

2.5 Диоды в радиосистемах и устройствах

2.5.1. Физические явления в полупроводниках

По своим электрическим свойствам полупроводники занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками.

Основные свойства полупроводников, резко отличающие их от проводников, следующие:

- характер и степень зависимости электропроводности от температуры;
- сильное влияние малых количеств примесей на электропроводность полупроводников;
- чувствительность электропроводности к различного рода излучениям.

Значения удельной проводимости проводников, полупроводников и диэлектриков приведены в табл. 2.5.1

Таблица 2.5.1

Класс вещества	Удельная электрическая проводимость, $\tilde{N}i / \tilde{n}i$	Удельное электрическое сопротивление, Ом · см
Проводники	10^4	$<10^{-4}$
Полупроводники	$10^4 - 10^{-10}$	$10^{-4} - 10^{10}$
Диэлектрики	$<10^{-10}$	$>10^{10}$

Полупроводники представляют собой наиболее многочисленный класс веществ. Для создания современных полупроводниковых приборов применяются кремний Si, германий Ge, селен Se, теллур Te, соединения A^{III}B^V (элементы третьей и пятой групп), арсенид галлия GaAs, арсенид индия InAs и др.

Основные параметры германия, кремния и арсенида галлия (при температуре 300 К) представлены в табл. 2.5.2.

Таблица 2.5.2

Параметр	Германий	Кремний	Арсенид галлия	
Число атомов в 1 см ²	4,42·10 ²²	5,0·10 ²²	4,42·10 ²²	
Атомный вес	72,60	28,09	144,63	
Плотность, г·см ⁻³	5,3267	3,328	5,32	
Относительная диэлектрическая проницаемость	16	11,9	13,1	
Поле пробоя, В·см ⁻¹	10 ⁵	3·10 ⁵	4·10 ⁵	
Ширина запрещённой зоны, эВ	0,72	1,12	1,424	
Эффективная плотность состояний в зоне проводимости, см ⁻¹	1,04·10 ¹⁹	2,8·10 ¹⁹	4,7·10 ¹⁷	
Эффективная плотность состояний в валентной зоне, см ⁻³	6·10 ¹⁸	1,04·10 ¹⁹	7,0·10 ¹⁷	
Собственная концентрация носителей, см ⁻³	2,4·10 ¹³	1,45·10 ¹⁰	1,79·10 ⁶	
Собственное удельное сопротивление, Ом·см	47	2,3·10 ⁵	10 ⁸	
Температура плавления, °С	937	1415	1238	
Подвижность, см ² /(В·с)	электронов	3900	1500	8500
	дырок	1900	450	400
Коэффициент диффузии, см ² ·с ⁻¹	электронов	100	36	290
	дырок	45	13	12
Дрейфовая скорость насыщения, см·с ⁻¹	электронов	6·10 ⁶	10 ⁷	6·10 ⁶
	дырок	6·10 ⁶	8·10 ⁶	—

Одним из наиболее детально изученных материалов является германий, открытый в 1886 г. немецким химиком Клеменсом Винклером. Содержание германия в земной коре составляет $7 \cdot 10^{-4}$ %. Кремний как полупроводник начал внедряться в технику примерно в то же время, что и германий, однако вследствие большой сложности очистки и получения монокристаллов кремния целый ряд полупроводниковых приборов был разработан вначале из германия и только впоследствии приборы на кремниевых полупроводниках получают всё более широкое распространение. К тому же кремний является одним из наиболее распространённых элементов. Земная кора содержит примерно 28 % кремния.

Применяемые в электронике полупроводники имеют монокристаллическую решётку. Каждый атом кристаллической решётки за счёт ковалентных связей прочно удерживается в узлах кристаллической решётки. В идеальной решётке все электроны связаны со своими атомами, поэтому такая структура не

проводит электрический ток. Однако небольшие энергетические воздействия могут привести к отрыву некоторых электронов от своих атомов, делая их способными перемещаться по кристаллической решётке. Такие электроны называются электронами проводимости. Энергетические состояния электронов проводимости образуют зону значений (уровней) энергии, называемую зоной проводимости. Энергетические состояния валентных электронов образуют валентную зону. Между максимальным уровнем энергии валентной зоны W_B и минимальным уровнем зоны проводимости W_C лежит запрещённая зона. Ширина запрещённой зоны $\Delta W = W_C - W_B$ определяет минимальную энергию, необходимую для освобождения валентного электрона, т.е. энергию ионизации атома полупроводника. Ширина запрещённой зоны для большинства полупроводников составляет 0,1 – 3 эВ. В частности, для германия $\Delta W = 0,72$ эВ, для кремния $\Delta W = 1,12$ эВ, для арсенида галлия $\Delta W = 1,42$ эВ.

Энергетические диаграммы собственного полупроводника и примесных полупроводников n- и p-типа представлены на рис. 2.5.1 а, б, в соответственно.



Рис. 2.5.1

Полупроводник, имеющий в узлах кристаллической решётки только свои атомы, называют собственным. Все величины, относящиеся к нему, обозначают индексом i (от intrinsic – собственный). Применяемые в электронике полупроводники являются примесными. У них часть атомов основного вещества замещена атомами другого вещества. Для германия и кремния используются пятивалентные (фосфор, сурьма, мышьяк) и трёхвалентные (бор, алюминий, галлий) примеси.

При внесении пятивалентной примеси четыре валентных электрона совместно с четырьмя электронами соседних атомов образуют ковалентные связи, а пятый электрон, благодаря малой энергии ионизации $\Delta W_{п}$, даже при комнатной температуре может быть оторван от своего атома за счёт энергии теплового

движения. При этом образуется неподвижный положительный заряд и электрон проводимости. Такие примеси называют донорными (см. рис. 2.5.1, б).

При введении примеси трёхвалентных элементов примесный атом отдаёт три своих валентных электрона для образования ковалентных связей с тремя близлежащими атомами. На незаполненную связь с четвёртым атомом могут легко переходить электроны с соседних связей. При этом примесный атом с присоединённым лишним электроном образует неподвижный отрицательный заряд; кроме того, образуется дырка, способная перемещаться по решётке. Такие примеси называются акцепторными (см. рис. 2.5.1, в). Донорные и акцепторные примеси образуют локальные энергетические уровни, лежащие в запрещённой зоне.

Вероятность нахождения свободного электрона в энергетическом состоянии W определяется функцией Ферми-Дирака:

$$F(W) = \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1}, \quad (2.5.1)$$

где W_F – уровень Ферми, вероятность заполнения которого равна $1/2$;

kT – средняя энергия теплового движения микрочастицы при температуре T .

Для собственного полупроводника уровень Ферми W_{Fi} располагается по середине запрещённой зоны $W_{Fi} = \frac{W_c + W_v}{2}$. (2.5.2)

Концентрацию электронов проводимости для собственного полупроводника n_i можно рассчитать по формуле

$$n_i = \int_{W_c}^{\infty} 2F(W)dN, \quad (2.5.3)$$

где dN – число энергетических уровней, на которых могут находиться электроны проводимости, или

$$n_i = N_c e^{\frac{W_{Fi} - W_c}{kT}} = N_c e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \quad (2.5.4)$$

где N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости ($N_c = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для германия, $N_c = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ для кремния).

Можно считать, что при $T = 300\text{K}$ число свободных электронов в германии $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, в кремнии $n_i = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

В идеальной кристаллической решётке собственного полупроводника число дырок равно числу свободных электронов:

$$p_i = n_i. \quad (2.5.5)$$

Это является результатом динамического равновесия генерации и рекомбинации подвижных носителей заряда. Число исчезающих в единицу времени электронно-дырочных пар характеризуется скоростью рекомбинации, которая

зависит от свойств полупроводника и пропорциональна концентрации электронов и дырок:

$$v_{\text{рек}} = \gamma \cdot n_i \cdot p_i = \gamma n_i^2, \quad (2.5.6)$$

где γ – коэффициент рекомбинации, зависящий от свойств полупроводника.

Скорость генерации – число освобождающихся в единицу времени электронно-дырочных пар зависит от ширины запрещённой зоны и температуры полупроводника.

$$v_{\text{ген}} = \gamma n_i^2 = v_{\text{рек}}. \quad (2.5.7)$$

В полупроводниках с донорной примесью N_d концентрация электронов проводимости

$$n_n = N_d + n_i, \quad (2.5.8)$$

обычно $N_d \gg n_i$, и можно считать

$$n_n \approx N_d. \quad (2.5.9)$$

$n_n \cdot p_n = n_i^2$, отсюда

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{n_i^2}{N_d}, \quad (2.5.10)$$

т.е. концентрация дырок значительно ниже, чем в беспримесном полупроводнике. В этом случае дырки являются неосновными носителями, а электроны – основными носителями заряда.

Полупроводники с донорной примесью называются электронными полупроводниками, или полупроводниками n-типа.

Уровень Ферми для полупроводника n-типа имеет вид

$$W_{F_n} = \frac{W_c + W_n}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{2N_c}{N_d}, \quad (2.5.11)$$

где W_n – уровень доноров.

С повышением температуры он смещается к середине запрещённой зоны.

В случае полупроводника с акцепторной примесью N_a концентрация дырок p_p :

$$p_p = N_a + p_i. \quad (2.5.12)$$

Обычно $N_a \gg p_i$ и $p_p \approx N_a$.

