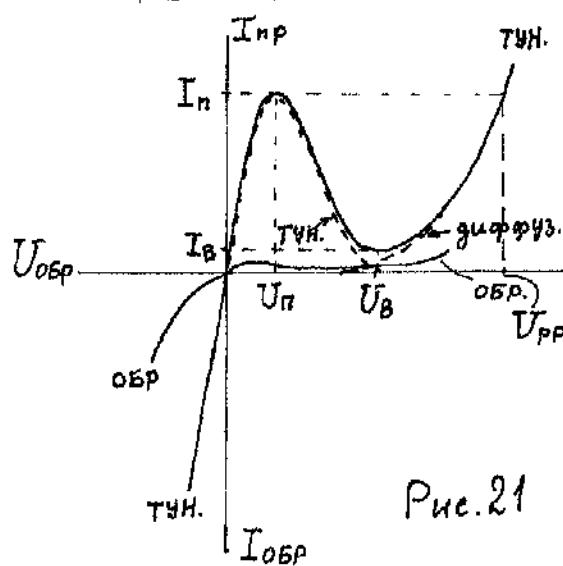


Рис. 21

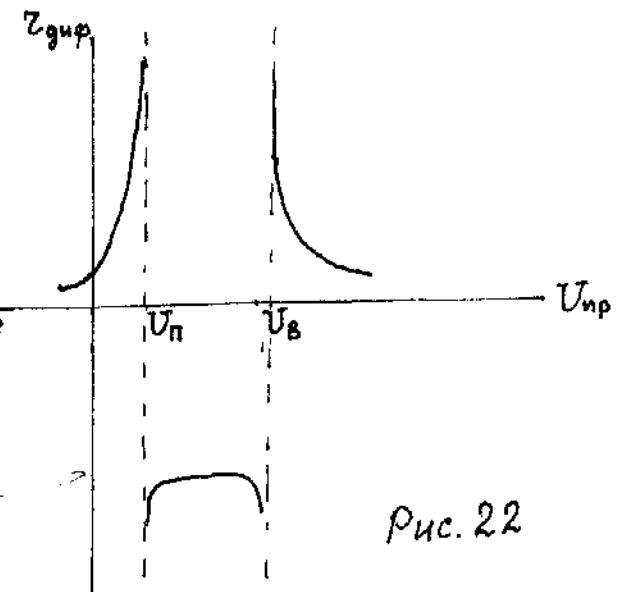


Рис. 22

Основными параметрами туннельного диода являются: напряжение и ток пика  $U_n$  и  $I_n$ ; напряжение и ток впадины  $U_b$  и  $I_b$ ; отношение токов  $I_n/I_b$ ; напряжение раствора  $U_{pp}$ , равное прямому напряжению, при котором диффузионный ток равен току пика; дифференциальное сопротивление  $r_{\text{диф}} = dU/dI$ , зависимость дифференциального сопротивления от напряжения приведена на рис.22; ёмкость диода  $C$ ; отрицательная проводимость  $g_{\text{пер}} = dI/dU$ , определяемая на середине участка ВАХ между  $U_n$  и  $U_b$ .

Параметры туннельных диодов зависят от ширины запрещённой зоны полупроводника и степени легирования. Чем больше  $\Delta E_s$ , тем больше параметры: для диода из Ge  $U_n = 0,04\text{-}0,06$  В, а для диода из GaAs – 0,1-0,15 В,  $U_b$  – соответственно равно 0,25-0,35 В и 0,4-0,5 В,  $I_n / I_b$  3-6 и 10. Увеличение концентрации доноров и акцепторов приводит к росту  $I_n$  и  $I_b$ , т.к. при этом расширяются участки зон, участвующие в туннелировании электронов.

При повышении температуры  $I_n$  уменьшается, т.к. размыивается распределение электронов по энергиям вблизи уровня Ферми,  $I_b$  при этом увеличивается за счёт роста диффузионной составляющей прямого тока диода. Время туннелирования электронов через переход составляет примерно  $10^{-13}$  с, но его быстродействие снижается из-за перезарядки ёмкости и сопротивления потерь  $r_n$ , предельная, или резистивная, частота  $f_{r \text{ макс}} = 1/4\pi r_n C$ . В туннельном диоде отсутствует накопление в базе неосновных носителей заряда.

По характеру проводимости вырожденные полупроводники похожи на металл, поэтому их рабочая температура достигает 400° С.

Туннельные диоды могут выполнять следующие функции: усиительные, генераторные, переключательные в диапазоне длин волн вплоть до миллиметровых.

### Обращённые диоды

Обращённые диоды изготавливаются из полупроводников с концентрацией примесей порядка  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Уровень Ферми при нулевом напряжении почти совпадает с потолком валентной зоны р-области и дном зоны проводимости п-области. Ширина перехода (потенциального барьера) у них на порядок больше, чем у туннельного. Кроме того, перекрытие зон мало или отсутствует. Поэтому туннельная составляющая прямого тока на 2-3 порядка меньше (рис.22) по сравнению с туннельным диодом или её вообще нет.. В этом случае прямой ток определяется только диффузионной составляющей. Обратный ток в обращённом диоде также туннельного происхождения, но по величине он меньше из-за большей ширины барьера.

ВАХ обращённого диода представляет собой зеркально отражённую ВАХ обычного диода (с заменой I на -I), повернутую на 180° вокруг оси токов.

Благодаря высокому быстродействию и большой крутизне ВАХ обращённые диоды могут быть использованы в детекторах и смесителях диапазонов СВЧ.

## Полевые транзисторы

Полевой транзистор – это полупроводниковый прибор, используемый для усиления тока, напряжения и мощности, в котором управление потоком носителей через канал осуществляется электрическим полем. Носители заряда имеют один знак, поэтому транзистор униполярный. Поскольку управление током в нём происходит с помощью электрического поля, он называется полевым.

Электрическое поле изменяет проводимость небольшой области полупроводника -канала. Если перенос заряда осуществляется электронами, то это полевой транзистор с каналом n-типа. Если заряд переносится дырками, то канал p-типа.

Различают два основных типа полевых транзисторов: полевой транзистор с управляющим p-n переходом (ПТУП) и полевой транзистор с изолированным затвором (ПТИЗ).

ПТУП состоит из полупроводникового кристалла с проводимостью p- или n-типа, на поверхности которого изготавливается p-n переход. Два электрода с омическими (невыпрямляющими) контактами выполняют роль истока (И), т.е. области откуда в канал втекают носители заряда, и роль стока (С)- области, через которую носители вытекают из канала. Третий электрод – затвор (З) – является управляющим: на него подается напряжение относительно истока, включающее p-n переход в обратном направлении. Именно это напряжение управляет потоком носителей в канале между истоком и стоком. Схема включения ПТУП с двумя затворами и общим истоком приведена на рис.23. В данном случае транзистор имеет канал n-типа.

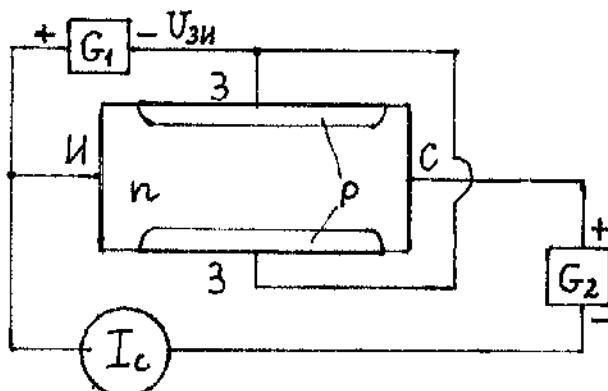


Рис. 23

Принцип действия ПТУП состоит в следующем. При включении источника напряжения между истоком и стоком  $U_{3и}$  по каналу протекает ток, величина которого определяется сопротивлением канала и приложенным напряжением  $I_c = U_{3и} / R_k$ .  $R_k = f(U_{3и}, U_{ci})$ , т.к. по отношению к затвору исток и сток имеют одинаковую полярность и одинаково влияют на ширину p-n перехода. При увеличении  $U_{3и}$  ОПЗ управляющего перехода расширяется по всей длине затвора от И к С. Соответственно по всей длине одинаково уменьшается ширина канала - области высокой проводимости. Увеличение

выходного напряжения  $U_{ci}$  вызывает неравномерное сужение канала, наибольшим оно будет вблизи стока. Это связано с тем, что разность потенциалов между каналом и затвором увеличивается от И к С. Таким образом, поперечное электрическое поле, определяющее ширину и сопротивление канала, зависит как от  $U_{zi}$ , так и от  $U_{ci}$ .

При определенных условиях области пространственного заряда под затворами смыкаются, т.е. канал перекрывается. Этого можно добиться, изменения только напряжение затвор-исток. Если расстояние между затворами обозначить через "а", то условие перекрытия канала записывается так:

$$a = 2x_n = 2 [2\epsilon\epsilon_0(\phi_n + U_{zi\text{ отс}})/qN_d]^{1/2} \text{ и } a^2 = 8\epsilon\epsilon_0 U_{zi\text{ отс}}/qN, \text{ т.к. } U_{zi\text{ отс}} \gg \phi_n.$$

$U_{zi\text{ отс}}$  – напряжение отсечки, при котором канал перекрывается по всей длине и ток в цепи И-С обращается в 0. Таким образом,  $U_{zi\text{ отс}} = a^2 \cdot qN / 8\epsilon\epsilon_0$ . При  $a = 2\text{ мкм}$  и  $N = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$   $U_{zi\text{ отс}} = 4 \text{ В}$ .

Семейство стоковых (выходных) ВАХ приведено на рис.24,а. Параметром для кривых является напряжение на затворе  $U_{zi}$ . Начальные (почти линейные) участки выходных характеристик, соответствующих разным  $U_{zi}$ , имеют разные наклоны, чему соответствуют разные сопротивления каналов. Наибольшая ширина канала и наименьшее его сопротивление получаются при  $U_{zi} = 0$  (полностью открытый канал).

Если перекрытие канала осуществляется одновременным изменением  $U_{zi}$  и  $U_{ci}$ , то условие перекрытия канала записывается так:  $U_{zi\text{ отс}} = U_{zi} + U_{ci\text{ нас}}$ , где  $U_{ci\text{ нас}}$  – напряжение насыщения. В этом случае канал перекрывается только вблизи стока и ток стока практически перестает изменяться при увеличении выходного напряжения, т.е. происходит насыщение тока. Небольшой рост тока после достижения насыщения связан с тем, что удлинение перекрытой части канала и увеличение её сопротивления меньше, чем рост напряжения  $U_{ci}$ .

Напряжение  $U_{ci\text{ нас}} = U_{zi\text{ отс}} - U_{zi}$  тем меньше, чем больше  $U_{zi}$ .

При  $U_{zi} = 0$  канал может быть перекрыт только за счёт увеличения  $U_{ci}$ . В этом случае  $U_{ci\text{ нас}} = U_{zi\text{ отс}}$  имеет максимальное значение.

Участок насыщения ограничен напряжением  $U_{ci\text{ макс}}$ , равным напряжению лавинного пробоя управляющего перехода у стокового конца канала. По достижении этого напряжения ток стока резко возрастает.

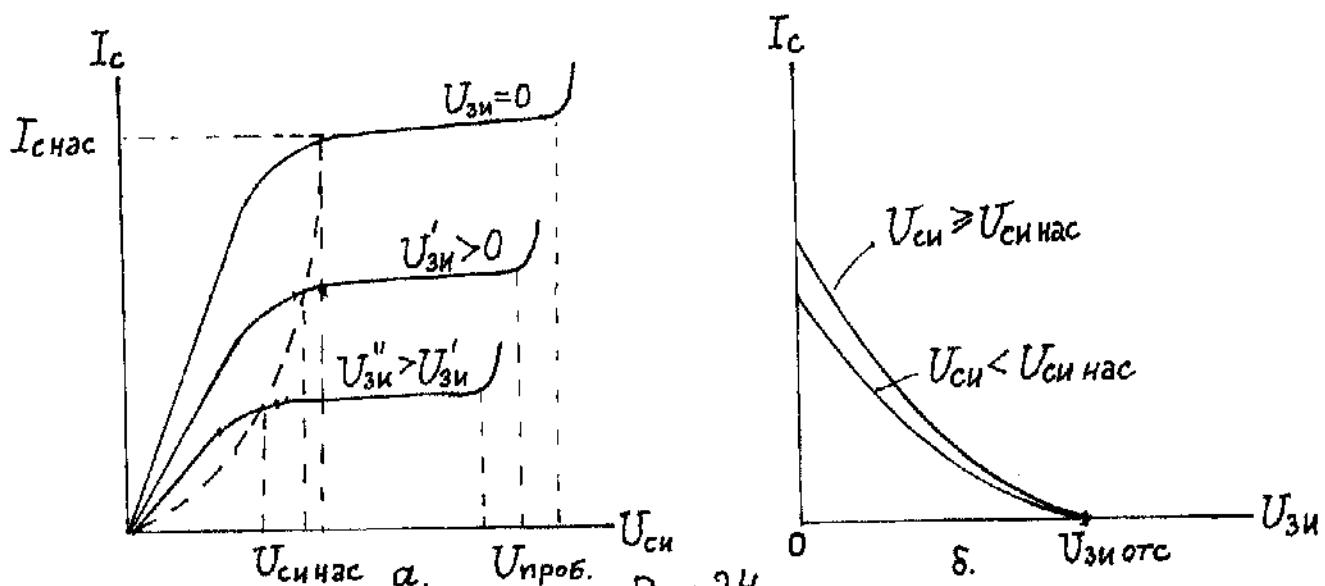


Рис.24

Семейство стоко-затворных ВАХ(характеристик прямой передачи) для разных  $U_{си}$  приведено на рис.24,б. Эти характеристики демонстрируют управляющее действие напряжения на затворе: при его увеличении от нулевого значения ток стока уменьшается из-за сужения канала и при  $U_{зи} = U_{зи отс}$  становится равным нулю, что соответствует полному перекрытию канала на всей его длине.

Сопротивление полностью открытого канала  $R_{к отк} = \rho l / ab$ , где  $\rho$ - удельное сопротивление полупроводникового кристалла,  $l$ - длина затвора,  $a$ - расстояние между затворами,  $b$ - размер кристалла в направлении оси "у" (рис.25). Ширина проводящего канала  $w$  является функцией координаты  $x$  и может быть представлена как  $w = a - 2x_n = a - 2(2\epsilon\epsilon_0 U_{зи} / qN)^{1/2}$ . В случае перекрытия канала  $w = 0$  и  $a = 2(2\epsilon\epsilon_0 U_{зи отс} / qN)^{1/2}$ .

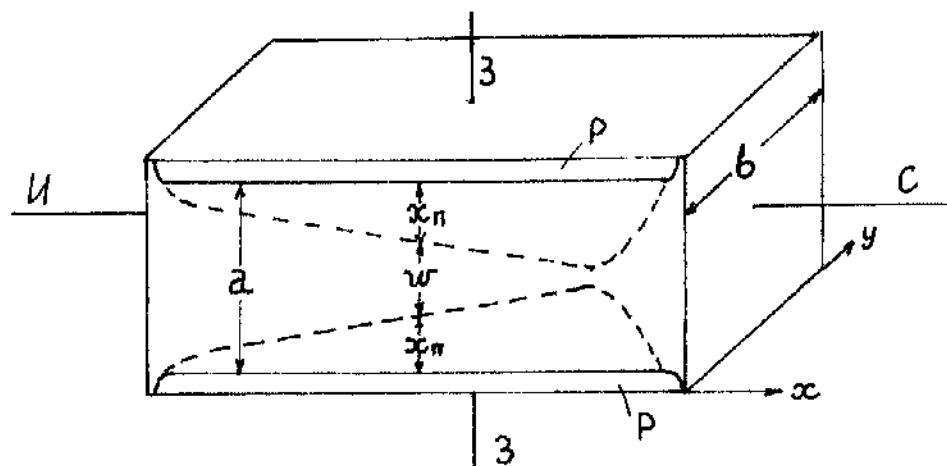


Рис.25

Ток стока, как и сопротивление канала, является функцией напряжений  $U_{си}$  и  $U_{зи}$ .

На круглом участке входной ВАХ

$$I_c = (R_{к отк})^{-1} \{ U_{си} + 2/3 [ U_{зи}^{3/2} - (U_{си} + U_{зи})^{3/2} ] / U_{зи отс}^{1/2} \}.$$

На пологом участке выполняется условие  $U_{зи отс} = U_{си нас} + U_{зи}$  и  $I_c = I_{c нас}$ .

$$I_{c нас} = (R_{к отк})^{-1} \{ U_{си нас} + (2/3) [ U_{зи отс} - U_{си нас} ]^{3/2} / U_{зи отс}^{1/2} - (2/3) U_{зи отс} \}.$$

Усилительные свойства полевого транзистора в режиме малого сигнала характеризуется крутизной передаточной характеристики  $S = | dI_{c нас} / dU_{зи} |_{U_{си нас}}$   $S = S_{max} [ 1 - (U_{зи} / U_{зи отс})^{1/2} ]$ . Приведённая формула для крутизны применима к транзисторам с однородно легированным каналом. Для полевого транзистора, изготовленного методом двойной диффузии, лучше соответствует формула  $S = S_{max} (1 - U_{зи} / U_{зи отс})$ .

- Кроме крутизны к основным параметрам полевого транзистора относятся:
- сопротивление транзистора в омической (крутое) области ВАХ -  $R_o$ ,
  - внутреннее (дифференциальное) сопротивление  $r_d = dU_{ce}/dI_c \Big|_{U_{bi}=const}$ , определяемое по пологой (рабочей) части ВАХ; обычно его величина составляет десятки кОм,
  - коэффициент усиления  $\mu = S \cdot r_d$ ,
  - напряжение отсечки  $U_{3и отс}$ ,
  - ток насыщения  $I_{cнас}$  при  $U_{3и} = 0$ ,
  - ёмкости затвор-исток и затвор-сток  $C_{3и}, C_{sc}$ . Первая из них больше, т.к. определяется меньшей шириной р-п перехода у затвора. Именно она ограничивает максимальную частоту  $f_{max} = (2\pi R_k C_{3и})^{-1}$ .

Сопротивление канала п-типа меньше, т.к. подвижность электронов большее, чем подвижность дырок. Поэтому частотные свойства транзистора с п-каналом лучше. На рис. 26, а приведены кривые зависимости дифференциального сопротивления от выходного напряжения для нескольких значений  $U_{3и}$ . Резкое увеличение  $r_d$  происходит при  $U_{3и} \approx U_{3инас}$ , т.е. при перекрытии канала вблизи стока. Затем наблюдается небольшой рост дифференциального сопротивления. Из графика видно, что  $r_d$  тем больше, чем больше напряжение на затворе и, следовательно, уже канал. На рис. 26, б показана зависимость  $r_d$  от напряжения на затворе при постоянном значении  $U_{ce}$ . Из рисунка видно, что с увеличением напряжения на затворе  $r_d$  растёт от минимального значения при  $U_{3и} = 0$  практически монотонно, и оно тем больше, чем выше значение  $U_{ce}$ .

На рис. 26, в приведена кривая зависимости крутизны от напряжения на затворе. От максимального значения при  $U_{3и} = 0$  (несколько мА/В) крутизна уменьшается до 0 при  $U_{3и} = U_{3и отс}$ .

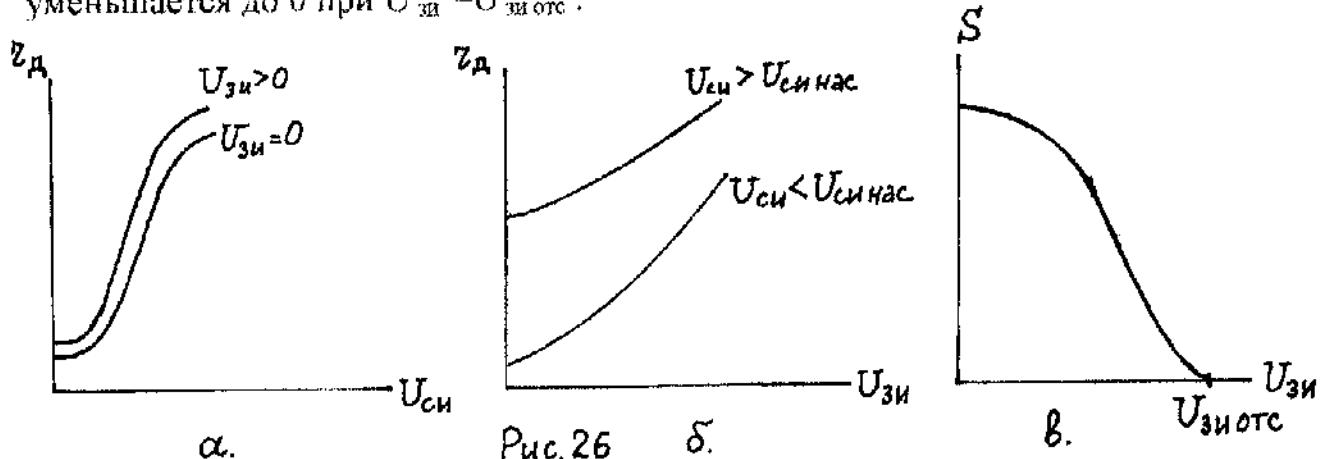


Рис. 26

При повышении температуры окружающей среды уменьшается высота потенциального барьера управляющего р-п перехода и несколько уменьшается ширина перехода, что обуславливает расширение канала и увеличение тока стока. С другой стороны, рост температуры вызывает уменьшение подвижности носителей в канале и снижение тока стока. Эти два фактора частично компенсируют вклад друг друга в изменение тока стока в зависимости от Т.

Напряжение отсечки ПТУП увеличивается с ростом температуры из-за расширения канала, вызываемого снижением потенциального барьера управляющего перехода.

ПТУП характеризуются высоким входным сопротивлением ( $10^7 \div 10^{11}$  Ом), оно определяется малым током перехода, включённого в обратном направлении.

Важным достоинством ПТУП является стабильность характеристик и малый уровень собственных шумов, поскольку канал отделён от поверхности кристалла высокоомным слоем - ОПЗ. Неизбежным остаётся тепловой шум из-за нагрева канала:  $U_{\text{тн}}^2 = 4kT R_k \Delta f$ ; приняв полосу частот равной 1 Гц и  $R_{k \min} = 0,5$  кОм, получаем  $\sqrt{U_{\text{тн}}^2} = 3$  нВ.

### Полевой транзистор с изолированным затвором (ПТИЗ), или МДП-транзистор

Существует два типа ПТИЗ: с встроенным каналом, создаваемым в процессе изготовления транзистора, и с индуцированным каналом, который представляет собой инверсный слой, образующийся под действием внешнего электрического поля. В ПТИЗ первого типа управление током через канал осуществляется за счёт обогащения или обеднения канала подвижными носителями заряда при изменении напряжения на затворе.

Рассмотрим ПТИЗ, у которого канал индуцируется электрическим полем затвора на границе диэлектрик-полупроводник.

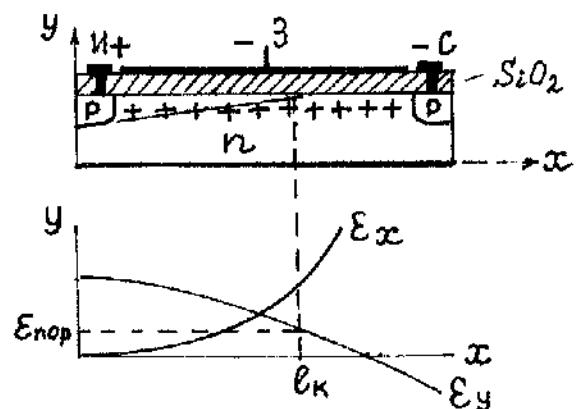


Рис.27

Устройство ПТИЗ с индуцированным каналом показано на рис.27. В отличие от ПТУП затвор ПТИЗ отделён от полупроводника-подложки тонким слоем диэлектрика  $\text{SiO}_2$ . Поэтому входное сопротивление ПТИЗ составляет  $10^{14} \div 10^{15}$  Ом. На рисунке показана структура ПТИЗ с р-каналом, выполненная на основе полупроводника n-типа. Исток И и сток С – электроды, подведённые к областям с проводимостью р-типа. При включении выходного напряжения  $U_{\text{сн}}$  ток в цепи И-С будет практически равен 0, т.к. один из р-п переходов в этой

цепи окажется включённым в обратном направлении. Если на затвор подать отрицательное напряжение, то под действием электрического поля приграничный слой полупроводника, расположенный под диэлектриком, будет обедняться основными носителями-электронами и обогащаться неосновными-дырками. При определённом значении  $U_{zi}$ , называемом пороговым  $U_{zi\text{ пор}}$ , концентрация неосновных носителей  $p_n$  станет больше концентрации основных  $n_n$ , т. е.  $p_n > n_n$ . Произойдёт инверсия типа проводимости, и под затвором между истоком и стоком образуется проводящий p-канал. Если между истоком и стоком включить источник напряжения отрицательным полюсом к истоку, то в этой цепи пойдёт ток, обусловленный дрейфом дырок по каналу от истока к стоку. Из-за падения напряжения на сопротивлении канала поле, направленное перпендикулярно к каналу, образуемое  $U_{ci}$  и разностью потенциалов между каналом и истоком  $U(x)$ , будет уменьшаться к стоку, поскольку полярность напряжений на затворе и стоке совпадает. Но этой причине канал у истока шире, чем у стока.  $U(x) = 0$  при  $x = 0$  и  $U(x) = U_{ci}$  при  $x = L$ ;  $L$  – расстояние между И и С. На рис.27 показаны продольное и поперечное электрические поля, определяющие дрейф дырок вдоль канала и условия возникновения инверсии типа проводимости в нём. Канал существует в той части промежутка И-С, где  $U_{zi} - U > U_{zi\text{ пор}}$ . Длина канала –  $l_k$ .

Выражение для тока стока имеет вид :

$I_c = (\mu_{pk} \cdot b \cdot C_{3k} / L) [(U_{zi} - U_{zi\text{ пор}}) U_{ci} - U_{ci}^2 / 2]$ . Семейство выходных ВАХ  $I_c = f(U_{ci})$  при нескольких значениях  $U_{zi}$ , превышающих  $U_{zi\text{ пор}}$ , приведено на рис.28.

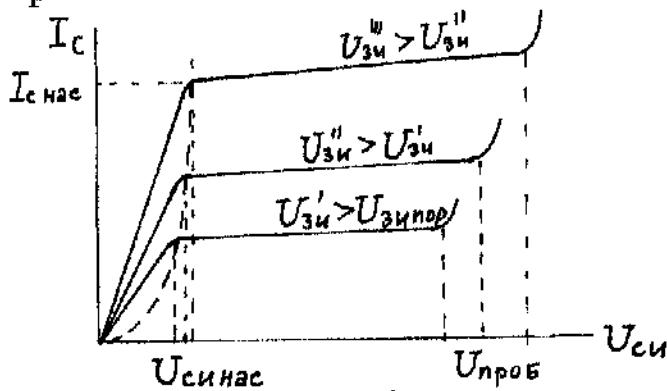


Рис.28

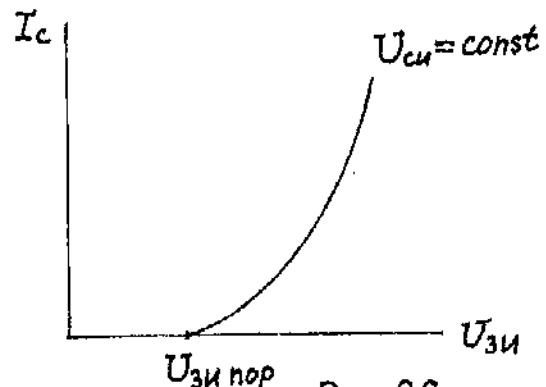


Рис.29

По своему виду они похожи на ВАХ ПТУИ : с увеличением  $U_{ci}$  разность потенциалов между затвором и каналом вблизи стока уменьшается и снижается уровень обогащения канала неосновными носителями-дырками. Это приводит кужению канала и увеличению его сопротивления и, как следствие, к снижению скорости роста тока стока. При  $U_{ci\text{ нас}} = U_{zi} - U_{zi\text{ пор}}$  произойдёт перекрытие канала у стока и наступит насыщение тока стока. Чем меньше  $U_{zi}$ , тем меньше  $U_{ci\text{ нас}}$ . В общем случае перекрытие канала происходит в точке  $x$ , в которой  $U_{zi\text{ пор}} \geq U_{zi} - U(x)$ . Длина канала  $l_k$  в этом случае будет меньше расстояния между истоком и стоком  $L$ . Дальнейший рост выходного напряжения приводит лишь к незначительному увеличению тока стока за счёт возрастающей составляющей

напряжённости электрического поля, направленной вдоль канала. При больших  $U_{ci}$  происходит пробой между затвором и стоком. Величина  $U_{ci}$  проб зависит от напряжения затвор-исток. Поскольку  $U_{ci}$  и  $U_{zi}$  одного знака, то большим значениям  $U_{zi}$  будут соответствовать большие значения  $U_{ci}$  проб. Из-за малой толщины диэлектрической пленки пробой может происходить при напряжении в десятки вольт и при больших перегрузках транзистора носить тепловой характер.

Передаточные характеристики ПТИЗ сильно отличаются по своему виду от передаточных характеристик ПТУП (рис.29). Во-первых, ток стока равен нулю при  $U_{zi} < U_{zi\text{ пор}}$ , т.к. в этих условиях отсутствует проводящий канал между истоком и стоком. Во-вторых, при увеличении напряжения  $U_{zi}$  ток стока растёт, а не уменьшается, как в случае с ПТУП. Рост  $I_c$  при увеличении  $U_{zi}$  связан с двумя обстоятельствами: расширением канала (инверсной области) и увеличением в канале концентрации неосновных носителей. Оба обстоятельства приводят к уменьшению сопротивления канала и росту тока стока.

Выражение для  $I_c$  насыщении можно получить из уравнения для ВАХ ПТИЗ, воспользовавшись соотношением  $U_{ci\text{ нас}} = U_{zi} - U_{zi\text{ пор}}$ .

$$I_{c\text{ нас}} = (\mu_{pk} \cdot b \cdot \epsilon \epsilon_0 / 2Ld)(U_{zi} - U_{zi\text{ пор}})^2$$

Основными параметрами ПТИЗ являются:

- крутизна передаточной характеристики  $S = dI_c/dU_{zi}$  при постоянном  $U_{ci} \geq U_{ci\text{ нас}}$ , из формулы для тока насыщения находим  $S = (\epsilon \epsilon_0 \mu_{pk} b / L \cdot d)(U_{zi} - U_{zi\text{ пор}})$ , в отличие от ПТУП, крутизна ПТИЗ возрастает при увеличении напряжения на затворе (рис.30);

- выходное дифференциальное сопротивление  $r_d = dU_{ci} / dI_c |_{U_{zi}=\text{const}}$ , зависимость  $r_d$  от  $U_{ci}$  для одного из значений  $U_{zi}$  приведена на рис.31; из рисунка видно, что характер этой зависимости такой же, как и для ПТУП: при увеличении выходного напряжения  $r_d$  возрастает из-за сужения канала, а при достижении  $U_{ci\text{ нас}}$ , т.е. перекрытии канала, скорость возрастания  $r_d$  уменьшается;
  - статический коэффициент усиления  $k = dU_{ci} / dU_{zi} |_{I_c=\text{const}} = S \cdot r_d$ ;
  - входная ёмкость  $C_{\text{вх}} = C_{zi} + C_{jk} \approx 0,5 \div 10 \text{ пФ}$ ;
- максимальная рабочая частота  $f_{\text{макс}} = (2\pi C_{zi} R_k)$ ,  $R_k$  – сопротивление канала.