Концентрация электронов n_p :

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = \frac{n_i^2}{N_a}. \quad (2.5.13)$$

Электроны в этом случае являются неосновными носителями заряда, дырки – основными носителями, а полупроводник с акцепторной примесью называют дырочным, или полупроводником p-типа.

Положение уровня Ферми W_{Fp} в таком случае определяется соотношением

$$W_{Fp} = \frac{W_B + W_p}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{2N_B}{N_a}, \quad (2.5.14)$$

где W_p – уровень акцепторов;

N_B – эффективная плотность состояний в валентной зоне.

С повышением температуры он смещается к середине запрещённой зоны.

Под влиянием различных энергетических воздействий в полупроводнике может возникнуть неравновесная концентрация зарядов. Образование неравновесных (избыточных) носителей заряда может происходить при освещении полупроводника, в результате чего появляются дополнительные электронно-дырочные пары. В полупроводниковых диодах и транзисторах при прохождении тока образуются неравновесные носители заряда. Процесс рекомбинации электронов и дырок может происходить либо прямым путём – из зоны в зону, либо через локальные энергетические уровни в запрещённой зоне, называемые центрами рекомбинации, или ловушками (рис. 2.5.2).

Центры рекомбинации (А, Б) создаются примесями, имеющими энергетические уровни вблизи середины запрещённой зоны полупроводника. К ним относятся медь, никель, кобальт, золото. Центры рекомбинации могут создаваться также дефектами кристаллической решётки.

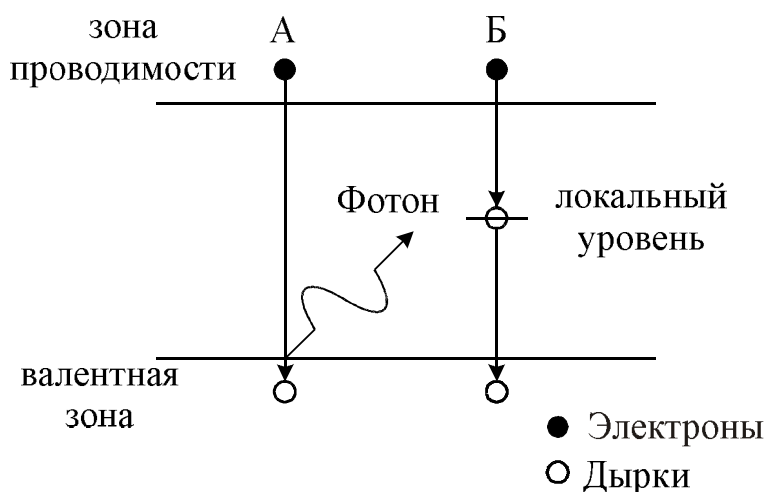


Рис. 2.5.2

2.5.2. Токи в полупроводниках

Дрейфовый ток

При наличии электрического поля на хаотическое движение электронов и дырок накладывается компонента направленного движения. В результате электроны и дырки начинают перемещаться – возникает дрейфовый ток. Плотность дрейфового тока пропорциональна концентрации носителей, подвижности и напряжённости поля E :

$$j_{n \text{ др}} = en\mu_n E; \quad (2.5.15)$$

$$j_{p \text{ др}} = ep\mu_p E, \quad (2.5.16)$$

где μ_n , μ_p – подвижности электронов и дырок.

Суммарная плотность дрейфового тока $j_{др}$ равна:

$$j_{др} = e(n\mu_n + p\mu_p)E = \sigma E, \quad (2.5.17)$$

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p), \quad (2.5.18)$$

где σ – удельная электрическая проводимость полупроводника, См/см.

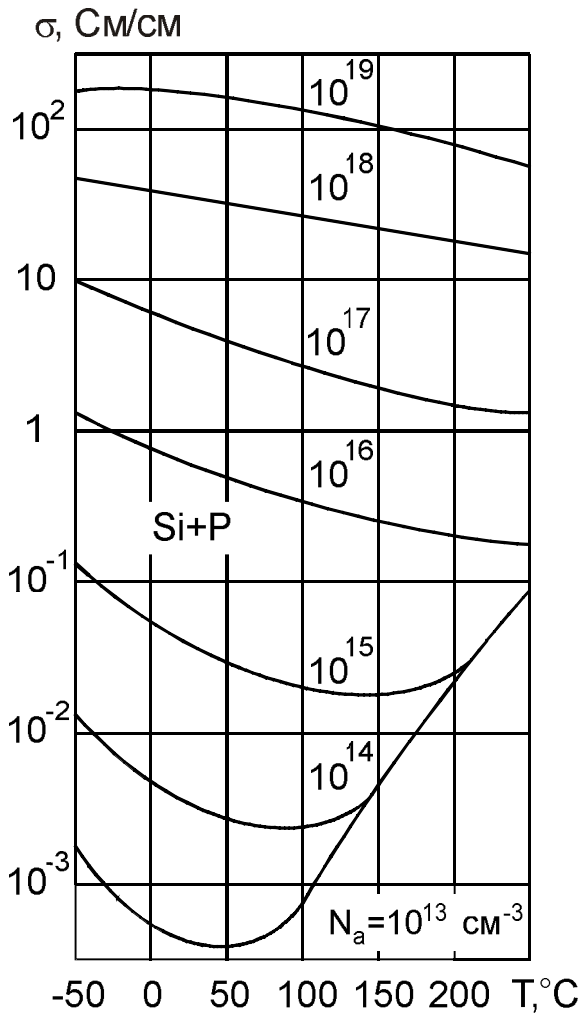


Рис. 2.5.□.

У германия $\mu_n = 3900 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$,
 $\mu_p = 1900 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$; у кремния – $\mu_n = 1500 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$,
 $\mu_p = 450 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$.

Зависимость удельной электрической проводимости от температуры представлена на рис. 2.5.3.

При низкой температуре концентрация электронов и дырок определяется в основном концентрацией примеси и слабо зависит от температуры. С ростом температуры удельная проводимость несколько уменьшается за счёт уменьшения подвижности носителей заряда.

При высокой температуре начинается ионизация собственных атомов полупроводника, поэтому концентрация носителей, а следовательно, и проводимость полупроводника возрастает.

При прохождении дрейфового тока через однородный полупроводник концентрация носителей заряда в любом элементарном объёме остаётся постоянной.

Диффузионный ток

Если концентрация подвижных носителей в различных точках неодинакова, в полупроводнике в соответствии с законами теплового движения возникает диффузия частиц из области с большей их концентрацией в область с меньшей концентрацией. В результате этого в полупроводнике возникает электрический ток, обусловленный градиентом (перепадом) концентрации носителей, называемый диффузионным током.

Плотность диффузионного тока дырок в одномерном случае

$$j_{р \text{ диф}} = -eD_p \frac{dp}{dx}, \quad (2.5.19)$$

где D_p – коэффициент диффузии дырок, равный для германия $44 \text{ см}^2/\text{с}$, для кремния – $65 \text{ см}^2/\text{с}$. Знак «минус» указывает, что диффузионный дырочный ток направлен в сторону уменьшения концентрации дырок; $\frac{dp}{dx}$ – градиент концентрации дырок.

Плотность диффузионного тока электронов определяется аналогично:

$$j_{n \text{ диф}} = eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (2.5.20)$$

где D_n – коэффициент диффузии электронов, равный $93 \text{ см}^2/\text{с}$ для германия и $31 \text{ см}^2/\text{с}$ – для кремния; $\frac{dn}{dx}$ – градиент концентрации электронов.

Принято считать, что диффузионный ток направлен в сторону увеличения концентрации электронов, поэтому он берётся со знаком «плюс».

В полупроводнике могут существовать и электрическое поле, и градиент концентрации носителей заряда. Тогда ток в полупроводнике будет иметь как дрейфовую, так и диффузионную составляющие:

$$j_n = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx}; \quad (2.5.21)$$

$$j_p = ep\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx}. \quad (2.5.22)$$

Параметры дрейфового и диффузионного токов связаны между собой соотношениями Эйнштейна:

$$D_n = \frac{kT}{e} \mu_n; \quad D_p = \frac{kT}{e} \mu_p, \quad (2.5.23)$$

где $\frac{kT}{e}$ – температурный потенциал.

2.5.3. Уравнение непрерывности

Уравнение непрерывности является одним из основных уравнений, используемых при анализе и расчёте электрических параметров и характеристик полупроводниковых приборов. В нём учитывается дрейфовое и диффузионное движение свободных носителей в полупроводнике, а также их рекомбинация или генерация. Концентрация носителей заряда в элементарном объёме полупроводника может изменяться за счёт генерации и рекомбинации носителей, а также вследствие различия в величине втекающего и вытекающего токов. Скорость изменения концентрации носителей в рассматриваемом объёме может быть скоростью рекомбинации $\left(\frac{dp}{dt}\right)_\tau$ и скоростью изменения концентрации носителей заряда за счёт различия в величине втекающего и вытекающего токов $\left(\frac{dp}{dt}\right)_j$:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \left(\frac{dp}{dt} \right)_{\tau} + \left(\frac{dp}{dt} \right)_{j}. \quad (2.5.24)$$

$$\text{Скорость рекомбинации дырок} \left(\frac{dp}{dt} \right)_{\tau} = -\frac{p - p_n}{\tau}, \quad (2.5.25)$$

где $p - p_n$ – превышение над равновесной концентрацией дырок, а τ – время жизни неосновных носителей.