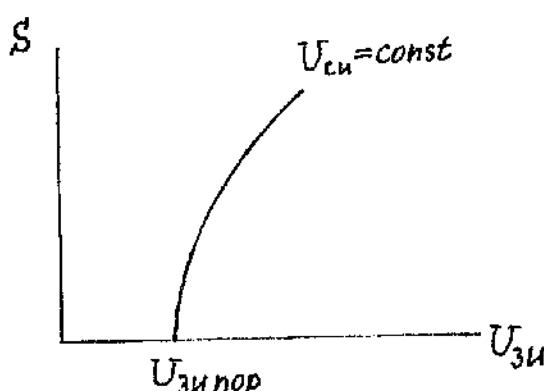


Рис.30

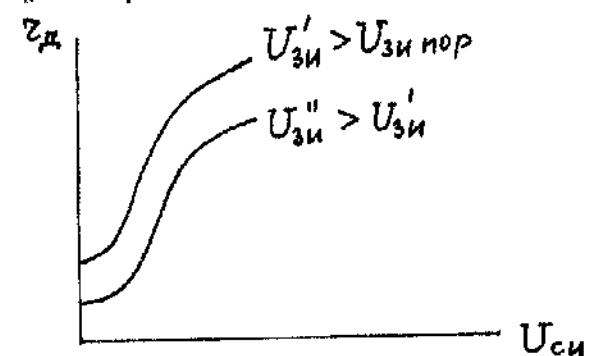


Рис.31

ПТИЗ является усилителем напряжения и мощности. Коэффициент усиления  $k_y$  при наличии в выходной цепи сопротивления нагрузки  $R_c$  может быть определён из выходных ВАХ и рабочей характеристики  $U_{ci} = E_c - R_c I_c$ , проходящей через выбранную рабочую точку (рис.32).  $E_c$  – напряжение источника питания.  $k_y = dU_{Re} / dU_{zi}$ , где  $dU_{Re} = R_c dI_c = - dU_{ci}$ . При графическом определении  $k_{y\text{тр}}$  дифференциалы напряжений и тока заменяются на малые приращения  $\Delta U_{ci}$ ,  $\Delta U_{zi}$  и  $\Delta I_c$ . Тогда из рис.32 находим  $k_{y\text{тр}} = \Delta U_{ci} / \Delta U_{zi}$  по изменениям напряжений вблизи рабочей точки.

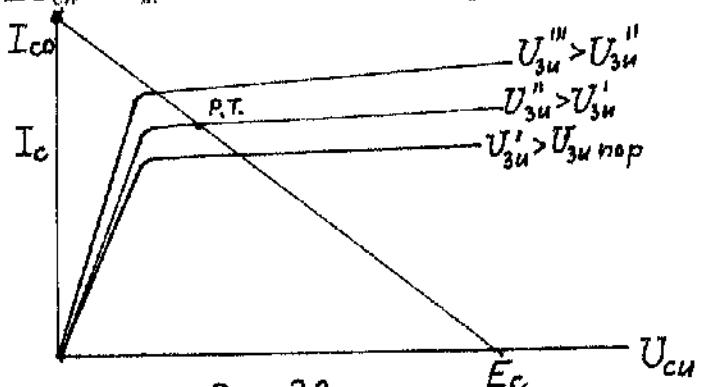


Рис. 32

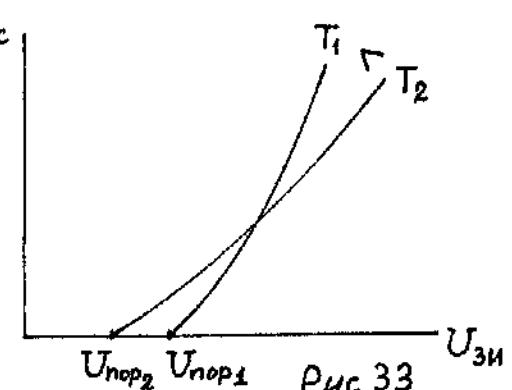


Рис. 33

Для сравнения графически определённого рабочего коэффициента с теоретическим выведем формулу, связывающую  $k_{y\text{тр}}$  с статическими параметрами ПТИЗ.

Полный дифференциал тока стока  $dI_c = (\partial I_c / \partial U_{ci}) dU_{ci} + (\partial I_c / \partial U_{zi}) dU_{zi}$ . При  $U_{ci} = \text{const}$   $\partial I_c / \partial U_{zi} = dI_c / dU_{zi} = S$ . Аналогично получаем, что  $\partial I_c / \partial U_{ci} = -r_d$  при  $U_{zi} = \text{const}$ . Таким образом,  $dI_c = (r_d)^{-1} dU_{ci} + S dU_{zi}$ . С другой стороны,  $dI_c = - (R_c)^{-1} dU_{ci}$ . Приравняв левые части двух последних выражений, получим  $(r_d)^{-1} dU_{ci} + S dU_{zi} = - (R_c)^{-1} dU_{ci}$ . Отсюда получаем

$k_{y\text{тр}} = S r_d R_c / (r_d + R_c) = k R_c / (r_d + R_c)$ . При расчёте  $k_{y\text{тр}}$  в формулу подставляются значения  $S$  и  $r_d$ , соответствующие  $I_c$ ,  $U_{ci}$ ,  $U_{zi}$  в рабочей точке. Обычно  $k_{y\text{тр}}$  отличается от  $k_{y\text{тр}}$  не более, чем на 10%.

Температурные изменения характеристик и параметров у ПТИЗ больше, чем у ПТУП. Повышение температуры вызывает смещение уровня Ферми и уменьшает напряжённость поля, при которой образуется инверсный слой. Это приводит к уменьшению  $U_{zi\text{ пор}}$  (рис.33). Уменьшение подвижности носителей приводит к уменьшению тока стока, а оба обстоятельства понижают крутизну передаточной характеристики.

ПТИЗ с каналами p- и n-типа отличаются параметром  $A$ , входящим в формулу для тока стока  $I_c = A[(U_{zi} - U_{zi\text{ пор}})U_{ci} - U_{ci}^2/2]$ , где  $A = \epsilon \mu b / l d$  – удельная крутизна выходной ВАХ транзистора на начальном (крутом) участке. Поскольку подвижность электронов в кремнии превосходит подвижность дырок почти в 3,5 раза, то и удельная крутизна для транзистора с каналом n-типа будет во столько же раз больше.

ПТИЗ с каналом n-типа оказывается менее инерционным и может использоваться на более высоких частотах, т.к. в нём время перезаряда ёмкости затвора через сопротивление канала меньше. Цепь затвора обычно представляют как простую RC -цепь в виде ёмкости затвора  $C_3$  и сопротивления канала  $R_k$ . Постоянная времени, описывающая перезаряд ёмкости затвора, запишется так:  $\tau_3 = R_k C_3 = [A(U_{зи} - U_{зи\text{ пор}})]^{-1} \epsilon \epsilon_0 b l / d = = I^2 / \mu (U_{зи} - U_{зи\text{ пор}})$ . Т.о.  $\tau_3 \sim \mu^{-1}$  и  $\tau_{3n} < \tau_{3p}$ .

### Биполярный транзистор БТ

Рассмотрим двухпереходный транзистор, состоящий из двух взаимодействующих p-n переходов. Этот полупроводниковый прибор с тремя выводами предназначен для усиления тока, напряжения и мощности. В зависимости от порядка чередования переходов различают транзисторы структуры n-p-n и p-n-p. Схематическое изображение биполярного транзистора с различной структурой показано на рис.34. Здесь же приведено условное изображение транзисторов в качестве элементов электрических цепей.

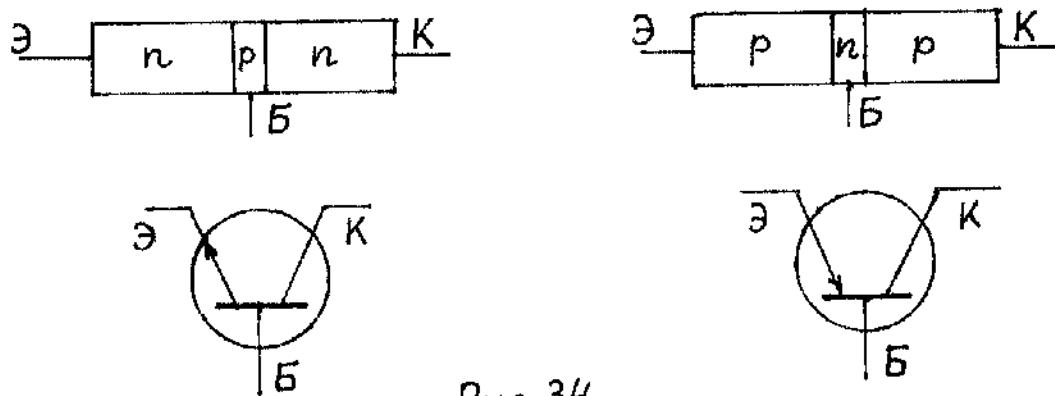


Рис. 34

Центральная часть транзистора называется базой Б, одна из крайних эмиттером Э, а другая -коллектором К. Наиболее сильно легирована примесями область эмиттера, меньше всего примесей содержится в базе. В зависимости от характера распределения примеси в базе и движения носителей заряда через базу транзисторы разделяют на дрейфовые и бездрейфовые. В базе дрейфового транзистора имеется встроенное электрическое поле, обусловленное наличием градиента концентрации примеси. В случае бездрейфового транзистора примеси в базе распределены равномерно и внутреннее поле в базе отсутствует.

Структура зон энергии для n-p-n и p-n-p транзисторов в отсутствие внешних напряжений приведена на рис.35.

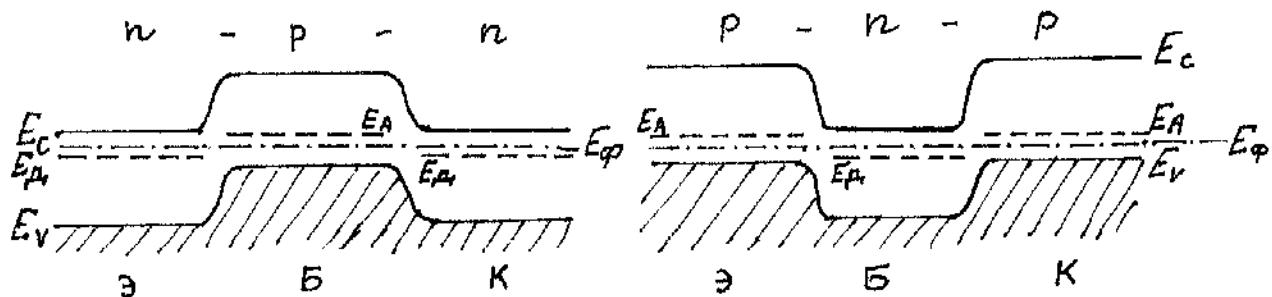


Рис. 35

На практике чаще всего используются два различных способа включения БТ в электрическую схему:

- общим электродом является база Б, входным - эмиттер Э и выходным - коллектор К, такая схема включения БТ называется схемой с общей базой;
- общий электрод - эмиттер, входной - база, выходной-коллектор, схема с общим эмиттером. Эти схемы приведены на рис. 36 (активный режим).

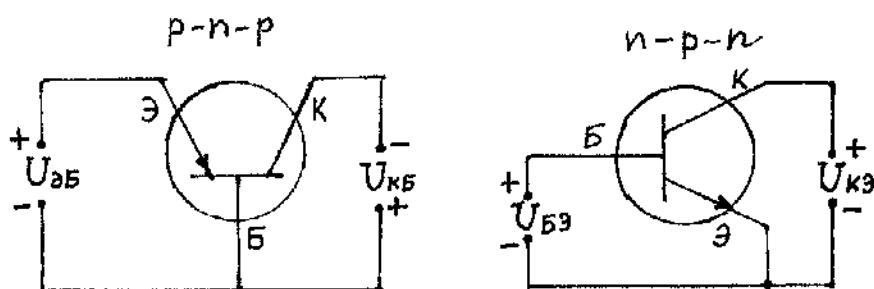


Рис. 36

В зависимости от полярности и величины напряжения, прикладываемого между электродами, транзистор работает в 3 разных режимах:

- отсечки, в этом случае оба перехода включены в обратном направлении;
- насыщения, оба перехода включены в прямом направлении;
- активном, входной переход Э-Б включен в прямом направлении, а выходной К-Б - в обратном. Распределение неосновных носителей заряда для всех трёх случаев показано на рис.37.

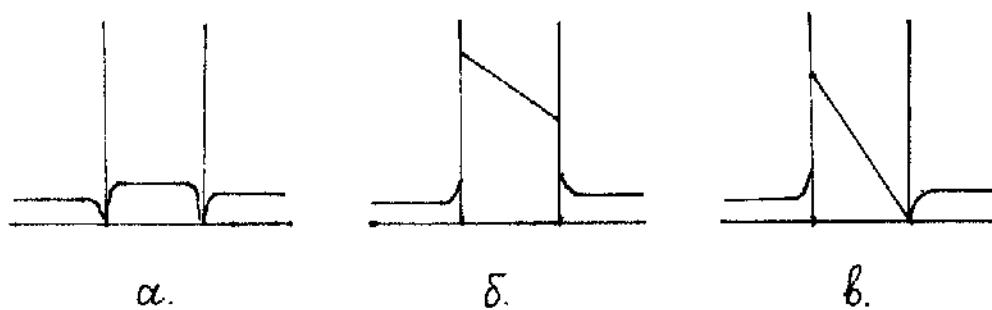


Рис. 37

В режиме отсечки через переходы текут обратные токи, определяемые экстракцией неосновных носителей заряда. При нормальной температуре они имеют маленькую величину, но значительно возрастают при повышении температуры, т.к. концентрация неосновных носителей при этом резко увеличивается :  $p_n \text{ и } n_p \sim T^3 \cdot \exp(-\Delta E_g/kT)$ .

В режиме насыщения происходит инжекция носителей в базу через сниженные потенциальные барьеры как из эмиттера, так и из коллектора.

Рассмотрим БТ p-n-p, работающий в активном режиме. Зонная структура транзистора показана на рис.38. Напряжение  $U_{bb}$ , включённое в прямом направлении, снижает потенциальный барьер перехода и вызывает сужение перехода  $\{x_n = [2\varepsilon\varepsilon_0(\phi_n - U_{bb})/qN_d]^{1/2}\}$ . Напротив, напряжение, поданное на переход Б-К в обратном направлении, повышает потенциальный барьер коллекторного перехода и увеличивает его ширину.

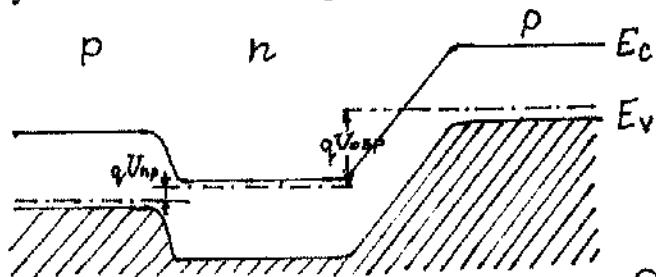


Рис. 38

Через переход Э-Б, включённый в прямом направлении, течёт диффузионный ток, складывающийся из тока основных носителей, инжектируемых из Э в Б  $I_{ep}$ , и тока носителей из Б в Э  $I_{en}$ . Общий ток через переход Э-Б будет равен  $I_e = I_{ep} + I_{en}$ . Т.к. концентрация примеси в Э много большая, чем в Б, то дырочная составляющая тока эмиттера будет много больше электронной составляющей из базы в эмиттер. Введём коэффициент инжекции  $\gamma_p = I_{ep}/(I_{ep} + I_{en}) \approx 1 - I_{en}/I_{ep}$ , т.к.  $I_{ep} \gg I_{en}$ . Это выражение легко преобразовать, учитывая, что  $I_{en} \sim n_{p0}D_n/L_n$ ,  $I_{ep} \sim p_{n0}D_p/w_b$ . В результате получим  $\gamma_p = 1 - \sigma_n w_b / \sigma_p L_p$ . Коэффициент инжекции тем ближе к 1, чем больше отличаются концентрации примесей в Э и Б (удельные проводимости) и чем меньше отношение ширины базы к средней диффузионной длине основных носителей в базе.

Величина тока в цепи Э-Б будет зависеть от напряжения  $U_{bb}$  в соответствии с формулой  $I_e = I_{ebf} [\exp(qU_{bb}/kT) - 1]$ , где  $I_{ebf}$  – ток насыщения с учётом влияния на переход Э-Б напряжения на переходе Б-К.

В результате инжекции дырок через эмиттерный переход в базе произойдёт накопление неосновных носителей, и их распределение в пределах базы будет таким, как показано на рис.37,в. Дырки, инжектированные в базу, определяют дырочную составляющую диффузионного тока  $I_{ep} = -qD_p S_n dp_n/dx$ . Используя граничные условия  $p_n(x=0) = p_{n0}(0) \exp(qU_{bb}/kT)$  и  $p_n(x=w_b) = 0$ , после интегрирования получим  $p_n(x) = I_{ep}(w_b - x)/qD_p S_n$ .

Максимальная концентрация дырок будет у перехода Э-Б, минимальная, близкая к 0, у перехода Б-К. Это связано с тем, что даже в отсутствие внешнего напряжения  $U_{KB}$  собственное диффузионное поле коллекторного перехода будет экстрагировать дырки в область коллектора. Т.о. все неосновные носители, достигшие перехода Б-К, составят ток в цепи коллектора  $I_k = \alpha I_e + I_{KB}$ , где  $\alpha$  - коэффициент передачи тока эмиттера, показывающий какая часть входного тока ( $I_e$ ) достигает коллектора, а  $I_{KB}$  - обратный ток через коллекторный переход при  $I_e = 0$ . Из сказанного следует, что выходным током  $I_k$  можно управлять посредством изменения входного тока  $I_e$ .

Коэффициент передачи тока эмиттера определяется выражением:

$\alpha = \gamma \cdot \varpi \cdot K$ , здесь  $\varpi$ -коэффициент переноса, характеризующий потери неосновных носителей в базе за счёт их рекомбинации в объёме базы. Он определяется из формулы  $\varpi = 1 - w_b^2 / 2L_p^2$ , т.е. зависит от отношения ширины базы  $w_b$  к диффузионной длине неосновных носителей в базе  $L_p$ . Чем шире база и меньше средняя диффузионная длина, тем больше актов рекомбинации неосновных носителей в базе и тем меньшее число носителей достигает коллекторного перехода.

Ток в цепи базы определяется разностью токов эмиттера и коллектора:  $I_b = I_e - I_k$  и он много меньше каждого из них  $I_b \ll I_e, I_k$ . Очевидно, что коэффициент передачи тока эмиттера меньше 1, т.к. он определяется как  $\alpha = dI_k/dI_e$  и поскольку  $I_{KB} \ll I_e$ , то можно представить  $\alpha$  в виде  $\alpha \approx I_k/I_e$ .

Коэффициент передачи тока  $\alpha$  тем больше, чем выше коэффициенты инжекции  $\gamma$  и переноса  $\varpi$ . Обычно, величина  $\alpha$  составляет 0.98-0.99, но никогда он не может быть равным или больше 1. Для транзисторов с узкой базой, как это следует из вышесказанного ( $\gamma$  и  $\varpi$  увеличиваются при уменьшении  $w_b$ ),  $\alpha$  имеет большее значение. Входящий в формулу для  $\alpha$  коэффициент эффективности сбора носителей коллектором  $K$  обычно принимается равным 1 и достигается это конструкцией и размером коллекторного электрода, охватывающего базу.

Входные характеристики БТ в схеме с общей базой  $I_e = f(U_{KB})$  похожи на прямую ветвь ВАХ диода (рис.39). При  $U_{KB} = 0$  экспонента проходит через начало координат, при увеличении выходного напряжения входной ток  $I_e$  возрастает и кривая смещается вверх. Причины увеличения  $I_e$  состоят в следующем. Увеличение  $U_{KB}$  вызывает расширение коллекторного перехода за счёт базы, легированной в меньшей степени по сравнению с областью коллектора. Сужение базы (эффект Эрли) изменяет распределение неосновных носителей в базе, а именно, увеличивает градиент концентрации (рис.39,б), что и является одной из причин возрастания тока эмиттера. Вторая причина заключается в снижении потенциального барьера перехода Э-Б электрическим полем коллекторного перехода, проникающего через тонкую базу и направленного так же, как поле эмиттерного перехода. В данном случае проявляется обратная связь по напряжению, т.е. влияние выходного напряжения на

входной ток. Этот эффект можно рассматривать как результат того, что при  $|U_{kб}| > 0$  часть выходного напряжения падает на сопротивлении эмиттерного перехода, создавая небольшое прямое напряжение на переходе Э-Б. Подтверждением этого является то, что входной ток при  $U_{kб} = 0$  не равен 0 (рис.39,а).

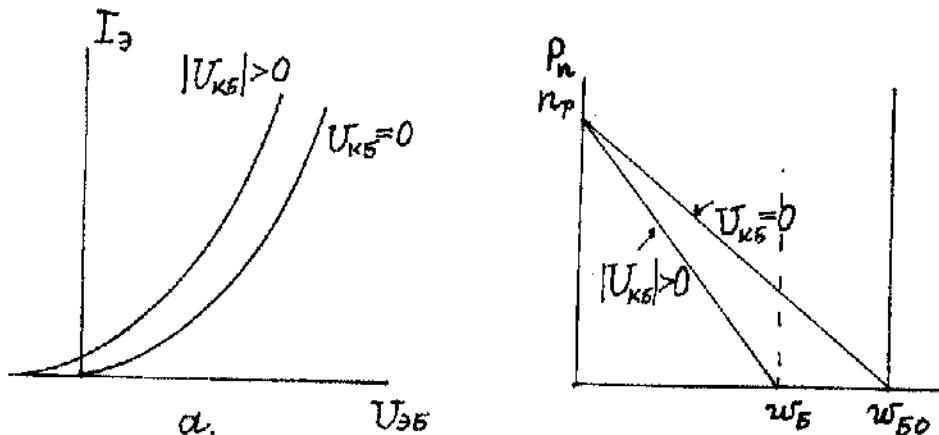


Рис. 39

Выходные ВАХ БТ, включённого в схему с общей базой, приведены на рис.40. Параметром к кривым зависимости  $I_k = f(U_{kб})$  является ток эмиттера  $I_3$ . Характер зависимости тока коллектора от напряжения  $U_{kб}$  при  $I_3 = 0$  аналогичен обратной ветви ВАХ диода. Однако, при  $I_3 \neq 0$  даже при  $U_{kб} = 0$  ток коллектора достигает практически максимального значения, т.к. в области базы имеется градиент концентрации неосновных носителей, инжектированных через эмиттерный переход, а в коллекторном переходе присутствует собственное диффузационное электрическое поле, экстрагирующее неосновные носители в коллектор. Чтобы  $I_k = 0$ , необходимо на коллекторный переход подать напряжение в прямом направлении. Транзистор окажется в режиме насыщения. Та часть ВАХ, которая соответствует обратному напряжению  $U_{kб}$ , относится к активному режиму работы БТ за исключением области с  $I_3 \leq 0$ , определяющей режим отсечки. В активном режиме  $I_k = \alpha I_3 + I_{kб0}$ .

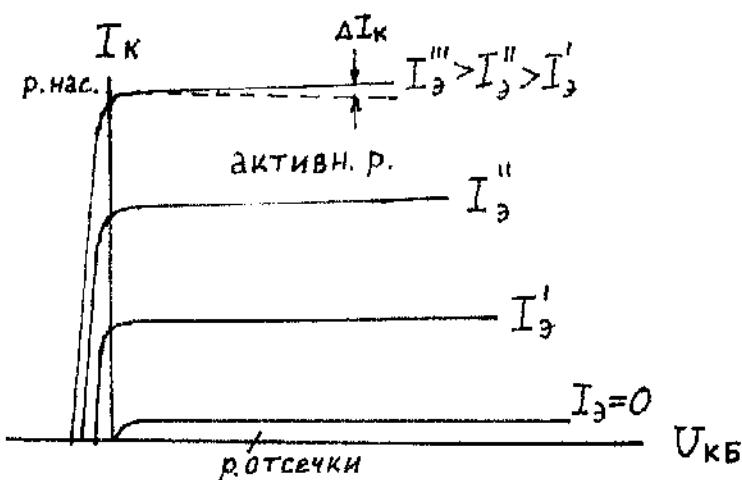


Рис. 40

Небольшой рост тока коллектора при увеличении  $U_{KB}$  и поддержании постоянным током эмиттера обусловлен увеличением коэффициента переноса  $\alpha$ , вследствие уменьшения рекомбинации неосновных носителей в базе из-за её сужения (эффект Эрли).

Для определения коэффициента передачи тока эмиттера часто пользуются передаточными характеристиками  $I_k = f(I_e)|_{U_{KB}=\text{const}}$  (рис.41). Они представляют собой почти прямые линии, из наклона которых находится  $\alpha = dI_k/dI_e$ , или с высокой степенью точности  $\alpha \approx I_k/I_e$ . Для количественной характеристики влияния выходного напряжения на входной ток используется коэффициент обратной связи по напряжению  $\mu_{\text{вх}} = -dU_{\text{вх}}/dU_{KB}|_{I_e=\text{const}}$ , определяемый из характеристик обратной связи  $U_{\text{вх}} = f(U_{KB})|_{I_e=\text{const}}$  (рис.42). Их вид определяется тем обстоятельством, что для сохранения постоянным  $I_e$  при увеличении  $U_{KB}$  необходимо уменьшить  $U_{\text{вх}}$ , чтобы скомпенсировать влияние напряжения коллектора на инжеекцию носителей через эмиттерный переход.

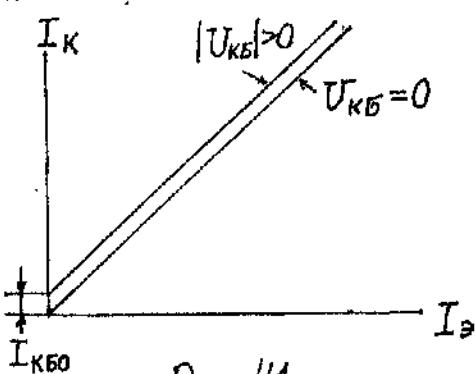


Рис. 41

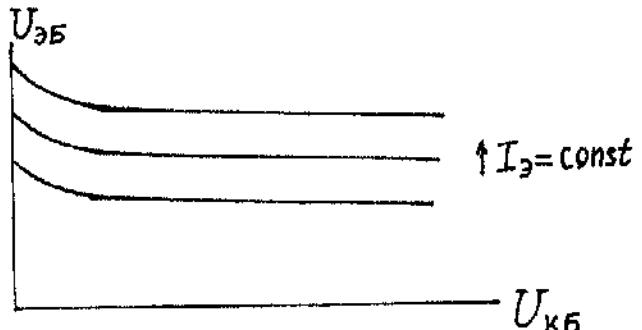


Рис. 42

### Статические параметры БТ

Транзистор представляет собой активный нелинейный четырехполюсник, характеристики которого описываются определённой взаимосвязью величин напряжения и тока:  $U_{\text{вх}}, U_{\text{вых}}, I_{\text{вх}}, I_{\text{вых}}$ . В случае БТ с ОБ это  $U_{\text{вх}}, U_{KB}, I_e, I_k$ . По двум известным величинам из характеристик можно определить остальные. Обычно БТ в радиоэлектронных устройствах и на них кроме постоянных напряжений действуют достаточно малые сигналы, которые можно рассматривать как малые изменения постоянных составляющих, вызывающие малые изменения токов. Эти малые изменения определяются путём дифференцирования системы функциональных зависимостей:

- |                                                                      |                                                                         |                                                                      |
|----------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------|
| 1. $U_{\text{вх}} = f(I_e, I_k)$<br>$U_{KB} = f(I_e, I_k)$           | 2. $I_e = f(U_{\text{вх}}, U_{KB})$<br>$I_k = f(U_{\text{вх}}, U_{KB})$ | 3. $U_{\text{вх}} = f(I_e, U_{KB})$<br>$I_k \approx f(I_e, U_{KB})$  |
| 4. $I_e = f(U_{\text{вх}}, I_k)$<br>$U_{KB} = f(U_{\text{вх}}, I_k)$ | 5. $I_e = f(I_k, U_{KB})$<br>$U_{\text{вх}} = f(I_k, U_{KB})$           | 6. $I_k = f(I_e, U_{\text{вх}})$<br>$U_{KB} = f(I_e, U_{\text{вх}})$ |

Частные производные от указанных величин в выражении полного дифференциала одной из них являются дифференциальными параметрами, устанавливающими связь между малыми изменениями токов и напряжений. В зависимости от выбранной системы 2x уравнений можно получить одну из систем параметров: Z (1-ая система), Y (2-ая система), H (3-ья гибридная система). В 1-ой системе Z-параметров в качестве функций берутся напряжение на входе и выходе, аргументы – токи на входе и выходе. Параметры имеют размерность сопротивления. Во 2-ой системе Y-параметров функции – входной и выходной токи, а аргументы – соответствующие напряжения. Эти параметры имеют размерность проводимости. Наконец, в системе H-параметров функции – выходной ток ( $I_k$ ) и входное напряжение  $U_{36}$ , а аргументы – входной ток ( $I_3$ ) и выходное напряжение ( $U_{k6}$ ). В этой системе 2 параметра безразмерные, один имеет размерность сопротивления и один – проводимости.

В общем случае указанные параметры представляют собой комплексные величины. Однако на низких частотах их можно заменить активными параметрами z, y и h. Наибольший интерес представляют h-параметры. Определим их физический смысл.

$dU_{36} = dI_3(\partial U_{36}/\partial I_3) + dU_{k6}(\partial U_{36}/\partial U_{k6})$ ,  $dI_k = dI_3(\partial I_k/\partial I_3) + dU_{k6}(\partial I_k/\partial U_{k6})$ .  
 Введём h-параметры:  $dU_{36} = h_{11}dI_3 + h_{12}dU_{k6}$ ,  $dI_k = h_{21}dI_3 + h_{22}dU_{k6}$ .  
 При  $U_{k6} = \text{const}$   $dU_{36}/dI_3 = \partial U_{36}/\partial I_3 = h_{11}$  – входное сопротивление транзистора,  $dI_k/dI_3 = \partial I_k/\partial I_3 = h_{21}$  – коэффициент передачи тока эмиттера, при  $I_3 = \text{const}$   $dU_{36}/dU_{k6} = \partial U_{36}/\partial U_{k6} = h_{12}$  – коэффициент обратной связи по напряжению,  
 $dI_k/dU_{k6} = \partial I_k/\partial U_{k6} = h_{22}$  – выходная проводимость.

Все h-параметры могут быть определены из входной и выходной ВАХ, из передаточной характеристики и характеристики обратной связи по напряжению.

При вычислении параметров вместо дифференциалов величин токов и напряжений берутся конечные приращения  $\Delta I$  и  $\Delta U$ .

$h_{11} = \Delta U_{36}/\Delta I_3|_{U_{k6}}$  определяется по входной ВАХ  $I_3 = f(U_{36})$ ,  $h_{12} = -\Delta U_{36}/\Delta U_{k6}|_{I_3}$  рассчитывается по характеристике обратной связи по напряжению  $U_{36} = f(U_{k6})$ ,  $h_{21} = -\Delta I_k/\Delta I_3|_{U_{k6}}$  находится из передаточной характеристики  $I_k = f(I_3)$ ,  $h_{22} = \Delta I_k/\Delta U_{k6}|_{I_3}$  определяется из выходной ВАХ  $I_k = f(U_{k6})$ . Зависимости h-параметров от  $I_3$  и  $U_{k6}$  приведены на рис.43.

Входное сопротивление БТ, складывающееся из сопротивления эмиттера  $r_3$  и базы  $r_b$  –  $h_{11} = r_3 + r_b(1-\alpha)$ , уменьшается с ростом  $I_3$  от нескольких десятков Ом до единиц Ом (рис.43,а), т.к.  $r_3 \sim (I_3)^{-1}$ , а  $r_b$  уменьшается из-за увеличения концентрации носителей в базе. Параметр  $h_{12}$  уменьшается с ростом  $U_{k6}$ , т. к. величина сужения базы и увеличение градиента концентрации неосновных носителей замедляется при увеличении  $U_{k6}$  ( $dw_b = -dx_n \sim U_{k6}^{-1/2}$ ).