Скорость изменения концентрации носителей $\left(\frac{dp}{dt} \right)_{j}$ можно определить, зная плотность тока в полупроводнике:

$$\left(\frac{dp}{dt} \right)_{j} = -\mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \quad (2.5.26)$$

Полная скорость изменения концентрации дырок в элементарном объёме будет равна

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_n}{\tau_p} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \quad (2.5.27)$$

Это выражение называется уравнением непрерывности.

Аналогичное уравнение можно написать и для электронов:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_n}{\tau_n} - \mu_n E \frac{\partial p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \quad (2.5.28)$$

где τ_p и τ_n – время жизни неосновных носителей.

2.5.4. Электрические переходы в полупроводниковых приборах

Электрическим переходом называется переходный слой между областями твёрдого тела с различными типами или значениями проводимости. Чаще всего используется электрический переход между полупроводниками n- и p-типа, называемый электронно-дырочным переходом, или p-n - переходом. Используются также переходы между областями с одинаковым типом электропроводности, но с различными значениями удельной проводимости ($n^+ - n$; $p^+ - p$). Знак «+» отмечает область с большей концентрацией примеси.

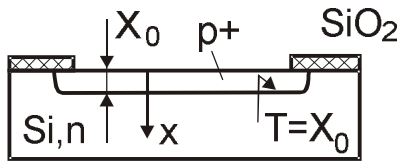
Широкое применение получили переходы металл-полупроводник. Электрические переходы могут создаваться как на основе полупроводников с одинаковой шириной запрещённой зоны (гомопереходы), так и с различными значениями ширины (гетеропереходы).

Электрические переходы используются практически во всех полупроводниковых приборах. Физические процессы в переходах лежат в основе действия большинства полупроводниковых приборов.

Электронно-дырочный переход

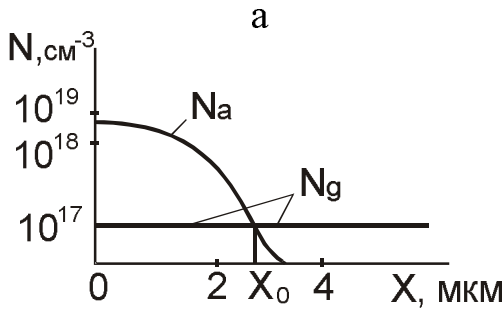
Электронно-дырочный переход получается путём легирования примесями части монокристалла. Легирование осуществляется путём диффузии атомов

примеси из внешней среды при высокой температуре, ионным внедрением при бомбардировке кристалла пучком ионов примесей, ускоренных в электрическом поле, вплавлением в полупроводник металла, содержащего нужные примеси, а также методом эпитаксии – наращиванием на поверхность кристалла

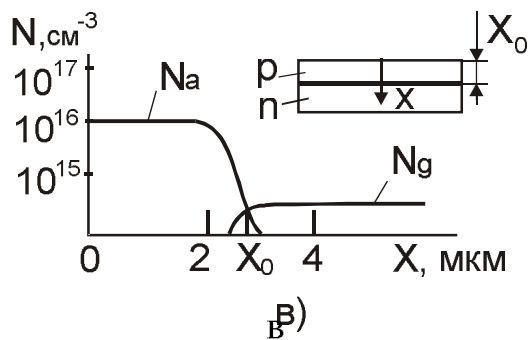


подложки тонкой плёнки полупроводника с противоположным типом проводимости. Переходы металл-полупроводник формируются вакуумным напылением тонкой металлической плёнки на очищенную поверхность полупроводника.

На рис.2.5.4, а приведена структура кремниевого р-n-перехода, полученного методом диффузии акцепторов в полупроводник n-типа через маску из плёнки двуокиси кремния. Распределение концентрации доноров N_d – на рис. 2.5.4, б и акцепторов N_a по вертикали – рис. 2.5.4, в.



Поверхность, на которой $N_a = N_d$, называется металлургической границей X_0 . Эффективная концентрация примеси на ней равна нулю.



Широко применяются несимметричные р-n-переходы, в которых концентрация примесей в эмиттере значительно больше, чем в другой области – базе. В симметричных р-n-переходах концентрация акцепторов в р-области равна концентрации доноров в n-области.

Рис. 2.5.4

2.5.5. Электронно-дырочный переход в равновесном состоянии

Равновесие соответствует нулевому внешнему напряжению на переходе. Поскольку концентрация электронов в n-области значительно больше, чем в р-области, а концентрация дырок в р-области больше, чем в n-области, то на границе раздела полупроводников возникает градиент концентрации подвижных носителей заряда (дырок и электронов):

$$\frac{dn}{dx}, \frac{dp}{dx}.$$

Вследствие этого заряды будут диффундировать из области с большей концентрацией в область с меньшей концентрацией, что приведёт к появлению диффузионного тока электронов и дырок, плотность которых равна:

$$j_{n \text{ диф}} = eD_n \frac{dp}{dx}, \tag{2.5.29}$$

$$j_{p \text{ диф}} = -eD_p \frac{dp}{dx}. \tag{2.5.30}$$

На границе p- и n-областей создаётся слой, обеднённый подвижными носителями. В приконтактной области n-типа появляется нескомпенсированный заряд положительных ионов, а в дырочной области – нескомпенсированный заряд отрицательных ионов примесей. Таким образом, электронный полупроводник заряжается положительно, а дырочный – отрицательно.

Между областями полупроводника с различными типами электропроводности возникает электрическое поле напряжённостью E . Образовавшийся двойной слой электрических зарядов называется запирающим, он обеднён основными носителями и имеет вследствие этого низкую электропроводность. Вектор напряжённости поля направлен так, что он препятствует диффузионному движению основных носителей и ускоряет неосновные носители. Этому полю соответствует контактная разность потенциалов φ_k , связанная с взаимной диффузией носителей. За пределами p-n-перехода полупроводниковые области остаются нейтральными.

Движение неосновных носителей образует дрейфовый ток, направленный навстречу диффузионному току.

Итак, в условиях равновесия встречные дрейфовый и диффузионный токи должны быть равны, т.е.

$$j_{др} + j_{диф} = 0. \quad (2.5.31)$$

Определим выражение контактной разности потенциалов, для чего воспользуемся соотношением (2.5.31), подставив выражения дрейфового и диффузионного токов:

$$\begin{aligned} -eD_p \frac{dp}{dx} + e\mu_p E &= 0, & E &= -\frac{dU}{dx}; \\ -eD_p \frac{dp}{dx} - e\mu_p \frac{dU}{dx} &= 0 \text{ или } dU &= -\frac{D_p}{\mu_p} \frac{dp}{p}. \end{aligned}$$

Используя соотношения Эйнштейна, запишем $dU = -\frac{kT}{e} \cdot \frac{dp}{p}$;

$$\text{тогда } U = -\frac{kT}{e} \ln p + C. \quad (2.5.32)$$

Постоянную интегрирования C найдём, используя граничные условия: потенциал в p-области $U = \varphi_p$, концентрация дырок $p = p_p$; в n-области потенциал $U = \varphi_n$ и $p = p_n$. Тогда выражение для контактной разности потенциалов φ_k в p-n-переходе

$$\varphi_k = \varphi_n - \varphi_p = \frac{kT}{e} \cdot \ln \frac{p_p}{p_n} = \frac{kT}{e} \cdot \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}. \quad (2.5.33)$$

Если принять $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T = 300 \text{ К}$ для германиевого p-n-перехода, то $\varphi_k \approx 0,3 \text{ В}$.

Распределение зарядов и поля в p-n-переходе

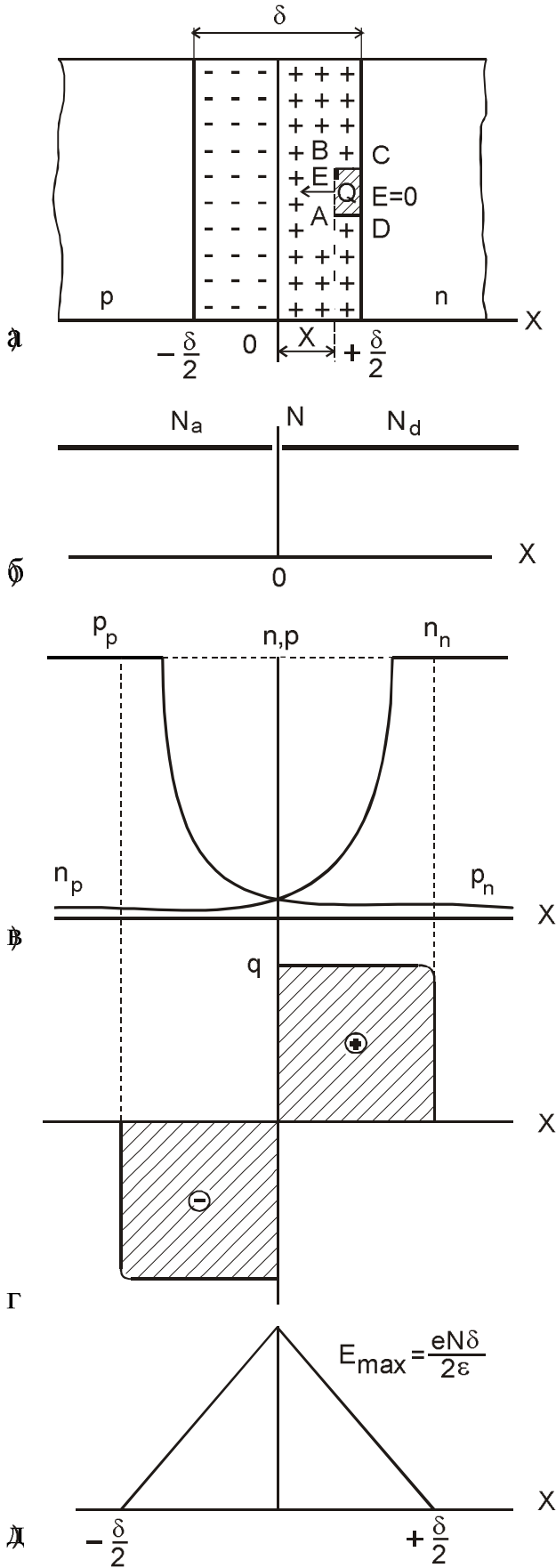


Рис. 2.5.5

Рассмотрим распределение зарядов и электрического поля в условиях равновесия в плоскопараллельном переходе, имеющем одинаковую концентрацию доноров и акцепторов во всём объеме $N_a = N_d$ и резкое изменение типа проводимости на границе p- и n-областей (рис. 2.5.5, а-д).