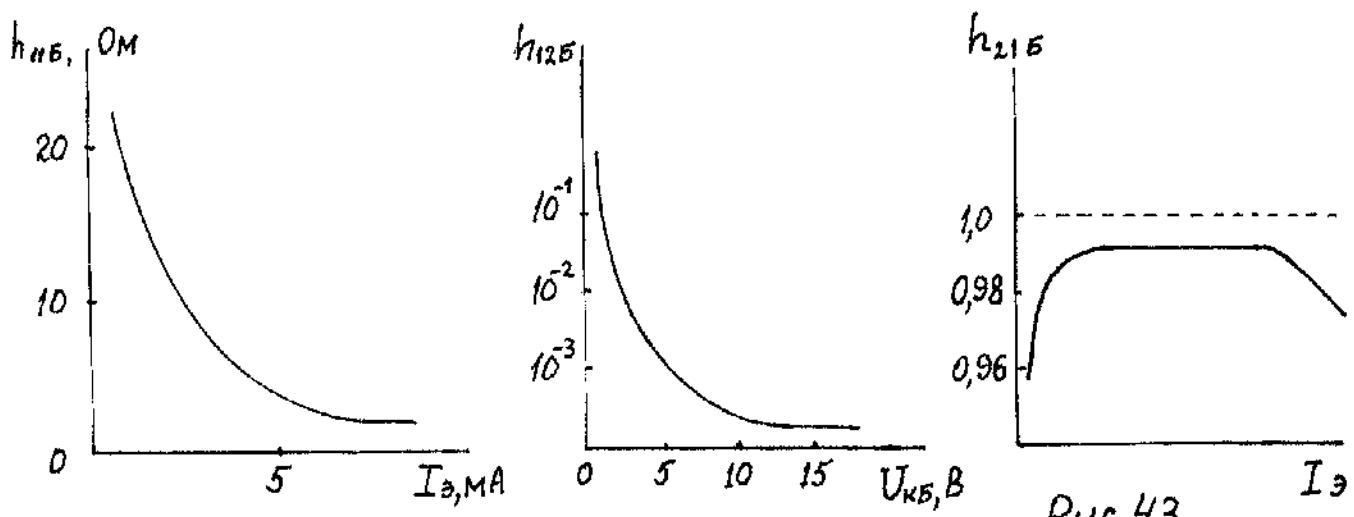


Рис.43

Коэффициент передачи тока эмиттера, определяемый параметром  $h_{21B}$ , в зависимости от  $I_E$  изменяется немонотонно: при малых значениях входного тока (микрорежим)  $h_{21B} = -\alpha$  увеличивается с ростом тока (растёт коэффициент инжекции  $\gamma_p$  из-за уменьшения числа рекомбинаций в переходе), затем в широкой области значений  $I_E$  остаётся постоянным на уровне 0,98-0,99. При больших значениях входного тока снижается из-за возрастания рекомбинации в базе (уменьшение коэффициента переноса  $\alpha$ ) и уменьшения коэффициента инжекции  $\gamma_p$  в результате увеличения концентрации основных носителей (электронов) вблизи перехода Э-Б, нейтрализующих положительный объёмный заряд дырок ( $\gamma_p = 1 - I_{on}/I_{op}$ ).

Параметр  $h_{22B}$  определяется на пологой части выходных характеристик. Его величина обычно составляет  $\sim 10^{-6}$  См.

#### Биполярный транзистор в схеме с общим эмиттером

Схема включения БТ типа р-п-р с общим эмиттером в активном режиме показана на рис.36. Входной переход Б-Э включён в прямом направлении, выходной К-Б – в обратном, причём выходное напряжение подаётся между коллектором и эмиттером –  $U_{KB}$ . Входной ток  $I_B$  течёт в цепи Э-Б. Он определяется двумя составляющими:  $I_B = A_p I_B + I_{kbb}$ . Первая – рекомбинационная представляет собой часть тока эмиттера, обусловленную процессом рекомбинации неосновных носителей в базе и зависящую от коэффициента рекомбинации  $A_p$ , величина которого много меньше 1.  $I_{kbb}$  – ток через обратно включённый переход К-Б. При нормальной температуре  $I_{kbb} \ll A_p I_B$ , однако с повышением температуры ток  $I_{kbb}$  играет важную роль в работе БТ в схеме с ОЭ.

Выходной ток  $I_C$  образуется неосновными носителями, инжектированными из Э в Б, прошедшими через область базы и экстрагированными полем коллекторного перехода в область коллектора. Вторую составляющую тока коллектора представляет обратный ток через коллекторный переход  $I_{kco}$ .

Входные ВАХ: Они отражают зависимость тока базы  $I_B$  от напряжения  $U_{KB}$

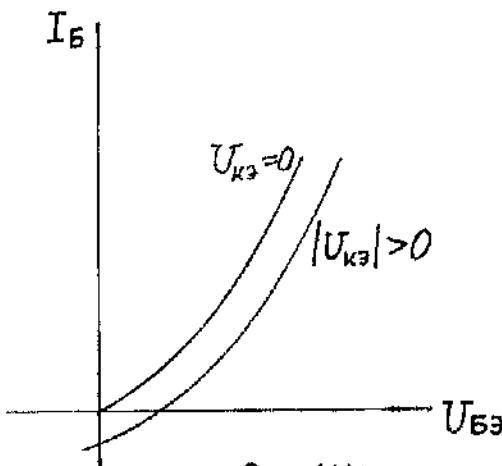


Рис. 44

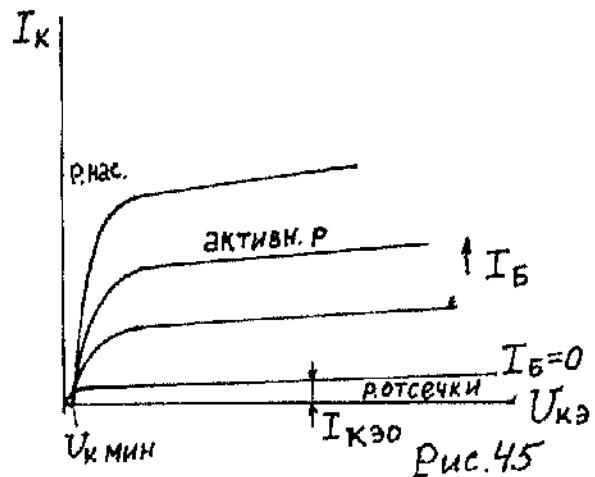


Рис. 45

(рис.44) и похожи на прямую ветвь ВАХ диода. Смещение характеристик вниз при увеличении выходного напряжения  $U_{k\beta}$  вызвано сужением базы и уменьшением рекомбинационной составляющей тока базы. Сопротивление базы при этом возрастает. Для поддержания некоторого фиксированного значения  $I_B$  необходимо увеличить ток инжекции в базу за счёт увеличения  $U_{B\bar{E}}$ . Отметим, что при  $I_B = 0$  и  $U_{k\beta} \neq 0$  характеристика не проходит через начало координат, т.к.  $U_{B\bar{E}} \neq 0$  вследствие падения части выходного напряжения на сопротивлении перехода Э-Б. При достаточно больших  $U_{k\beta} \geq 10$  В входные характеристики смещаются в обратную сторону. Это вызвано образованием дополнительного падения напряжения на объёмном сопротивлении базы, увеличивающемся при сужении базы. Оно складывается с входным напряжением  $U_{B\bar{E}}$ , что и приводит к возрастанию тока инжекции из эмиттера и росту рекомбинационной составляющей тока базы.

**Выходные ВАХ:** Выходными характеристиками является семейство ВАХ  $I_k = f(U_{k\beta})|_{I_B=\text{const}}$  (рис.45). При  $U_{k\beta} = 0$  (короткое замыкание выходной цепи) и  $U_{B\bar{E}} \neq 0$  оба перехода включены в прямом направлении. По достижении некоторого значения запирающего напряжения  $U_{k\min} \approx 15-20$  мВ ток коллектора станет равным нулю. Затем ток поменяет направление и будет быстро возрастать по мере увеличения  $U_{k\beta}$ . При некотором напряжении коллектора быстрый рост тока прекратится и сменится небольшим его увеличением при дальнейшем повышении  $U_{k\beta}$ . Это увеличение выходного тока будет существенно больше, чем в случае БТ с ОБ и связано с уменьшением рекомбинационной составляющей тока базы из-за её сужения. Для поддержания тока базы постоянным необходимо увеличить инжекцию носителей в базу, т.е.  $I_B$ , что вызовет существенный рост  $I_k$ , поскольку небольшое увеличение тока базы требует значительного увеличения тока эмиттера ( $I_k = A_p I_B$ ,  $A_p \ll 1$ ).

Неравномерность расположения выходных ВАХ обусловлено зависимостью коэффициента передачи тока базы  $\beta$  от входного тока. В области слабой зависимости  $\beta$  от тока  $\beta \approx I_k/I_B$ .

Характеристики передачи тока представляют зависимость тока коллектора от тока базы (рис.46,а), нелинейность которой обусловлена зависимостью  $\beta$  от  $I_b$ :  $I_k = I_{k0} + \beta \cdot I_b$ . При  $I_b = 0$ , но  $U_{ke} \neq 0$  ток в цепи коллектора  $I_k = I_{k0}$ , где  $I_{k0}$  — обратный ток через коллекторный переход. Он больше тока  $I_{k0}$  (в схеме с ОБ) и быстрее растёт при увеличении напряжения на коллекторе. Даже при  $I_b = 0$  ( $U_{be}=0$ ), но при  $U \neq 0$  эмиттерный переход будет включён в прямом направлении за счёт падения части напряжения  $U_{ke}$  на сопротивлении эмиттерного перехода. Инжектированные в область базы неосновные носители будут экстрагироваться в область коллектора, что и определяет относительно большой ток  $I_{k0}$ .

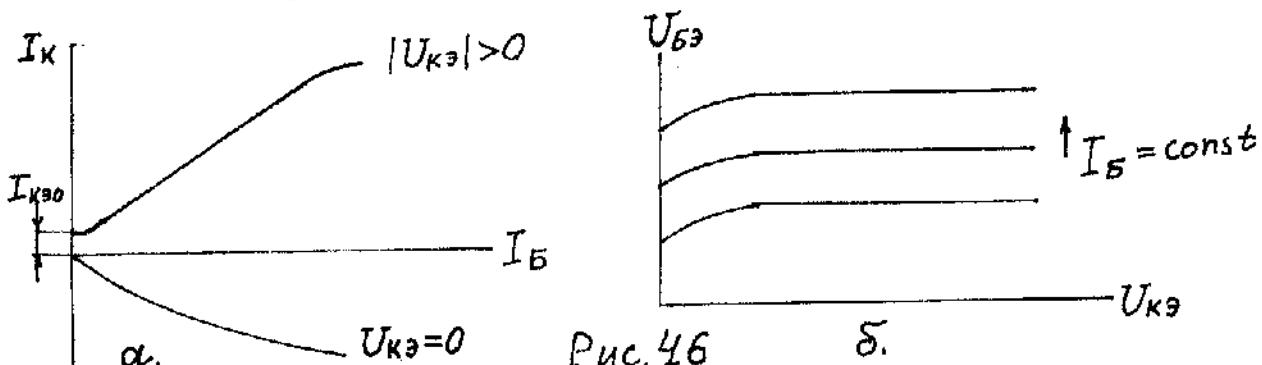


Рис. 46

Характеристики обратной связи по напряжению приведены на рис.46,б. Их вид определяется тем, что при увеличении выходного напряжения ( $U_{ke}$ ) сужается база и уменьшается рекомбинационная составляющая тока базы. Для поддержания  $I_b$  постоянным необходимо увеличить входное напряжение  $U_{be}$ . С ростом выходного напряжения обратная связь ослабляется, как и в случае БТ с ОБ.

$h$ -параметры БТ с ОЭ определяются из характеристик подобно тому, как это делалось для БТ с ОБ.

$h_{113} = dU_{be}/dI_b|_{U_{ke}=\text{const}}$  — входное сопротивление, оно составляет  $\sim 1$  кОм,  $h_{113} = h_{116}/(1-|h_{216}|)$ ;  $h_{123} = dU_{be}/dU_{ke}|_{b=\text{const}}$  — коэффициент обратной связи по напряжению, его величина  $\sim 10^{-2} - 10^{-4}$ ,  $h_{123} = h_{116}h_{226}/(1-|h_{216}|) = h_{126}$ ;

$h_{213} = dI_k/dI_b|_{U_{ke}=\text{const}}$  — коэффициент передачи тока базы  $\sim 20 - 100$ ,  $h_{213} = -h_{216}/(1-|h_{216}|)$ ;  $h_{223} = dI_k/dU_{ke}|_{b=\text{const}}$  — выходная проводимость  $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$  См, т.е. на один-два порядка выше, чем в схеме с общей базой,  $h_{223} = h_{226}/(1-|h_{216}|)$ .

Зависимости  $h$  параметров от режима работы БТ с ОЭ приведены на рис.47.

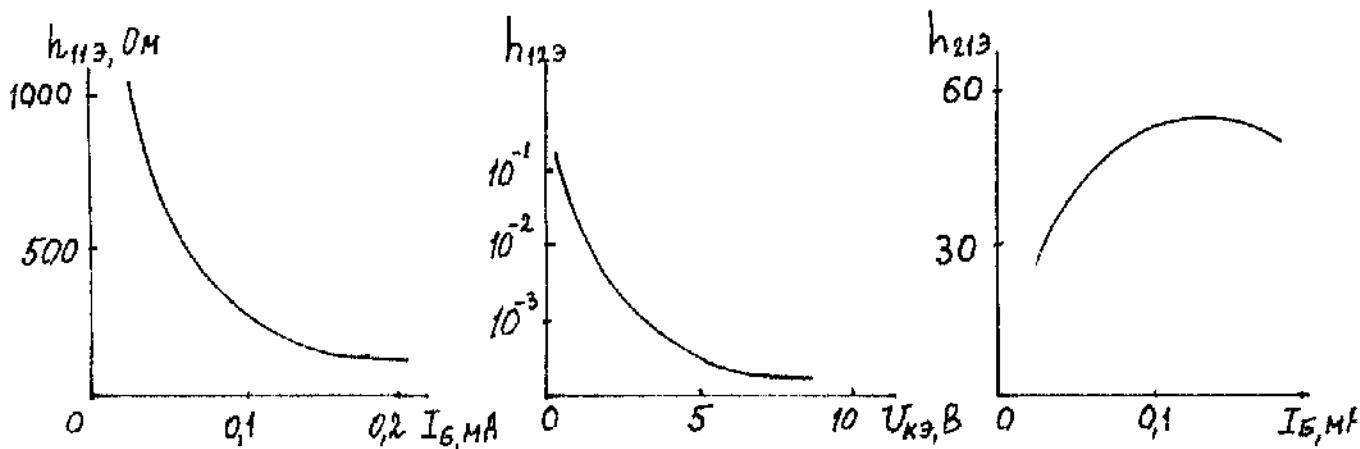


Рис. 47

## Импульсные свойства биполярного транзистора

В зависимости от режима работы БТ его параметры будут изменяться. В импульсном режиме БТ характеризуется следующими параметрами:  $t_{3d}$  – время задержки, равное интервалу времени от момента подачи входного импульса до момента нарастания выходного импульса, соответствующего 0,1 его амплитуды;  $t_{up}$  – время нарастания импульса коллекторного тока от 0,1 до 0,9 его амплитуды;  $t_{pac}$  – время рассасывания избыточного заряда базы, определяемое как интервал от момента окончания входного импульса до момента достижения импульсом выходного сигнала 0,9 от амплитудного значения;  $t_{cu}$  – время спада, время уменьшения выходного импульса от 0,9 до 0,1 его амплитуды. Исходя из указанных выше параметров, можно определить время включения БТ  $t_{вкл} = t_{3d} + t_{up}$  и время выключения  $t_{выкл} = t_{pac} + t_{cu}$ .

Рассмотрим два основных режима работы БТ р-п-р в схеме с ОЭ: 1) режим малого сигнала и 2) режим большого сигнала (рис.48).

Режим малого сигнала соответствует значению входного тока  $I_b < I_{b\text{ нас}}$ , при котором транзистор из активного режима переходит в режим насыщения. В момент включения входного импульса  $t_1$  (рис.49) ток базы возрастает до максимального значения, а концентрация неосновных носителей в базе вблизи перехода Э-Б увеличивается с течением времени как показано на рис.8. Ток в цепи коллектора появится через время  $t_{3d}$ , необходимое для преодоления неосновными носителями расстояния между эмиттером и коллектором. С течением времени концентрация носителей в базе достигнет максимального значения, и ток коллектора будет максимальным. Зависимость тока коллектора от времени можно представить следующим образом:  $I_k(t) = \beta I_b [1 - \exp(-t/\tau)]$ ,  $\tau$  – время жизни неосновных носителей в базе  $t_p$ , а при наличии в цепи коллектора сопротивления  $R_k$   $\tau = t_p + \beta R_k C_k$ , где  $C_k$  – барьерная ёмкость коллекторного перехода. Т.о. в режиме малого сигнала  $I_{k\text{ макс}} = \beta I_b$ . Начиная с момента выключения входного импульса, распределение неосновных носителей в базе будет изменяться за счёт рекомбинации и ток коллектора снизится за время спада до 0,1 от  $I_{k\text{ макс}}$ .