Используя выражение (2.5.32) и полагая $U = \phi_p$ при $P = P_p$, найдём концентрацию дырок в переходе:

$$p = p_p \cdot e^{\frac{e(\phi_p - U)}{kT}}. \quad (2.5.34)$$

Аналогично можно получить выражение для концентрации электронов:

$$n = n_n \cdot e^{\frac{e(\phi_n - U)}{kT}}. \quad (2.5.35)$$

С ростом потенциала U концентрация дырок и электронов быстро убывает. Вдали от перехода концентрация электронов и дырок одинакова и определяется условием нейтральности объема полупроводника $p_p - n_p - N_a = 0$;

$$-p_n + n_n + N_d = 0. \quad (2.5.36)$$

Воспользовавшись теоремой Остроградского – Гаусса, можно найти распределение поля в переходе:

$$E = \frac{Ne \left(\frac{\delta}{2} - x \right)}{\epsilon} \quad \text{при } x > 0; \quad (2.5.37)$$

$$E = \frac{Ne \left(\frac{\delta}{2} + x \right)}{\epsilon} \quad \text{при } x < 0, \quad (2.5.38)$$

где δ – толщина p-n-перехода;

ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Электрическое поле в переходе линейно возрастает от нуля на границе перехода до максимального значения в середине перехода, т.е. при $x=0$.

$$E_{\max} = \frac{N \cdot e \cdot \delta}{2\varepsilon}. \quad (2.5.39)$$

Толщину симметричного перехода определим, воспользовавшись соотношением

$$\int_0^{\delta/2} E dx = \frac{\varphi_k}{2}. \quad (2.5.40)$$

Подставляя выражение (2.39), получим

$$\delta = \sqrt{\frac{4\varepsilon}{e \cdot N}} \cdot \varphi_k. \quad (2.5.41)$$

Если концентрация примеси в р- и п-областях различна, то и глубина проникновения перехода в р-и п-области будет неодинакова (рис. 2.5.6), т.к. нескомпенсированный заряд в обеих частях должен быть одинаковым $Q_1 = Q_2$.

Большую толщину переход имеет в областях с меньшей концентрацией примеси.

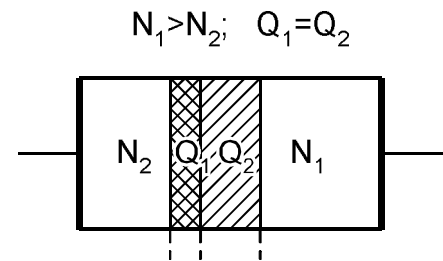


Рис. 2.5.6

Суммарная толщина перехода в этом случае определится так:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varphi_k}{e} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}. \quad (2.5.42)$$

На рис. 2.5.7, а, б показана энергетическая диаграмма р-п-структуры. Так как величина энергии уровня Ферми должна быть одинаковой по всей структуре, уровень Ферми располагается на одной высоте.

В области р-п-перехода энергетические уровни (см. рис. 2.5.7, б) имеют наклон, что свидетельствует о наличии градиента потенциала, а следовательно, и электрического поля, выталкивающего подвижные заряды из перехода.

Разность минимальных значений энергии в зонах проводимости р- и п-областей определяется контактной разностью потенциалов. Чтобы перейти в валентную зону п-области, дырки должны совершить работу, равную $e \cdot \varphi_k$.

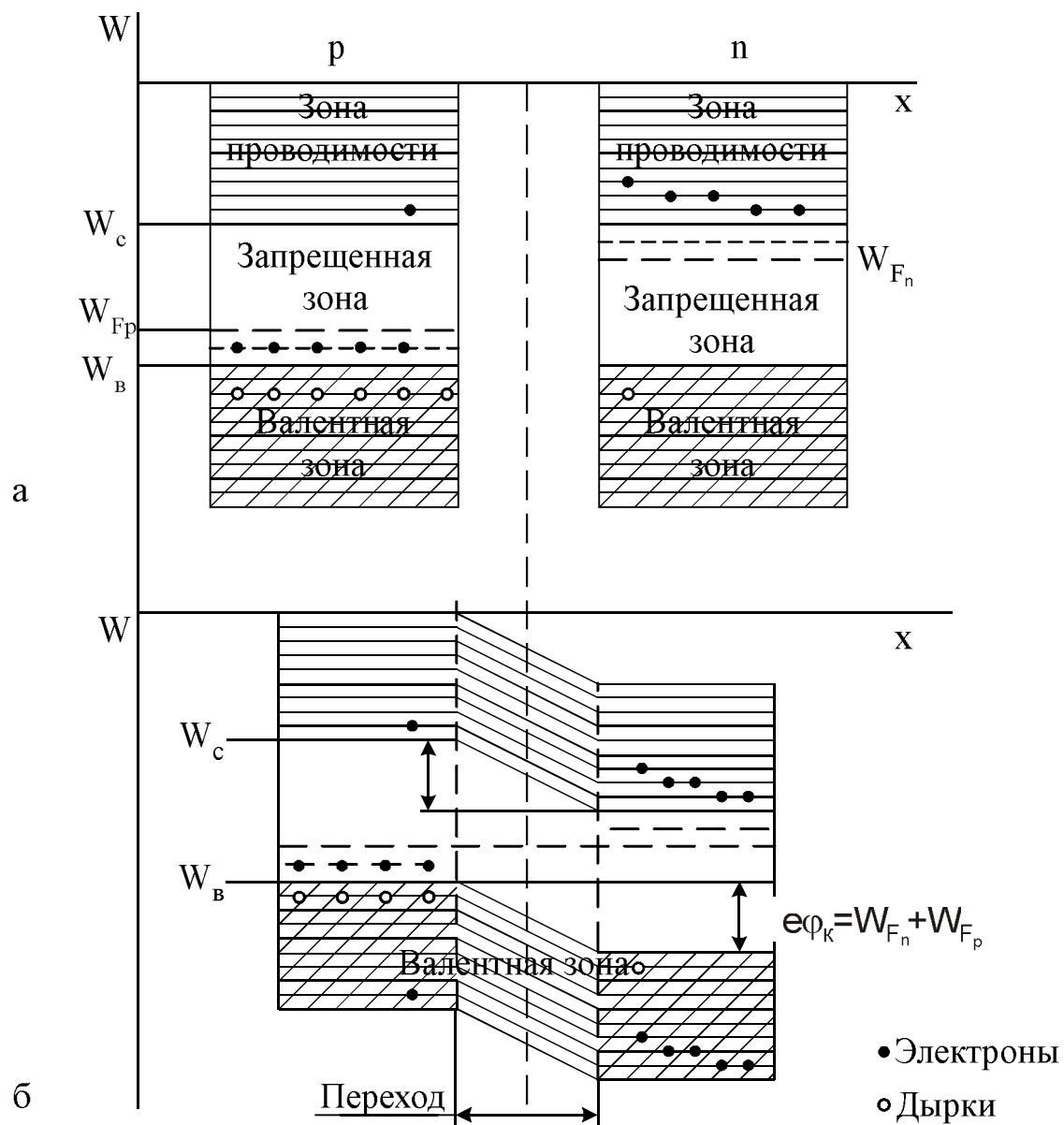


Рис. 2.5.7

2.5.6. Электронно-дырочный переход в неравновесном состоянии

Если к р-п-переходу подключить источник напряжения, равновесное состояние нарушится, и в цепи будет протекать ток. Различают прямое и обратное включения р-п-перехода.

Прямое включение. Пусть внешнее напряжение приложено плюсом к р-области, а минусом – к п-области (рис. 2.5.8, а, б).

При этом оно противоположно по знаку контактной разности потенциалов. Так как концентрация подвижных носителей в р-п-переходе значительно ниже, чем в р- и п-областях, сопротивление р-п-перехода значительно выше сопротивления р- и п-областей. Можно считать, что приложенное напряжение полностью падает на переходе. Основные носители будут двигаться к контакту,

сокращая дефицит носителей в р-п-переходе и уменьшать сопротивление и толщину р-п-перехода. Результирующее поле в р-п-переходе будет равно $u = \varphi_k - U$.

Поток основных носителей через контакт увеличится. Ток, протекающий через переход, в данном случае называется прямым, а напряжение, приложенное к переходу – прямым напряжением. При $U > \varphi_k$ потенциальный барьер для основных носителей исчезает, и ток ограничивается обычным омическим сопротивлением объема полупроводника.

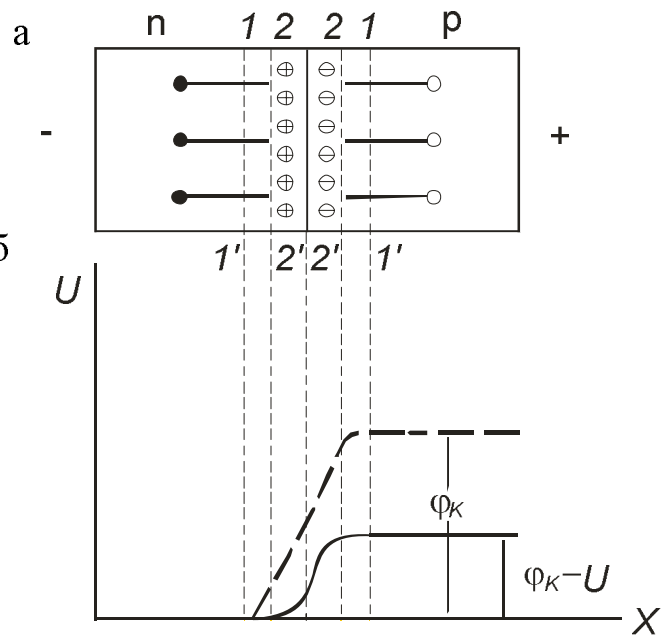


Рис.2.5.8

Диффузия дырок через переход приводит к увеличению концентрации дырок за переходом. Возникающий при этом градиент концентрации дырок обуславливает диффузионное проникновение их в глубь n-области, где они являются неосновными носителями. Это явление называется инжекцией (впрыскиванием). Инжекция дырок не нарушает электрической нейтральности в n-области, т.к. она сопровождается поступлением из внешней цепи такого же количества электронов.

Толщина перехода в этом случае

$$\delta = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\varphi_k - U)}{e} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}. \quad (2.5.43)$$

Диффузионная составляющая будет превышать дрейфовую составляющую. В результате

$$j = j_{\text{диф}} + j_{\text{др}} \neq 0. \quad (2.5.44)$$

Обратное включение. Если внешнее напряжение приложено плюсом к n-области, а минусом к р-области, то оно совпадает по знаку с контактной разностью потенциалов (рис. 2.5.9, а, б). В этом случае напряжение на переходе возрастает, и высота потенциального барьера становится выше, чем при отсутствии напряжения

$u = \varphi_k + U$. Толщина перехода возрастает

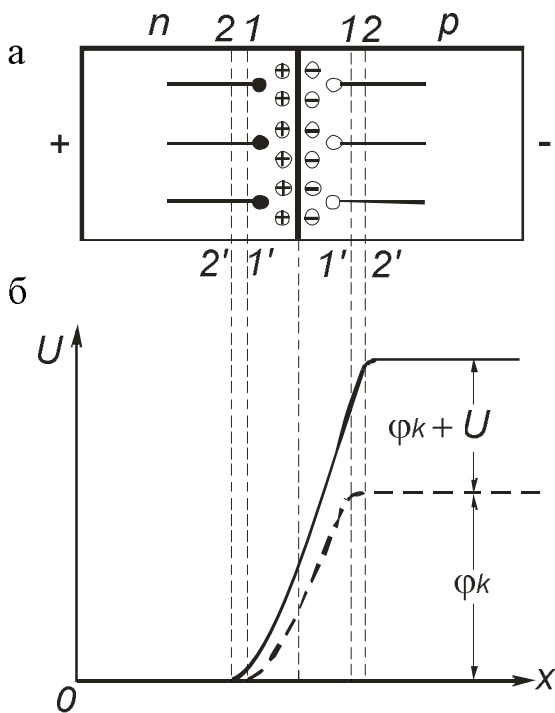


Рис.2.5.9

$$\delta = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\varphi_k + U)}{e} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}. \quad (2.5.45)$$

Результирующая напряженность электрического поля в переходе будет выше, что приведет к увеличению дрейфового тока:

$$j_{др} \gg j_{диф}; j = j_{диф} + j_{др} \neq 0. \quad (2.5.46)$$

Направление результирующего тока противоположно направлению прямого тока, поэтому он называется обратным током, а напряжение, вызывающее обратный ток, называется обратным напряжением. Поле в переходе является ускоряющим лишь для неосновных носителей. Под действием этого поля концентрация неосновных носителей на границе перехода снижается и появляется градиент концентрации носителей заряда. Это явление называется экстракцией носителей. Значение тока экстракции определяется числом неосновных носителей заряда, возникающих в полупроводнике в единицу времени на расстоянии, которое они могут пройти за время жизни. Это расстояние называется диффузионной длиной электронов и дырок. Концентрация неосновных носителей на расстоянии диффузионной

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}, L_p = \sqrt{D_p \tau_p}, \quad (2.5.47)$$

где D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок;

τ_n, τ_p – время жизни электронов и дырок;

L_p, L_n – диффузионная длина электронов и дырок.

Так как число неосновных носителей мало, ток экстракции через переход намного меньше прямого тока. Он практически не зависит от приложенного напряжения и является током насыщения.

Таким образом, р-п-переход обладает несимметричной проводимостью: проводимость в прямом направлении значительно превышает проводимость р-п-перехода в обратном направлении, что нашло широкое применение при изготовлении полупроводниковых приборов.

2.5.7. Вольт-амперная характеристика р-п-перехода

Вольт-амперная характеристика р-п-перехода представляет собой зависимость тока через р-п-переход от величины и полярности приложенного напряжения.

При выводе вольт-амперной характеристики можно предположить, что токи неосновных носителей заряда через переход с изменением полярности и величины приложенного напряжения не изменяются. Токи основных носителей меняются существенно и при приложении обратного напряжения резко уменьшаются.

Токи основных носителей можно рассматривать как токи эмиссии зарядов через контактный слой, скачок потенциальной энергии на котором равен работе

выхода электрона. При этом предположении токи основных носителей с увеличением обратного напряжения будут уменьшаться по экспоненциальному закону.

Плотность тока основных носителей можно записать так:

$$j_{n \text{ диф}} = j_{n \text{ др}} e^{\frac{eU}{kT}}; \quad j_{p \text{ диф}} = e j_{p \text{ др}} e^{\frac{eU}{kT}}. \quad (2.5.48)$$

Если прикладывать прямое напряжение, высота барьера уменьшается и токи основных носителей будут экспоненциально возрастать. Плотность полного тока через переход будет равна

$$j = (j_{p \text{ диф}} - j_{p \text{ др}}) + (j_{n \text{ диф}} - j_{n \text{ др}}) = j_{p \text{ др}} \left[e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right] + j_{n \text{ др}} \left[e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right] = j_0 \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right),$$

где $j_0 = j_{n \text{ др}} + j_{p \text{ др}}$.

Полный ток можно записать $I = j \cdot \Pi$, где Π – площадь p-n-перехода.

$$\text{Тогда } I = I_0 \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (2.5.49)$$

где I_0 — обратный ток, называемый тепловым током, или током насыщения:

$$I_0 = e\Pi \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right). \quad (2.5.50)$$

По своей физической природе он представляет собой ток экстракции,

следовательно, величина его очень мала.

Вольт-амперная характеристика, соответствующая этому выражению, показана на рис. 2.5.10.

При $T = 300 \text{ К}$ величина

$\frac{e}{kT} \approx 40 \text{ В}^{-1}$, поэтому при относи-

тельно небольшом прямом

напряжении ток через переход резко

возрастает. При подаче обратного

напряжения ток, изменив

направление, быстро достигает

значения,

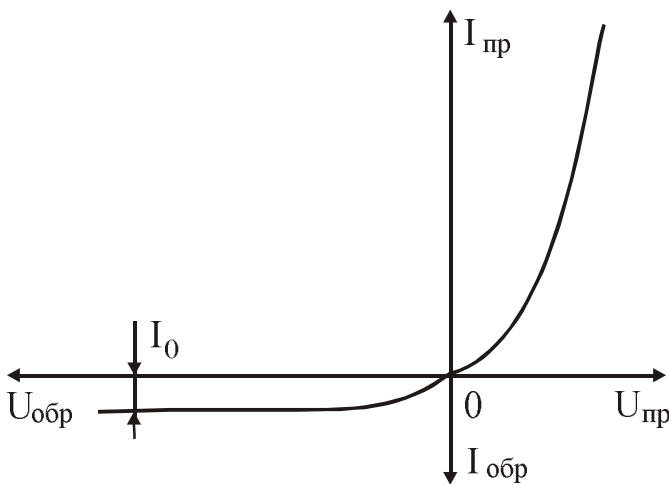


Рис. 2.5.10

висимо от величины приложенного напряжения.

Реальная характеристика p-n-перехода отличается от теоретической (рис. 2.5.11). Эти различия обусловлены термогенерацией носителей в запирающем слое перехода, падением напряжения на сопротивлениях областей полупроводника, а также явлением пробоя при обратном напряжении.