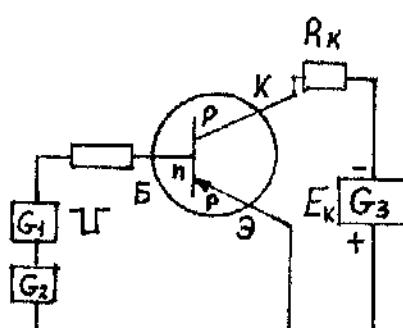


Рис. 48

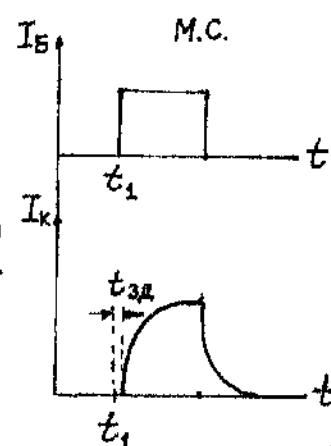
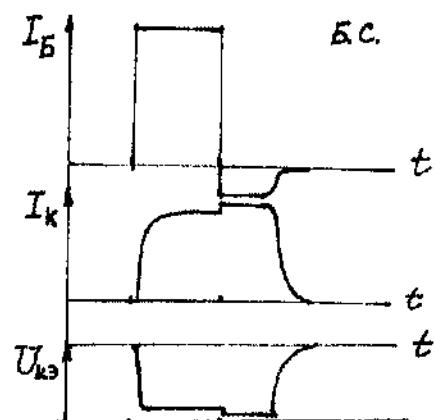


Рис. 49



В режиме большого сигнала  $I_b > I_{b\text{ нас}}$ , оба перехода открыты и  $I_k = I_{k\text{ нас}}$  не зависит от тока базы. Его величина будет определяться напряжением источника

питания в коллекторной цепи  $E_k$ , сопротивлением в цепи коллектора  $R_k$  и сопротивлением коллектора  $r_k$ :  $I_{k\text{ нас}} = E_k / (R_k + r_k)$ . Как правило, сопротивление открытого перехода много меньше  $R_k$ , поэтому  $I_{k\text{ нас}} \approx E_k / R_k$ . В режиме насыщения напряжение на коллекторе резко уменьшается, хотя и остаётся отрицательным по отношению к эмиттеру. С другой стороны, к базе приложено достаточно большое отрицательное импульсное напряжение. Результирующее напряжение на переходе коллектор-база будет положительным, открывающим этот переход. Вследствие накопления дырок в базе их концентрация вблизи коллекторного перехода становится больше равновесной. По окончании входного импульса начинается рассасывание накопленного в базе заряда неосновных носителей-дырок. Часть дырок уходит через переход Э-Б в область эмиттера (этому соответствует изменение направления тока в цепи Э-Б), часть рекомбинирует в базе. В течение времени  $t_{\text{рас}}$  градиент концентрации дырок в базе остаётся постоянным и постоянным остаётся  $I_k$ . Небольшое увеличение коллекторного тока в виде скачка в момент окончания входного импульса связано с перераспределением  $U_{\text{IO}}$  между коллекторным и эмиттерным переходами в пользу первого.

Время нарастания коллекторного тока в режиме большого сигнала меньше, чем в режиме малого сигнала, т. к. в первом из них в базе быстрее устанавливается равновесное распределение неосновных носителей. Поэтому  $t_{\text{вкл б.с.}} < t_{\text{вкл м.с.}}$ . Напротив, из-за рассасывания накопленного в базе заряда  $t_{\text{выкл б.с.}} > t_{\text{выкл м.с.}}$ . Время рассасывания зависит от величины сопротивления в цепи коллектора  $R_k$  и  $E_k$ , которые определяют величину тока коллектора и накопленный в базе заряд. При заданном  $E_k$  чем больше  $R_k$ , тем больше  $t_{\text{рас}}$ , меньше  $I_{k\text{ нас}}$  и  $t_{\text{пр}}$ , т.е. время, необходимое для установления предельного распределения неосновных носителей в базе. При снижении  $E_k$  и неизменных уровнях инжекции из Э в базу и  $R_k$  ток  $I_{k\text{ нас}}$  и  $t_{\text{пр}}$  уменьшаются, а  $t_{\text{рас}}$  растёт.

С целью улучшения импульсных свойств БТ 1) база транзистора делается тонкой, 2) в базе создают встроенное поле (дрейфовый БТ), 3) в базу вводят примесь, уменьшающую время жизни неосновных носителей (например, Au).

Радикальным методом уменьшения  $t_{\text{рас}}$  является подключение диода Шоттки параллельно коллекторному переходу (транзистор Шоттки). В режиме насыщения диод включается в прямом направлении и ток протекает через диод, а не через коллекторный переход, поскольку потенциальный барьер диода Шоттки на 0,2-0,3 В ниже потенциального барьера перехода К-Б БТ. Вследствие этого накопленный в базе заряд мал и его рассасывание происходит быстро.

### Биполярный транзистор как электронный ключ

Будучи включённым в электрическую цепь, БТ может выполнять роль ключа, т.е. элемента цепи, размыкающего и замыкающего электрическую цепь. В этом случае используется схема включения с общим эмиттером. В цепь

коллектора включается сопротивление  $R_k$  такой величины, чтобы нагрузочная прямая пересекала крутой участок выходной ВАХ при малом значении  $U_{kэ}$  (рис.50).

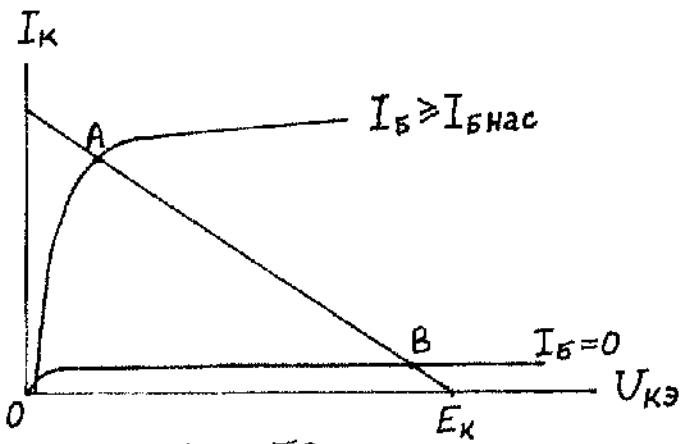


Рис.50

Управление работой ключа осуществляется с помощью импульса напряжения, подаваемого на вход БТ. При отсутствии импульса транзистор оказывается в режиме отсечки, и этому случаю соответствует рабочая точка В на нагрузочной прямой. Ток в цепи коллектора практически равен нулю, что равносильно разрыву цепи. При подаче на вход отрицательного импульса переход Э-Б открывается и при достаточно большой амплитуде импульса (должно выполняться условие  $I_b > I_{б_{нас}}$ ) транзистор окажется в режиме насыщения (точка А на характеристике) и коллекторную цепь можно считать замкнутой.

## Тиристор

Тиристор - это электропреобразовательный полупроводниковый прибор с тремя или более р-п переходами. На ВАХ тиристора имеется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Тиристоры могут быть двухэлектродные -днисторы и трёхэлектродные -триисторы.

Рассмотрим принцип работы днистора, структура которого приведена на рис.51. При указанной полярности приложенного к электродам напряжения крайние переходы (1 и 3) будут находиться в открытом состоянии, а средний (2) в закрытом. Инжекция носителей заряда начнётся через 1 и 3 переходы в средние р- и п-области. Ток через тиристор остаётся небольшим (ветвь 1 ВАХ, рис.52) до тех пор, пока переход 2 находится в закрытом состоянии. Инжектированные через переход 1 электроны диффундируют через р-базу, а затем экстрагируются полем перехода 2 в п-область (база п). Здесь происходит их накопление, т.к. потенциальный барьер перехода 3 является для них препятствием. Аналогичным образом происходит накопление дырок, инжектированных через переход 3, в р-области (база р), расположенной слева от перехода 2. Поля объёмных зарядов, накопленных у перехода 2, снижают его потенциальный барьер, который при напряжении переключения  $U_{прк}$  почти полностью исчезает. Переход 2 оказывается в открытом состоянии, его сопротивление резко уменьшается, а ток через тиристор скачком возрастает. На ВАХ тиристора появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ветвь 2). Ток через тиристор, при котором происходит его переключение, называется током переключения  $I_{прк}$  (конец ветви 1 ВАХ). Падение напряжения на тиристоре будет определяться суммой напряжений на трёх переходах, включённых в прямом направлении. Оно называется остаточным ( $U_{oc}$ ) и обычно не превышает 1В. Напряжение источника питания Е падает, в основном, на сопротивлении R, включённом последовательно в цепь тиристора. Ток, проходящий через тиристор, находящийся во включённом состоянии (ветвь 3 ВАХ), определяется этим сопротивлением и напряжением источника питания :  $I \approx E/R$ . Величина R выбирается из условия  $R = E/I_{max}$ . Тиристор пребывает в открытом, переключённом, состоянии до тех пор, пока протекающий через него ток обеспечивает наличие в базах объёмных зарядов электронов и дырок, достаточных для поддержания перехода 2 в открытом состоянии. Минимальный ток, при котором тиристор ещё открыт, называется током удержания  $I_{уд}$ .

В процессе накопления носителей зарядов вблизи перехода 2 участвуют не только электроны и дырки, инжектированные через переходы 1 и 2, но и

образующиеся в переходе 2 за счёт генерации в результате ударной ионизации.

Представив динистор как систему двух БТ (рис.53), получим математическое выражение условия его переключения.

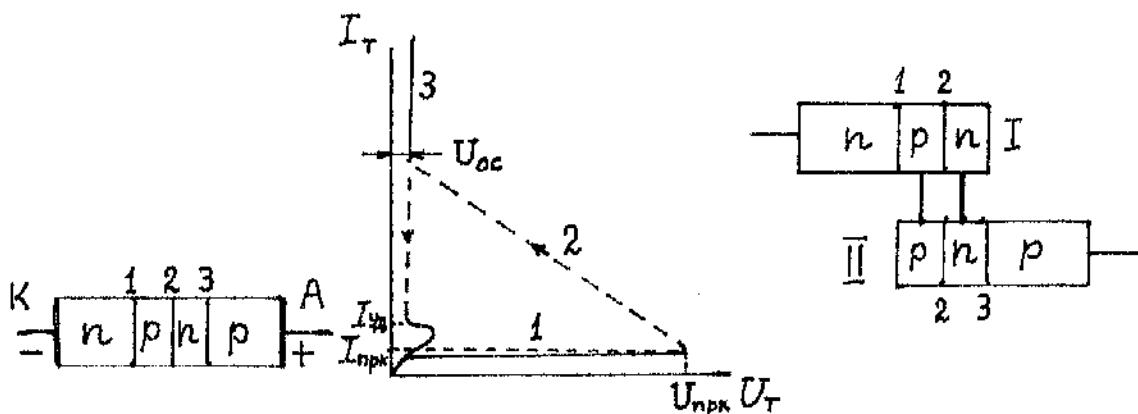


Рис.51

Рис.52

Рис.53

Для каждого транзистора можно записать ток коллектора через ток эмиттера, коэффициент передачи тока и обратный ток коллектора:  $I_{kl} = \alpha_l I_{l1} + I_{kbo l}$

$I_{kl} = \alpha_{l1} I_{l1} + I_{kbo l}$ , где  $I_{l1}$  и  $I_{l3}$  - инжекционные токи через переходы 1 и 3, а  $\alpha_l$  и  $\alpha_{l1}$  - коэффициенты передачи тока эмиттера для эквивалентных транзисторов I и II соответственно. Ток через переход 2 равен сумме коллекторных токов транзисторов:  $I_{l2} = I_{kl} + I_{kl} = \alpha_l I_{l1} + \alpha_{l1} I_{l3} + I_{kbo}$ , где  $I_{kbo} = I_{kbo l} + I_{kbo II}$ . Токи через последовательно включённые переходы равны между собой и равны току через тиристор:  $I_T = I_{l1} = I_{l2} = I_{l3}$ . Исходя из этого, можно записать  $I_T = I_{kbo} / (1 - \alpha)$ , где  $\alpha = \alpha_l + \alpha_{l1}$ . Значения коэффициентов передачи существенно зависят от токов через эмиттерные переходы и растут с увеличением этих токов. Пока сумма коэффициентов передачи меньше 1 ток в цепи динистора мал. При увеличении напряжения на динисторе  $\alpha$  увеличивается, и при  $U = U_{upk}$  коэффициент  $\alpha \rightarrow 1$ , что вызывает увеличение тока и перевод перехода 2 из закрытого состояния в открытое. Этому процессу соответствует неустойчивый режим работы динистора (ветвь 2).

Для перевода динистора в закрытое состояние необходимо так уменьшить напряжение, чтобы ток через динистор стал меньше тока удержания.

### Управляемый тиристор – триистор

Главное отличие триистора от динистора состоит в том, что подачей напряжения на одну из баз триистора можно управлять напряжением переключения триистора. Управляющий электрод может подключаться как к базе, расположенной ближе к катоду (управление по катоду, рис.54,а), так и к базе вблизи анода (управление по аноду, рис.54,б). И в том, и в другом

случас ток в цепи управления обозначается как  $I_y$ . Чем больше ток в цепи управления, тем выше коэффициент передачи тока и тем при меньшем напряжении произойдёт переключение триистора в открытое состояние. ВАХ триистора для нескольких значений  $I_y$  приведены на рис.55. После отпирания триистора управляющий электрод перестаёт влиять на состояние триистора, т.к. протекающий через триистор ток обеспечивает условие перевода перехода 2 в открытое состояние. Для запирания триистора ток через него должен быть уменьшен с помощью напряжения до величины  $I < I_{уд}$ .

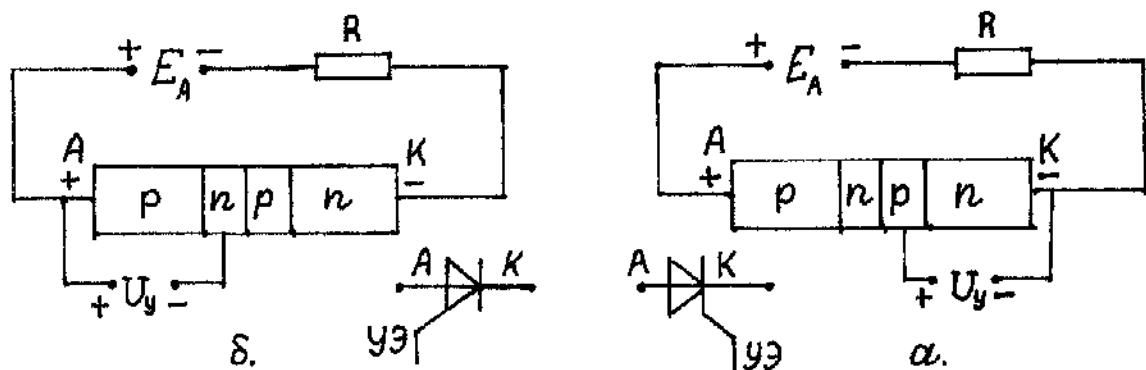


Рис.54

Обычно ток управления много меньше тока в анодной цепи триистора, что позволяет получать усиление по мощности до  $10^4 \div 10^5$ . Зависимость  $U_{нрк}$  от  $I_y$  (пусковая характеристика) показана на рис.56. Ток управления, при котором триистор открывается, находясь под некоторым напряжением, называется отпирающим током управления  $I_{y\text{от}}$ .