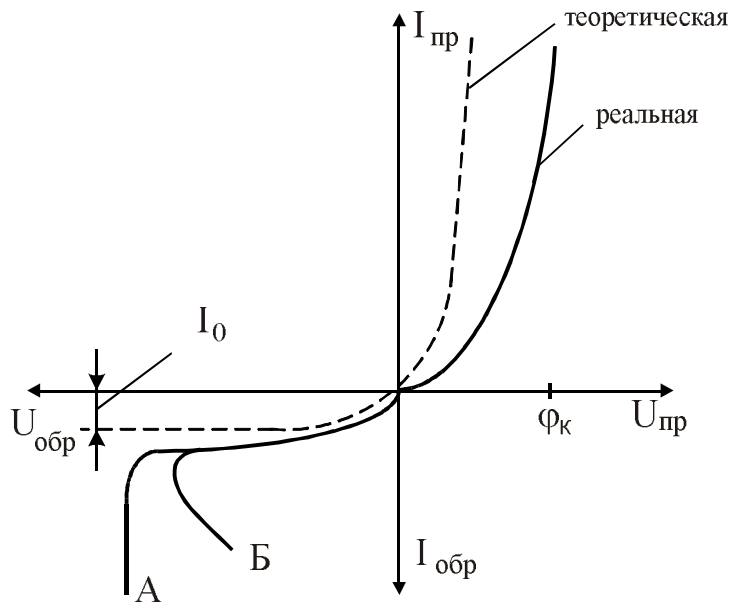


Рис. 2.5.11

2.5.8. Пробой p-n-перехода

Ток генерации будет расти при увеличении обратного напряжения, т.к. количество генерируемых носителей пропорционально объему запирающего слоя, который зависит от ширины p-n-перехода. Поэтому на реальной характеристике при увеличении обратного напряжения наблюдается небольшой рост обратного тока. Когда обратное напряжение достигает некоторого критического значения – резко возрастает обратный ток. Это явление называют пробоем p-n-перехода. Различают два вида пробоя: электрический и тепловой. В обоих случаях резкий рост тока связан с увеличением числа носителей через переход.

Если за время свободного пробега электрон успевает набрать достаточную энергию, возникает ударная ионизация атомов электронами, для чего необходима определенная напряженность электрического поля. В германиевом переходе она составляет $80 - 120 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$.

В результате ударной ионизации начинается лавинное размножение носителей заряда. Коэффициент размножения M носителей заряда можно определить из выражения

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{\text{л}}}\right)^k}. \quad (2.5.51)$$

Величина напряжения пробоя $U_{\text{л}}$ зависит от рода материала, удельного сопротивления ρ и типа перехода:

$$U_{\text{л}} = a \cdot \rho^m. \quad (2.5.52)$$

Значения постоянных a и m указаны в табл. 2.5.3:

Таблица 2.5.3

Материал и тип перехода	a	m	k
германиевый p-n-переход	83	0,6	3
кремниевый p-n-переход	86	0,65	3,5

При значительных напряжённостях электрического поля (порядка $200 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$) возможен туннельный пробой, обусловленный прямым переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости смежной области, происходящий без изменения энергии электрона (туннельный эффект).

Тепловой пробой возникает вследствие перегрева перехода проходящим через него током при недостаточном теплоотводе. В режиме постоянного тока мощность, подводимая к переходу $P_{\text{подв}}$, равна

$$P_{\text{подв}} = U_{\text{обр}} \cdot I_{\text{обр}} \quad (2.5.53)$$

Эта мощность идет на разогрев перехода, в результате чего температура перехода $T_{\text{п}}$ возрастает. Выделяющееся в переходе тепло рассеивается в основном за счет теплопроводности, поэтому отводимая от перехода мощность $P_{\text{отв}}$ пропорциональна разности температур перехода $T_{\text{п}}$ и окружающей среды T_0 :

$$P_{\text{отв}} = \frac{T_{\text{п}} - T_0}{R_{\text{т}}}, \quad (2.5.54)$$

где $R_{\text{т}}$ – общее тепловое сопротивление,

$$\text{здесь: } R_{\text{т}} = \frac{\delta_{\text{т}}}{\lambda \Pi_{\text{т}}}, \quad (2.5.55)$$

$\delta_{\text{т}}$ – толщина перехода, λ – коэффициент теплопроводности полупроводника, $\Pi_{\text{т}}$ – площадь перехода.

В установившемся режиме

$$P_{\text{подв}} = P_{\text{отв}} \quad (2.5.56)$$

Из выражения (2.5.56) найдём, что

$$U_{\text{обр max}} = \frac{T_{\text{п max}} - T_0}{R_{\text{т}} \cdot I_{\text{обр}}}. \quad (2.5.57)$$

Вольт-амперная характеристика p-n-перехода в режиме теплового пробоя соответствует кривой Б на рис. 2.11. Уравнение вольт-амперной характеристики в области прямых токов можно записать в виде

$$I = I_0 \left(e^{\frac{e(U - I r_{\zeta})}{kT}} - 1 \right), \quad (2.5.58)$$

где r_{ζ} – электрическое сопротивление базы, электродов и выводов.

2.5.9. Емкости р-п-перехода

Р-п-переход обладает емкостными свойствами, т.е. способностью накапливать и отдавать заряд при увеличении или уменьшении приложенного напряжения. Накопление заряда происходит в переходе и в р- и п-областях полупроводника. Различают барьерную $C_{\bar{\sigma}}$ и диффузионную $C_{\text{диф}}$ емкости:

$$C = C_{\bar{\sigma}} + C_{\text{диф}}. \quad (2.5.59)$$

С учетом (2.37)

$$C_{\bar{\sigma}} = \frac{dQ}{dU} = \Pi \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot e \cdot N_d}{2(\varphi_k + U)}}. \quad (2.5.60)$$

Зависимость барьерной емкости от приложенного напряжения можно записать как

$$C_{\bar{\sigma}} = \frac{C_0}{\sqrt{1 + \frac{U}{\varphi_k}}}, \quad (2.5.61)$$

где C_0 – начальное значение барьерной емкости при $U = 0$.

При переходе в область прямых напряжений возрастает не только барьерная емкость, но и диффузионная, обусловленная накоплением неравновесных зарядов в р- и п-областях,

$$C_{\text{диф}} = \frac{dQ}{dU} = \frac{e}{kT} \cdot I_{\text{пр}} \cdot \tau, \quad (2.5.62)$$

где $I_{\text{пр}}$ – прямой ток, протекающий через переход,

τ – время жизни инжектированных неравновесных носителей.

2.5.10. Полупроводниковые диоды

Полупроводниковым диодом называется электропреобразовательный прибор, содержащий один или несколько переходов и два вывода для подключения к внешней цепи. В диодах применяются электронно-дырочный переход, контакт металл-полупроводник, гетеропереход. Одна из областей р-п-структуры, называемая эмиттером, имеет большую концентрацию основных носителей заряда, чем другая, называемая базой.

На рис. 2.5.12 показано устройство планарноэпитаксиального диода. Базу изготавливают путём наращивания на подложке 4 из низкоомного кремния тонкого слоя 3 высокоомного полупроводника, повторяющего структуры подложки. Этот слой, называемый эпитаксиальным, покрывают плотной защитной плёнкой 2 двуокиси кремния SiO_2 толщиной до 1 мкм. В пленке протравливается окно, через которое путем диффузии бора или алюминия создается

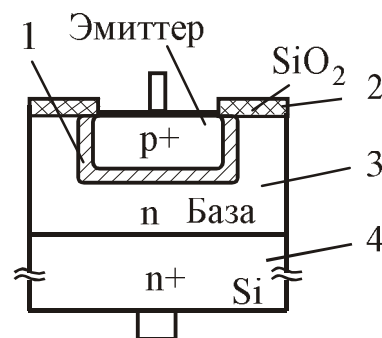


Рис. 2.5.12

p-n-переход 1, вывод которого на поверхность защищен пленкой окисла.

По типу p-n-перехода различают плоскостные и точечные диоды. Плоскостным считается p-n-переход, линейные размеры которого, определяющие его площадь, значительно больше его толщины, в противном случае диод относят к точечным.

В зависимости от области применения диоды делят на выпрямительные, стабилитроны, варикапы, импульсные, туннельные, фото-, излучательные и др. По типу исходного материала различают кремниевые, германиевые, селеновые, арсенид-галлиевые диоды и др.

По методу изготовления перехода: сплавные, диффузионные, эпитаксиальные, диоды Шотки и др.

Тип диодов определяется системой обозначения полупроводниковых приборов (ОСТ 11.336.038-77).

Свойства полупроводниковых диодов оценивают общими и специальными параметрами. Первые характеризуют любой полупроводниковый диод, вторые только отдельные типы диодов.

2.5.11. Общие параметры диодов

К общим параметрам диодов относят допустимую температуру перехода, допустимую мощность, рассеиваемую диодом, допустимые прямой ток и обратное напряжение.

Для исключения теплового пробоя температура p-n-перехода должна быть меньше допустимой температуры перехода $T_{п\max}$.

Для германиевых диодов эта температура составляет 70°C , для кремниевых 125°C . При допустимой температуре перехода на диоде выделяется допустимая рассеиваемая мощность:

$$P_{д\max} = \frac{T_{п\max} - T_0}{R_T}. \quad (2.5.63)$$

Режим необходимо выбирать из условия $I \cdot U \leq P_{д\max}$. Прямой ток, при котором температура p-n-перехода достигает значения $T_{п\max}$, называется допустимым прямым током $I_{пр\max}$. Допустимое обратное напряжение обычно $U_{обр\max} \leq 0,8U_{проб}$.

Кроме перечисленных, общими для всех диодов считаются прямое $R_{0\text{ пр}}$ и обратное $R_{0\text{ обр}}$ сопротивления постоянному току:

$$R_{0\text{ пр}} = \frac{U_{пр}}{I_{пр}}, \quad R_{0\text{ обр}} = \frac{U_{обр}}{I_{обр}}, \quad (2.5.64)$$

а также прямое $R_{\square\square\square\square}$ и обратное $R_{\square\square\square\square}$ дифференциальные сопротивления (сопротивления переменному току):

$$R_{\text{диф.пр}} = \frac{\Delta U_{\text{пр}}}{\Delta I_{\text{пр}}}, \quad R_{\text{диф.обр}} = \frac{\Delta U_{\text{обр}}}{\Delta I_{\text{обр}}}. \quad (2.5.65)$$

Эти параметры определяются по вольт-амперной характеристике диода.

Пользуясь уравнением вольт-амперной характеристики, можем рассчитать дифференциальное сопротивление диода в заданной точке:

$$I = I_0 \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right); \quad \frac{dI}{dU} = \frac{1}{R_{\text{диф}}} = I_0 \frac{e}{kT} e^{\frac{eU}{kT}} = \frac{eI_{\text{пр}}}{kT}, \quad \text{или } R_{\text{диф}} = \frac{kT}{eI_{\text{пр}}} \quad (2.5.66)$$

при $T=300 \text{ K}$; $R_{\text{диф}} = \frac{26 \text{ мВ}}{I_{\text{пр}} \text{ мА}}, \text{ Ом}. \quad (2.5.67)$

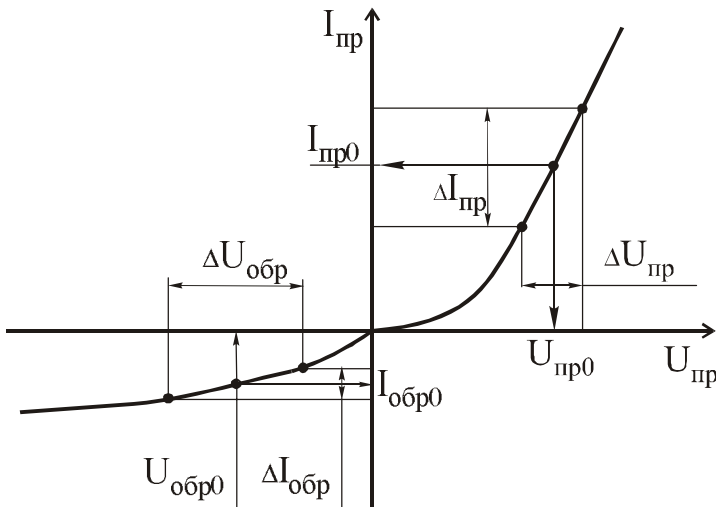


Рис. 2.5.13

Принципиальная схема этой модели носит название схемы замещения, или эквивалентной схемы.

На рис. 2.5.14 представлена схема замещения полупроводникового диода.

Здесь $C_{\text{зар}}$, $C_{\text{диф}}$ – ёмкости перехода, $r_{\text{д}}$, $r_{\text{ут}}$ – сопротивления p-n-перехода и утечки, $r_{\text{б}}$ – сопротивления p- и n- областей и выводов.

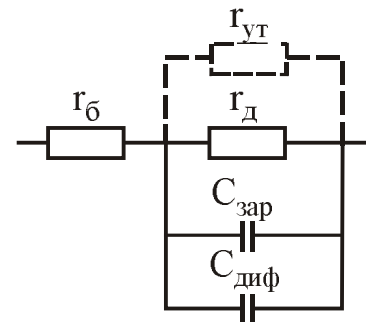


Рис.2.5.14.

2.5.12. Выпрямительные диоды

Выпрямительные диоды предназначены для выпрямления переменного тока. Работа выпрямительных диодов основана на использовании вентильного эффекта – односторонней проводимости p-n-перехода. Наибольшее применение нашли кремниевые, германиевые, диоды с барьером Шоттки.

В зависимости от величины выпрямляемого тока различают диоды малой мощности ($I_{\text{пр max}} < 0,3 \text{ A}$) и средней мощности ($0,3 \text{ A} < I_{\text{пр max}} \leq 10 \text{ A}$). Для получения таких значений выпрямленного тока в выпрямительных диодах используют плоско-

стные p-n-переходы. Получающаяся при этом большая ёмкость p-n-перехода существенного влияния на работу не оказывает в связи с малыми рабочими частотами.

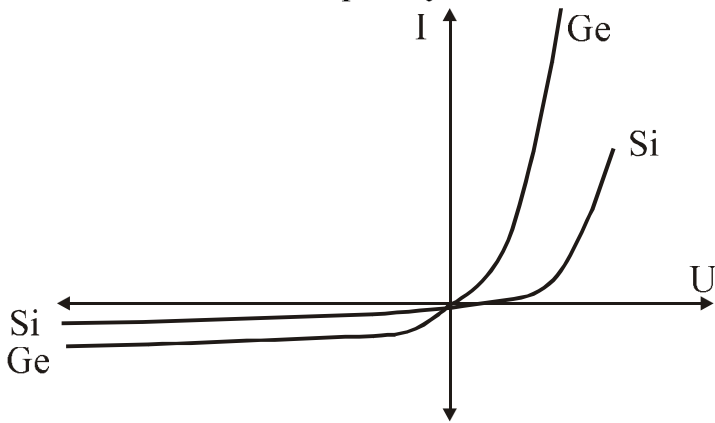


Рис. 2.5.15

На рис. 2.5.15 приведены вольт-амперные характеристики германиевых и кремниевых диодов. Вследствие различной ширины запрещённой зоны германия ($\Delta W \approx 0,72$ эВ) и кремния ($\Delta W = 1,12$ эВ) обратный ток германиевых диодов на 2-3 порядка больше, чем кремниевых, а допустимое обратное напряжение кремниевых диодов больше, чем германиевых.

По этой причине в германиевых диодах раньше наступает тепловой пробой, приводящий к разрушению кристалла, а в кремниевых диодах наступает электрический пробой. На характеристики диодов существенное влияние оказывает температура окружающей среды. С ростом температуры увеличивается частота генерации носителей зарядов, и увеличиваются прямой и обратный токи диодов.

Промышленностью выпускается широкая номенклатура германиевых и кремниевых диодов на токи до 500 А и обратные напряжения до 1000 В.

При необходимости получения больших напряжений диоды соединяют последовательно. Для устранения разброса величины обратного сопротивления прибегают к шунтированию каждого диода цепочки высокоомным резистором. Для получения высокого выпрямленного тока можно применить параллельное включение диодов; при этом необходимо выравнять токи диодов, для чего последовательно с каждым из диодов включается резистор.

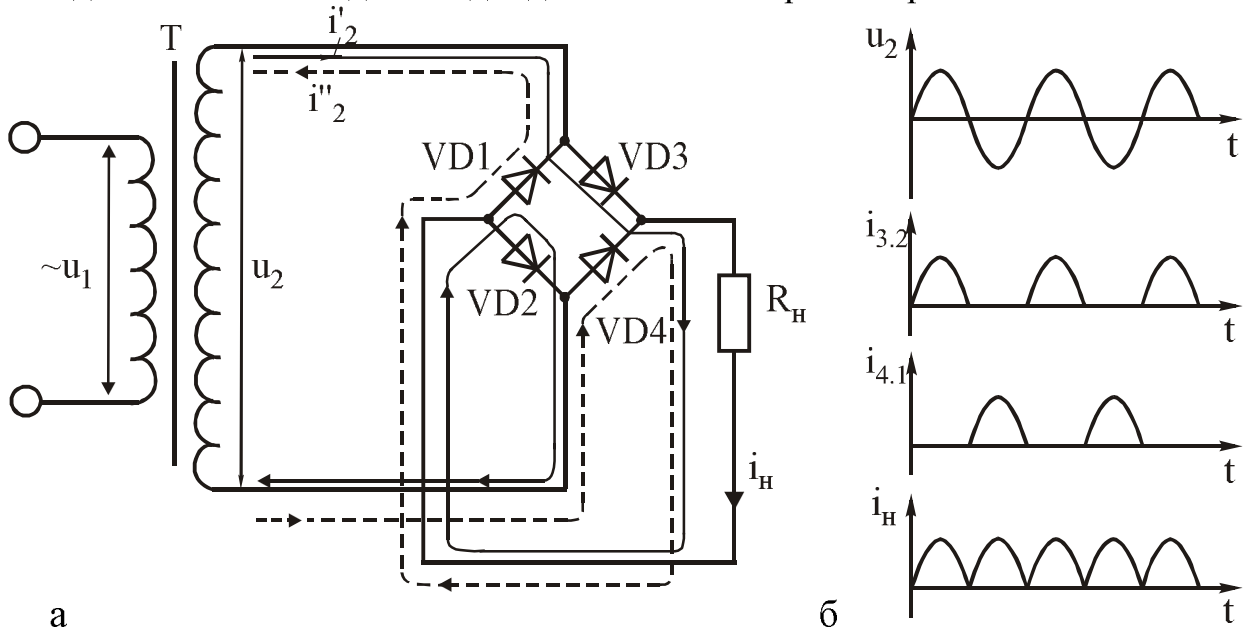


Рис. 2.5.16

На рис. 2.5.16 приведена схема (а) и графики (б) напряжений и токов двухполупериодного мостового выпрямителя. В выпрямителе используется 4 диода, которые попарно включены в проводящем направлении.