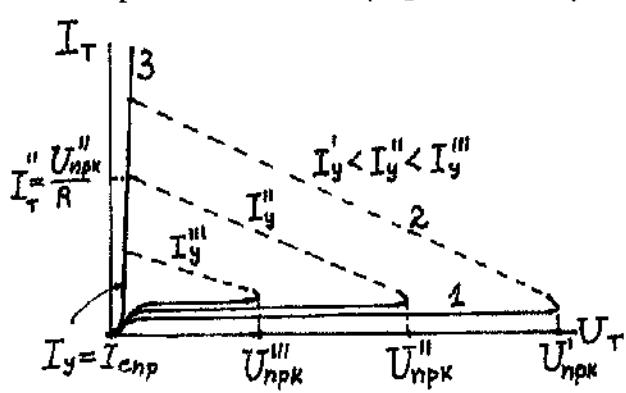


Рис.55

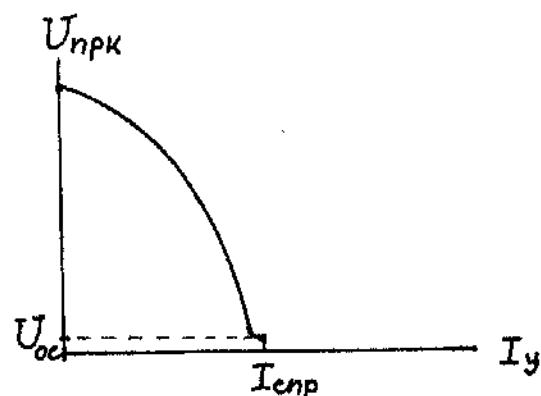
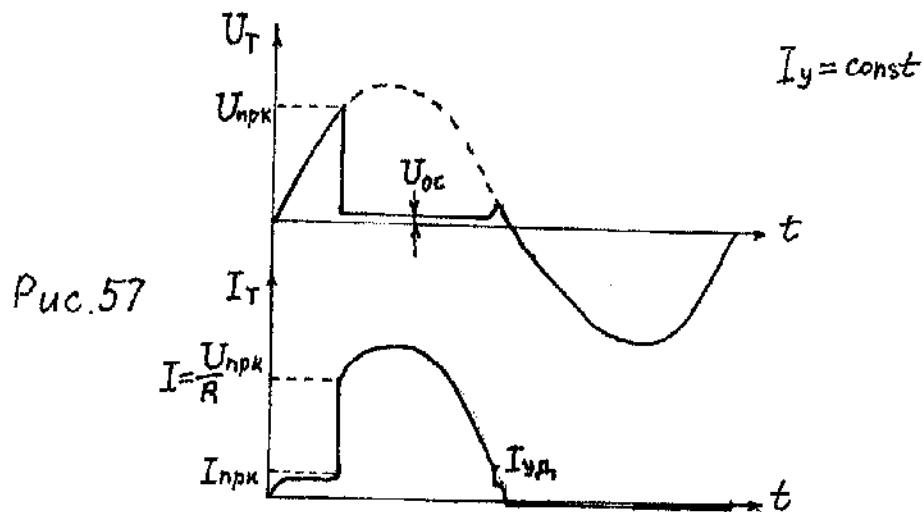


Рис.56

Как видно из рисунка 56, с увеличением тока управления напряжение переключения триистора уменьшается до значения  $U_{oc}$ , и в этом случае ВАХ представляет собой кривую, аналогичную прямой ветви диода. Ток управления при  $U_{nprk}=U_{oc}$  называется током спрямления ( $I_{clip}$ ).

Одним из практических применений триистора является выпрямление переменного тока. На рис.57 приведены кривые зависимости напряжения на триисторе от времени и тока через триистор как функции времени в течение одного периода. При фиксированном токе управления переключение триистора происходит в момент времени, когда напряжение на триисторе

достигнет величины  $U_{\text{прк}}$ , соответствующей данному  $I_y$ . При этом напряжение на триисторе резко уменьшается до значения остаточного напряжения  $U_{\text{ост}} \approx 0,8$  В, а ток триистора скачком возрастает от  $I_{\text{прк}} \approx 2-3$  мА до  $I \approx U/R$ , где  $U=U_{\text{прк}}$  и  $R$ -сопротивление в анодной цепи триистора.



При дальнейшем изменении напряжения источника в положительном полупериоде падение напряжения на триисторе будет оставаться равным  $U_{\text{ост}}$  до тех пор, пока ток через триистор будет больше тока удержания, обеспечивающего поддержание достаточно большого объёмного заряда электронов и дырок в базах триистора и пребывание перехода 2 в открытом состоянии. Ток триистора в это время изменяется в соответствии с изменением напряжения источника. Как только он станет меньше тока удержания, триистор перейдет в закрытое состояние, напряжение на нём вырастет, а ток скачком уменьшится до величины, соответствующей току через триистор в закрытом состоянии.

Во время отрицательного полупериода напряжения источника питания триистор находится в закрытом состоянии, т.к. в этой ситуации два его перехода (1 и 3) включены в обратном направлении. Ток триистора очень мал и соответствует обратной ветви диода. Практически всё напряжение источника падает на триисторе.

Использование управляемого тиристора (триистора) в радиоэлектронных устройствах, работающих в области высоких частот, ограничено. Ограничение связано, в основном, с необходимостью рассасывания объёмного заряда в базах тиристора. Длительность этого процесса является функцией времени жизни носителей зарядов  $\tau_n$  и  $\tau_p$  и тока тиристора. Оно составляет, обычно, десятки микросекунд. Отсюда следует, что максимальная частота, на которой тиристор может работать как электронный ключ, равна  $\sim 100$  кГц. Для повышения предельной рабочей частоты принимаются специальные меры по увеличению скорости рекомбинации носителей зарядов, например, введение золота как примеси в базы.

## Полупроводниковый оптрон (оптопара)

Оптрон - это прибор, состоящий из источника и приёмника излучения, оптически и конструктивно связанных между собой.

В качестве источника некогерентного излучения, преобразующего электрическую энергию в световую, часто используется инжекционный светоизлучающий диод (СИД), представляющий собой включённый в прямом направлении р-п переход. При протекании тока в прямом направлении в переходе и на расстоянии диффузионных длин по обе стороны от перехода происходит рекомбинация электронов и дырок. Вероятность рекомбинации зависит от энергетической структуры полупроводника и механизма рекомбинации. В полупроводнике со сложной структурой зоны проводимости (рис.58) при рекомбинации могут происходить как прямые переходы без изменения импульса (1 и 3), так и непрямые (2), когда импульс электрона изменяется.

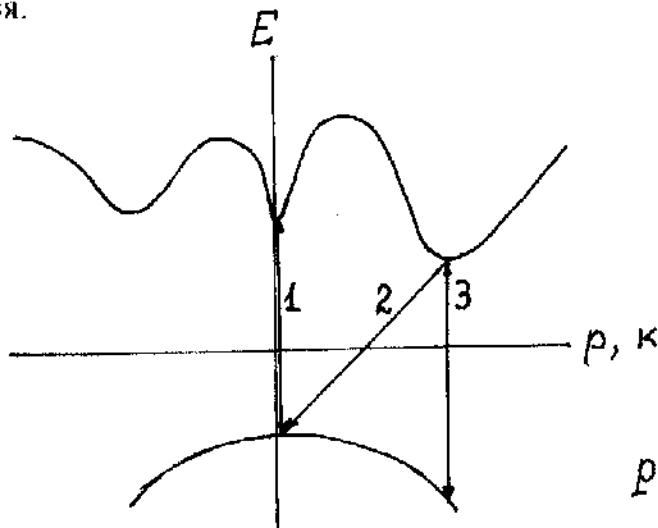


Рис. 58

Иногда более выгодными с энергетической точки зрения оказывается непрямой переход, однако его вероятность оказывается малой из-за необходимости выполнения закона сохранения импульса в процессе перехода. Избыток импульса электрон должен отдать решётке посредством взаимодействия с квазичастицей "фононом", характеризующей тепловые колебания решётки. В условиях нормальной температуры импульс фона может оказаться недостаточно большим для выполнения закона сохранения импульса. В этом случае процесс рекомбинации не состоится. Поэтому для изготовления светодиодов используются полупроводники, в которых рекомбинация осуществляется посредством прямых переходов.

Рекомбинация может быть как излучательной, сопровождающейся образованием фотонов, так и безизлучательной, при которой энергия рекомбинации расходуется на образование фононов, т.е. разогрев решётки.

Энергия рекомбинации равна разности энергии электрона в зоне проводимости и в валентной зоне. Эффективность светодиода  $\eta$  определяется отношением времени излучательной рекомбинации  $\tau_{i,p}$  к времени безизлучательной рекомбинации  $\tau_{b,p}$ :  $\eta = 1 / (1 + \tau_{i,p} / \tau_{b,p})$ . Чем больше время излучательной рекомбинации, тем меньше эффективность светодиода. Световой поток, выраженный в числе фотонов, излученных за 1 с, определяется силой тока  $\Phi = \eta I/q$ .

Рекомбинация происходит как в ОПЗ перехода, так и на расстоянии диффузионных длин электронов и дырок по обе стороны от перехода. При малых значениях тока преобладает безизлучательная рекомбинация в ОПЗ. При больших значениях прямого тока рекомбинация происходит в областях, примыкающих к переходу. Рекомбинация идет, в основном, в р-области, т.к. из-за большей подвижности электронов эффективнее их инжекция в область рекомбинации. Вероятность рекомбинации выше при ловушечном механизме, когда введенные в полупроводник примеси образуют ловушки для подвижных носителей заряда. Она примерно в  $10^4$  раз больше, чем межзонная рекомбинация. Концентрация доноров и акцепторов в области рекомбинации составляет обычно  $10^{17}$ - $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . При этом постоянная времени излучательной рекомбинации  $\tau_{i,p} = 10^{-10}$ - $10^{-8}$  с.

Эффективность светодиодов достигает величины 8...20%, в то время как внутренний квантовый выход инжекционной электролюминесценции может быть близок к 100% (отношение числа фотонов к числу рекомбинировавших электронов). Внешний КПД значительно меньше внутреннего, т.к. часть излучения поглощается при прохождении через полупроводник, а другая часть испытывает полное внутреннее отражение на границе полупроводник-воздух. Максимальный угол выхода излучения из полупроводника  $\phi_{\max} = \arcsin(1/n_{\text{пр}})$ , где  $n_{\text{пр}}$  – показатель преломления света полупроводника. Обычно, он составляет 3,3-3,6 и  $\phi_{\max} = 10-16^\circ$ .

Входная ВАХ оптрана представляет собой прямую ветвь ВАХ диода (рис.59).

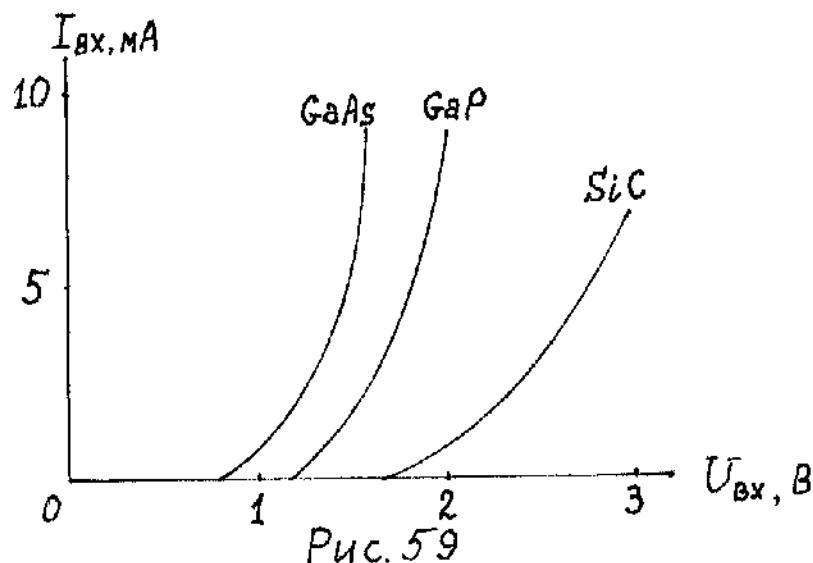


Рис. 59

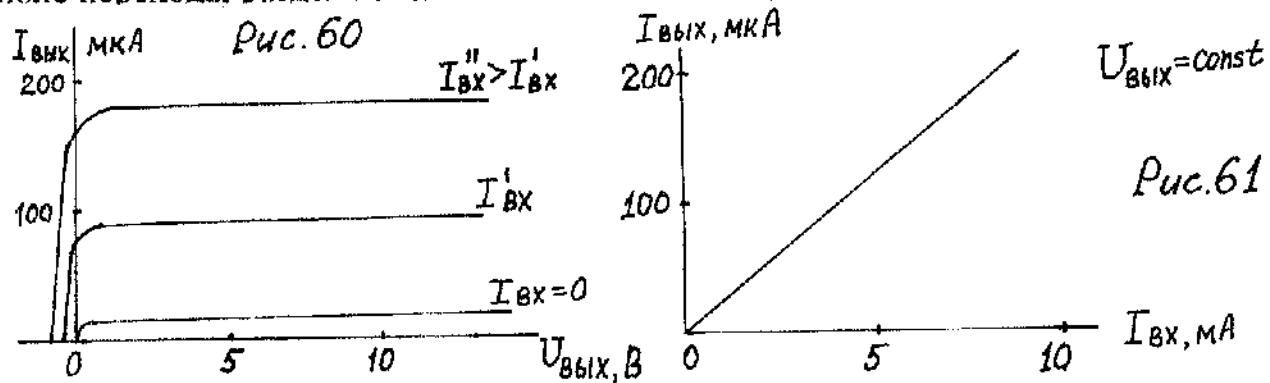
При выборе материала для изготовления фотодиода нужно учитывать, что длина волны излучения зависит от энергетической структуры полупроводника и связана с ней соотношением  $\lambda(\text{мкм}) = 1,24 / \Delta E_0 (\text{эВ})$ .

Большинство бинарных полупроводников (GaAs, InSb) имеет  $\Delta E_0 < 1,72 \text{ эВ}$ , и им соответствует длина волны излучения в инфракрасной области спектра. Тройные соединения имеют энергетическую структуру с большей шириной запрещённой зоны и большей энергией прямых переходов. Например, GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> при  $x=0,4$  имеет прямые переходы с  $h\nu=1,92$  и  $1,97 \text{ эВ}$ .

Чаще других приборов в оптроне в качестве фотоприёмника используется фотодиод (ФД). В фотодиоде энергия светового потока преобразуется в электрический ток. Различают несколько типов фотодиодов: 1) фотодиод с р-п переходом; 2) фотодиод с использованием р-і-п структуры; 3) лавинный фотодиод с умножением числа носителей за счёт лавинного процесса; 4) фотодиод на основе диода Шоттки.

Остановимся на рассмотрении характеристик фотодиода первого типа. Р-п переход включается в обратном направлении и величина обратного тока зависит от интенсивности светового потока, попадающего на переход. При энергии квантов света больше, чем ширина запрещённой зоны полупроводника, вблизи р-п перехода (целесообразно освещать только область у перехода шириной не более суммы диффузионных длин электронов и дырок) образуются электронно-дырочные пары, разделяемые электрическим полем в переходе. Электроны увлекаются полем в полупроводник п-типа, а дырки — в область р-типа. Величина тока диода  $I_F$  зависит от интенсивности светового потока  $\Phi$ , т.е. от числа созданных электронно-дырочных пар. ВАХ фотодиода (выходные характеристики оптрана) приведены на рис.60. Обращает на себя внимание сходство этих характеристик с выходными ВАХ БТ с ОБ.

Уже при  $U = 0$  ток практически достигает своего максимального значения. Причина этого состоит в том, что в отсутствие внешнего поля на электронно-дырочные пары вблизи перехода действует собственное диффузионное поле перехода, разделяющее носители разных зарядов.



На рис.61 показана зависимость выходного тока диодного оптрана от входного (передаточная характеристика), фактически представляющая собой люкс-амперную характеристику оптопары, т.е. зависимость фототока от

интенсивности светового потока. Поскольку число генерируемых светом носителей прямо пропорционально числу квантов света, то указанная зависимость носит линейный характер. По углу наклона прямой можно определить коэффициент передачи тока  $K_I = \Delta I_{\text{вых}} / \Delta I_{\text{вх}}$ .

Основными параметрами ФД являются:

- интегральная чувствительность  $k_i = I_\Phi / \Phi$ ;
- инерционность ФД, она определяется временем диффузии носителей через базу ( $\sim 50$  нс), временем пролёта носителей через переход ( $0,1$  нс) и временем перезарядки барьераной ёмкости ( $\sim 1$  нс). Таким образом, инерционность ФД характеризуется временем  $\sim 10^{-8}$  с. Для увеличения быстродействия ФД необходимо ускорить прохождение базы носителями зарядов. Достичь этого можно, используя дополнительное электрическое поле в базе.

К достоинствам оптрана относятся:

- высокая помехозащищенность, на передаваемый сигнал не влияют внешние электрические и магнитные поля;
- полная гальваническая развязка входного и выходного элементов, сопротивление изоляции у большинства типов огтопар достигает  $10^{12}$  Ом, что исключает обратную связь между ФД и СИД по постоянному току;
- бесконтактная оптическая связь;
- односторонность потока информации;
- широкая полоса пропускания ( $10^{13} - 10^{14}$  Гц).

Области применения оптранов:

- усилители тока (с транзисторным фотоприёмником), напряжения и мощности;
- в цифровых и линейных схемах, что обусловлено возможностью их быстрого переключения;
- для бесконтактного управления в электрических цепях;
- для получения оптической информации;
- как бистабильные элементы в качестве переключателей, генераторов оптических и электрических колебаний.

### Вакуумный триод

Вакуумный триод представляет собой трёхэлектродный электровакуумный прибор, используемый для усиления электрических сигналов и генерации электромагнитных колебаний на высоких и сверхвысоких частотах ( $> 500$  МГц). Для управления током триода используется электрод в виде сетки, помещённый между катодом и анодом. Схематически триод изображён на рис.62. На том же рисунке показано

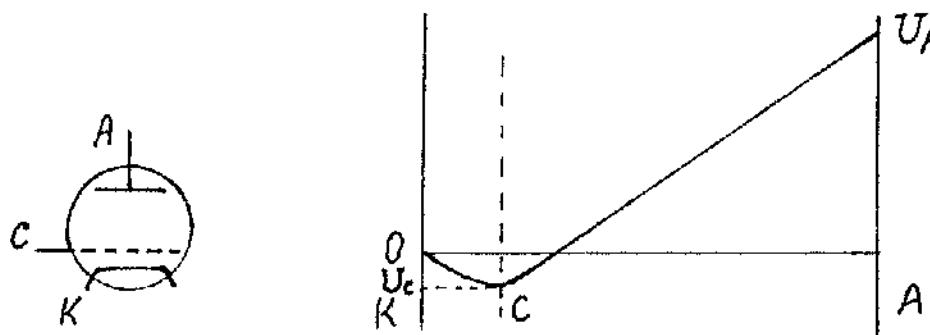


Рис. 62

распределение потенциала в триоде, зависящее от тока и напряжения на электродах.

Принцип действия триода основан на возможности управления анодным током посредством изменения потенциала сетки. Возможны три режима работы триода:

1. режим перехвата при  $U_A, U_C > 0$ ,  $U_A > U_C$ ,  $I_K = I_A + I_C$ . Часть электронов перехватывается сеткой;
2. режим возврата при  $U_A, U_C > 0$ ,  $U_C > U_A$ , электроны, пройдя сквозь сетку, возвращаются на неё;
3. режим усиления при  $U_A > 0$ ,  $U_C < 0$ ,  $I_K \approx I_A$ , т.к.  $I_C \approx 0$ . Ток сетки может быть отличным от нуля за счёт прихода на сетку положительных ионов остаточных газов и вследствие термо- и фотоэмиссии с сетки, работа выхода которой понижается продуктами испарения с поверхности катода. Загрязнённая атомами бария, тория или окислами этих металлов сетка, нагреваемая за счёт теплового излучения горячего катода до нескольких сот градусов по Цельсию, может эмитировать значительное количество электронов. С целью облегчения управления током анода сетка располагается на маленьком расстоянии от катода (доли миллиметра).

Чаще других используется третий режим, что позволяет эффективно управлять анодным током.

Для описания вольтамперных характеристик триода рассматривают эквивалентный диод, прохождение тока через который определяется действующим напряжением  $U_{\text{д}}$ , прикладываемым к аноду эквивалентного диода. По своему действию оно эквивалентно совместному действию сетки и анода в триоде. Анод в эквивалентном диоде помещается на таком же расстоянии от катода, что и сетка в триоде. Основываясь на этой модели, М.А. Бонч-Бруевич построил теорию триода.

Электрическое поле у катода в триоде, определяющее анодный ток, зависит от плотности объёмного заряда электронов,  $U_C$  и  $U_A$ . При равенстве напряженностей электрических полей у поверхности катодов в триоде и эквивалентном диоде получаем равенство зарядов у катодов:  $q_T = q_{\text{д}}$ ,  $q_T = C_{\text{ак}}U_A + C_{\text{ск}}U_C$  и  $q_{\text{д}} = C_{\text{д}}U_{\text{д}}$ .

Учитывая, что  $C_d \approx C_{AK} + C_{CK}$ , запишем  $C_{AK}U_A + C_{CK}U_C = C_d U_d$ , откуда  $U_d = C_{AK}U_A/C_d + C_{CK}U_C/C_d$ . Введём параметр триода – проницаемость  $D = C_{AK}/C_{CK}$ . Учтём, что  $C_{CK} \gg C_{AK}$ , т.е.  $D \ll 1$ .

Проницаемость характеризует экранирующее действие сетки, ослабление электрического поля, создаваемого анодом у поверхности катода. Учитывая вышесказанное, можно записать:  $U_d \approx U_C + DU_A$ .

Представим зависимость  $I_A = f(U_C, U_A)$  для триода, исходя из уравнения тока для эквивалентного диода –  $I_A = kU_d^{3/2}$ . Таким образом для триода  $I_A = k(U_C + DU_A)^{3/2}$ . Здесь  $k$  – коэффициент, зависящий от геометрических параметров триода и мировых постоянных.

Кривые зависимости анодного тока от анодного напряжения при фиксированных значениях напряжения на сетке (анодные характеристики) приведены на рис.63. Начало анодной характеристики  $U_{A0}$  при  $U_C < 0$  определяется из условия равенства 0 анодного тока, т.е.  $U_C + DU_{A0} = 0$  и  $U_{A0} = -U_C/D$ . Чем больше отрицательное напряжение сетки, тем при большем  $U_{A0}$  начинается анодная характеристика.

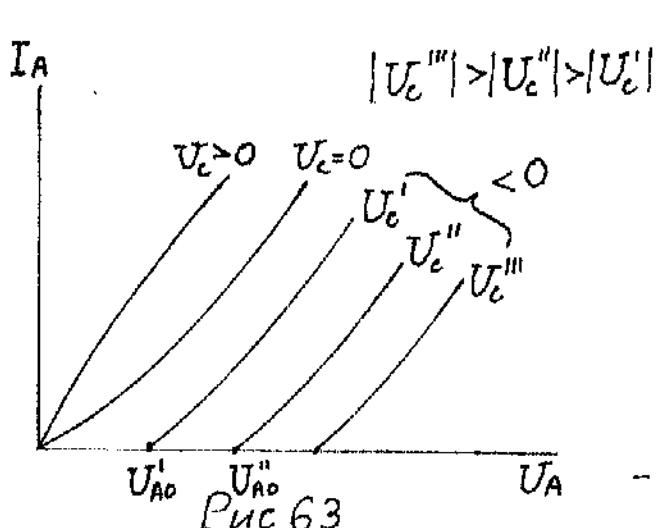


Рис. 63

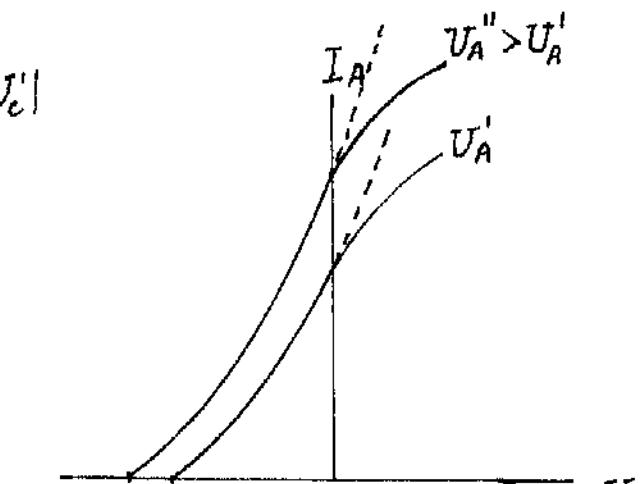
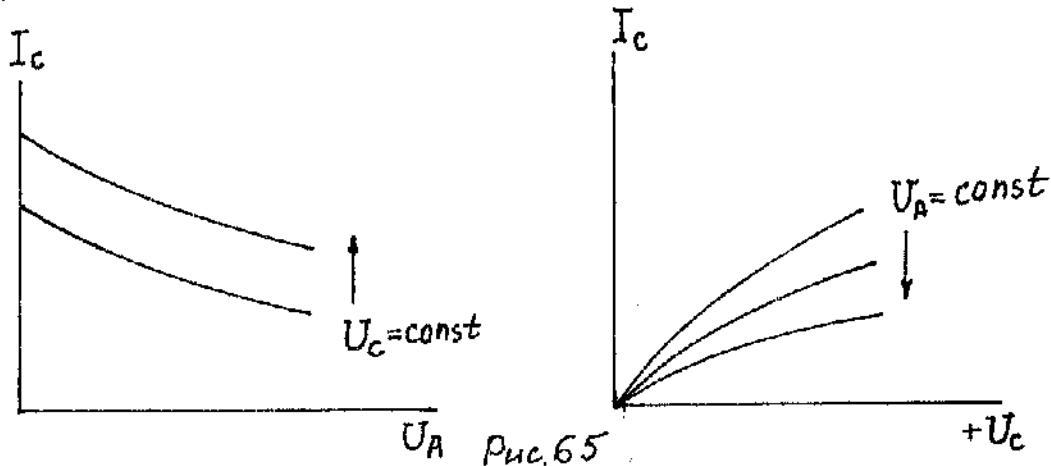


Рис. 64

Анондно-сеточные ВАХ так же, как и анондные, при  $U_C < 0$  представляют собой полукубические параболы (рис.64). При  $U_C > 0$  кривые стремятся к насыщению, что связано с перехватом части электронов сеткой. Левая часть АС характеристик почти линейна в некоторой области изменения  $U_C$ , что позволяет усиливать сигнал без искажения. Напряжение на сетке, при котором анондный ток равен 0, называется напряжением запирания  $U_{Co}$ . Его можно определить из выражения для анондного тока, откуда вытекает, что  $U_{Co} = -DU_A$ . Т.о. чем меньше проницаемость  $D$ , тем меньше  $U_{Co}$ .

Реальные АС характеристики отличаются от идеальных в левой части по следующим причинам: искажение электрического поля у краёв сетки (краевой эффект) приводит к тому, что часть электронов проходит на анод в обход сетки, тем самым увеличивая анондный ток; в случае редкой сетки имеет место «провисание» поля анода через ячейки сетки (островковый эффект), что вызывает увеличение запирающего напряжения.

Зависимости тока сетки от анодного и систочного напряжений приведены на рис.65. Чем выше напряжение сетки, тем больше систочный ток из-за эффекта перехвата, и он уменьшается при увеличении анодного напряжения.



#### Статические параметры триода

Проницаемость триода можно найти из уравнения тока через триод, приравняв 0 полный дифференциал анодного тока:

$$dI_A = k(U_C + DU_A)(dU_C + DdU_A)^{1/2} \frac{3}{2} = 0. \text{ Откуда } D = -\left.\frac{dU_C}{dU_A}\right|_{U_A=\text{const}}$$

Этот параметр характеризует сравнительное влияние поля анода и поля сетки на анодный ток. Для поддержания анодного тока постоянным необходимо, чтобы знаки  $dU_C$  и  $dU_A$  были разными. Обычно,  $D = 0,02 \dots 0,15$ .

Коэффициент усиления  $\mu$  характеризует усиительные свойства триода и показывает во сколько раз сетка воздействует на ток анода эффективнее, чем анод:  $\mu = -\left.\frac{dU_A}{dU_C}\right|_{U_A=\text{const}}$ , т.е.  $\mu = 1/D$ .

$$\mu = 4 \dots 100.$$

Крутизна АСХ триода  $S$  равна изменению анодного тока при изменении напряжения сетки на 1 В:  $S = \left.\frac{dI_A}{dU_C}\right|_{U_A=\text{const}}, S = 1 \dots 50 \text{ мА/В}$ . При  $U_C < 0$   $S = 3/2 \cdot k(U_C + DU_A)^{1/2}$ . Для повышения крутизны необходимо уменьшить расстояние между сеткой и катодом. Определить статическую крутизну триода можно из АСХ, заменив дифференциалы на малые приращения:  $S = \Delta I_A / \Delta U_C$ .

Дифференциальное (внутреннее) сопротивление триода  $R_i = -\left.\frac{dU_A}{dI_A}\right|_{U_C=\text{const}}$ ,  $R_i = 0,5 \dots 100 \text{ кОм}$ . Его находят из анодной ВАХ как  $R_i = \Delta U_A / \Delta I_A$ .

#### Внутреннее уравнение триода.

Т.к. анодный ток есть функция напряжений на аноде и сетке, то  $dI_A = (\partial I_A / \partial U_C)dU_C + (\partial I_A / \partial U_A)dU_A$  или  $dI_A = SdU_C + dU_A/R_i$ .

При  $I_A = \text{const}$   $dI_A = 0$  и  $SdU_C = -dU_A/R_i$ . Отсюда  $S \cdot R_i = \mu$  или  $S \cdot R_i \cdot D = 1$  – внутреннее уравнение триода, связывающее его параметры. Зная  $S$  и  $R_i$ , можно рассчитать  $\mu$  и  $D$ .

При использовании триода в качестве усилителя в цепь анода включается нагрузочное сопротивление  $R_H$  и усиленный сигнал снимается с этого сопротивления. Напряжение источника питания делится на две части –

$I_A R_H$  и  $U_A$ , т.е.  $E_A = I_A R_H + U_A$ . Величины  $R_H$  и  $E_A$  определяют вид рабочей (нагрузочной) характеристики триода (рис.66),  $R_H = E_A/I_{A0}$ . Для рабочей точки, лежащей на нагрузочной прямой, можно определить рабочие параметры, отличающиеся от статических. Теоретически они находятся из системы двух уравнений:

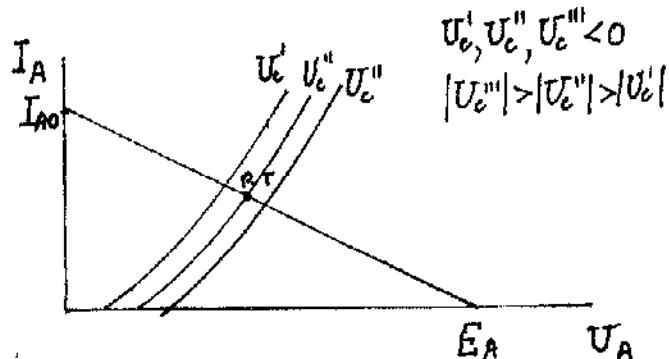


Рис.66

$$dI_A = SdU_C + dU_A/R_i$$

$$dI_A = -dU_A/R_H$$

Приравняем правые части уравнений:  $-dU_A/R_H = SdU_C + dU_A/R_i$ . Учтём, что  $R_H dI_A = dU_H = -dU_C$ , т.к.  $E_A = \text{const}$ .

Рабочий коэффициент усиления  $\mu_p = dU_H/dU_C|_{E_A=\text{const}} = -dU_A/dU_C = SR_i R_H / (R_i + R_H)$  или  $\mu_p = \mu / (1 + R_i/R_H)$ . Очевидно, что  $\mu_p < \mu$ .

Из системы приведенных выше 2-х уравнений можно получить:  $dI_A = SdU_C - (R_H/R_i)dI_A$  откуда  $S_p = dI_A/dU_C|_{E_A=\text{const}} = S/(1+R_H/R_i)$ , т.е. рабочая крутизна меньше статической.

Максимальная мощность полезного сигнала выделяется на нагрузочном сопротивлении в цепи анода при условии  $R_H = R_i$ .

#### Применение вакуумных триодов:

- в качестве приёмно-усилительных ламп малой мощности и низкой частоты; эти триоды характеризуются высоким коэффициентом усиления и небольшим напряжением запирания;
- как усилители мощности, они имеют большое напряжение запирания и небольшой коэффициент усиления, у них велика крутизна (выделяемая на нагрузочном сопротивлении мощность пропорциональна добротности лампы, т.е.  $\mu S$ );
- в устройствах, работающих на ВЧ и СВЧ. Триоды включаются по схеме с общей сеткой, при этом слаба связь между входной и выходной цепями и схема устойчива к самовозбуждению; при частотах выше 500 МГц используются триоды с дисковыми выводами - маячковые и металлокерамические с расстоянием между плоскими электродами в десятки мкм, миниатюрные металлокерамические триоды работают при частотах около 10 ГГц, однако, их мощность и КПД невелики.
- К недостаткам триодов следует отнести большую проходную ёмкость (между сеткой и анодом), снижающую рабочую частоту лампы,

относительно небольшой коэффициент усиления и недостаточно широкую левую часть АСХ, что ограничивает величину входного сигнала, усиливающегося без искажения.

К одному из типов вакуумных триодов следует отнести нувистор, представляющий собой конструктивную разновидность сверхминиатюрных ламп с цилиндрической консольно-закреплённой системой электродов. Название "нувистор" произошло от испанского "nuevo vista", что означает новая перспектива. Нувистор – триод имеет, как правило, керамический корпус. Такая лампа отличается большой механической прочностью и устойчивостью к высоким температурам окружающей среды.

Производство нувисторов автоматизировано, поэтому разброс параметров от лампы к лампе невелик. Масса нувистора не превышает 3...4 грамма. Он обладает высокой надёжностью и экономичностью. Максимальная рабочая температура составляет 250°C. Лампа устойчива к вибрации и ударам.