2.5.13. Полупроводниковые стабилитроны

Режим электрического пробоя р-п-перехода находит практическое применение для стабилизации напряжения. Такие приборы называются стабилитронами. Для изготовления стабилитронов используется кремний. Вольтамперная характеристика стабилитрона приведена на рис. 2.5.17. Для работы используется обратная ветвь, где значительному изменению тока соответствует малое изменение напряжения. Точка А соответствует устойчивому пробую и определяет величину минимального тока I_{\min} . После точки А ток резко возрастает и допустимая величина его I_{\max} ограничивается лишь мощностью рассеяния P_{\max} :

$$I_{\max} = \frac{P_{\max}}{U_{\text{ст}}}, \quad (2.5.68)$$

где $U_{\text{ст}}$ – напряжение стабилизации.

Любому изменению тока относительно рабочей точки соответствует определённое изменение напряжения. Чем меньше величина этого изменения, тем лучше качество стабилизации, которое можно определить дифференциальным сопротивлением $R_{\text{диф}} = \frac{\Delta U}{\Delta I}$. Рабочую точку на характеристике выбирают посередине рабочего участка, т.е.

$$I_{\text{ст}} = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2}, \quad (2.5.69)$$

где $I_{\text{ст}}$ – ток стабилизации.

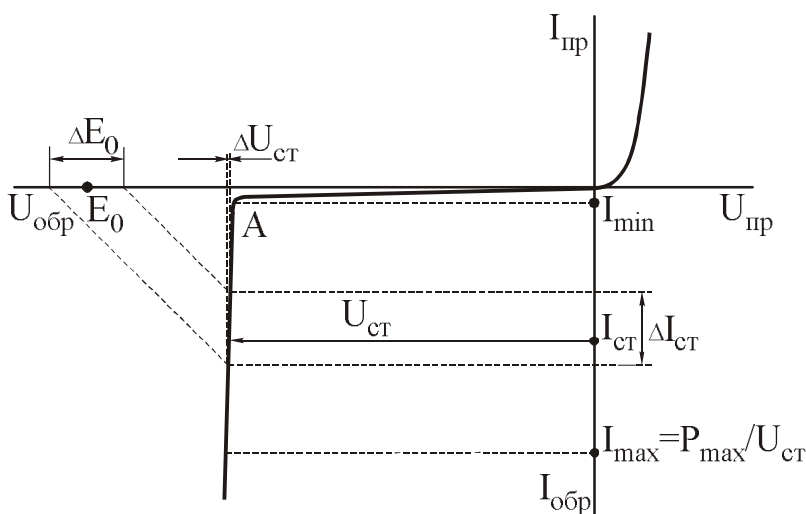


Рис. 2.5.17

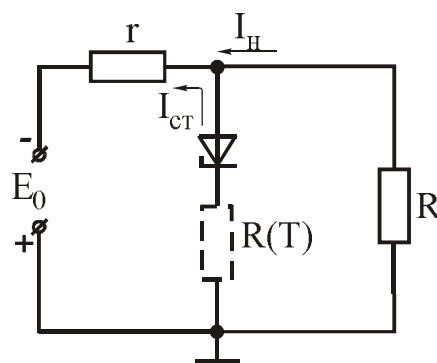


Рис. 2.5.18

Рабочее напряжение стабилитрона, являющееся напряжением пробоя р-п-перехода, зависит от концентрации примесей и лежит в пределах 4 – 200 В.

Схема простейшего стабилизатора с использованием стабилитрона показана на рис. 2.5.18.

Резистор r является гасящим и одновременно задаёт рабочую точку. Величина сопротивления r должна быть значительно больше величины дифференциального сопротивления стабилитрона.

При изменении температуры напряжение стабилизации может изменяться. Это изменение необходимо учитывать при использовании стабилитронов в прецизионных стабилизаторах.

Параметры стабилитронов:

Напряжение стабилизации $U_{ст. ном}$ – падение напряжения на стабилитроне при номинальном значении тока $I_{ст}$. Минимальный и максимальный ток стабилизации $I_{ст min}$, $I_{ст max}$. Дифференциальное сопротивление $R_{диф} = \frac{\Delta U_{ст}}{\Delta I_{ст}}$. Статическое сопротивление в рабочей точке $R_0 = \frac{U_{ст}}{I_{ст}}$. Коэффициент качества ста-

билитрона $Q = \frac{R_{диф}}{R_0}$. Температурный

коэффициент напряжения стабилизации – отношение относительного изменения напряжения стабилизации к изменению температуры

$$TKU = \frac{\Delta U_{ст}}{U_{ст}} \cdot \frac{1}{T}, \frac{\%}{^\circ C}$$

Зависимость температурного коэффициента от напряжения стабилизации приведена на рис. 2.5.19. При напряжениях меньше 5 В, соответствующих узким р-п-переходам, где преобладает туннельный пробой, ТКУ отрицателен.

Для напряжений выше 6 В, соответствующих широким переходам, ТКУ положителен, т.к. с ростом температуры подвижность носителей заряда в переходе снижается и для лавинного пробоя необходима большая величина напряжённости электрического поля. Для компенсации температурного дрейфа напряжения стабилизации используют

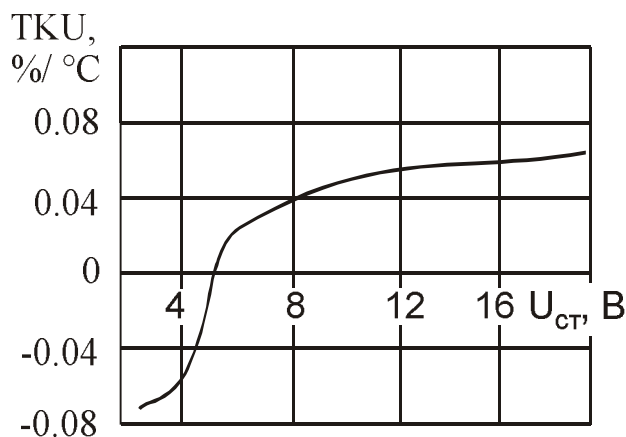


Рис. 2.5.19

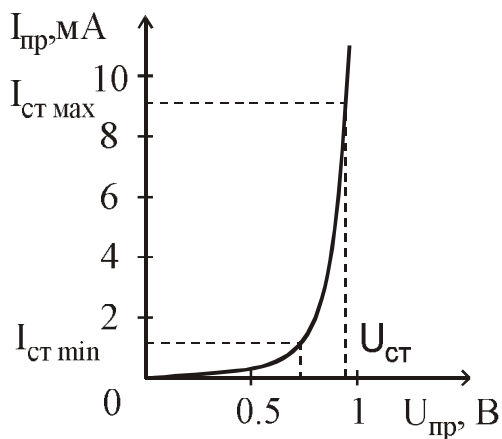


Рис. 2.5.20

последовательное включение со стабилитроном термозависимого резистора с обратным температурным коэффициентом, а также прямое включение полупроводникового диода.

Для стабилизации малых значений напряжений ($U < 1$ В) применяются стабисторы, у которых на прямой ветви вольт-амперной характеристики наблюдается слабая зависимость напряжения от величины проходящего тока (рис. 2.5.20). Лучшие параметры имеют стабисторы, изготовленные из селена. Выпускаются также двуханодные стабилитроны, служащие для стабилизации разнополярных напряжений и представляющие собой встречно включенные р-п-переходы.

2.5.14. Импульсные диоды

Импульсный полупроводниковый диод – это диод, имеющий малую длительность переходных процессов и предназначенный для работы в импульсных режимах работы. Основное назначение импульсных диодов – работа в качестве коммутирующих элементов электронных схем, детектирования высокочастотных сигналов и др.

Переходные процессы в диодах связаны в основном с двумя явлениями, происходящими при быстром изменении напряжения на диоде или тока через диод.

Первое из них – это накопление неосновных носителей заряда в базе при его прямом включении и их рассасывание при уменьшении напряжения.

Второе явление – это перезарядка барьерной ёмкости, что также влияет на свойства диода.

При больших плотностях прямого тока переходные процессы определяются в основном накоплением неосновных носителей в базе, а перезарядка барьерной ёмкости является второстепенным процессом.

При малых плотностях тока существенное влияние на переходные процессы оказывает перезарядка барьерной ёмкости. Напряжение и ток, характеризующие переходные процессы в диоде, зависят также от сопротивления внешней цепи, в которую включён диод.

На рис. 2.5.21 показаны графики переходных процессов в диоде с высоким уровнем инжекции для двух случаев, когда сопротивление источника сигнала много меньше сопротивления диода $R_{ист} \ll R_{пр.д}$ (см. рис. 2.5.21, а) и много больше сопротивления диода $R_{ист} \gg R_{пр.д}$ (см. рис. 2.5.21, б).

В момент t_1 при включении прямого импульса тока сопротивление базы определяется равновесной концентрацией заряда и на диоде будет максимальное падение напряжения $U_{пр\max}$. По мере насыщения базы инжектированными носителями её сопротивление уменьшается, что приведёт в момент времени к уменьшению падения напряжения на диоде до t_2 установившегося $U_{пр}$.

Промежуток времени с момента подачи импульса тока до момента, когда напряжение на диоде уменьшится до $1,2U_{пр}$, называется временем установления прямого напряжения $t_{уст}$ (см. рис. 2.5.21, а).

При выключении прямого тока падение напряжения на сопротивлении базы становится равным нулю и напряжение на диоде уменьшается.

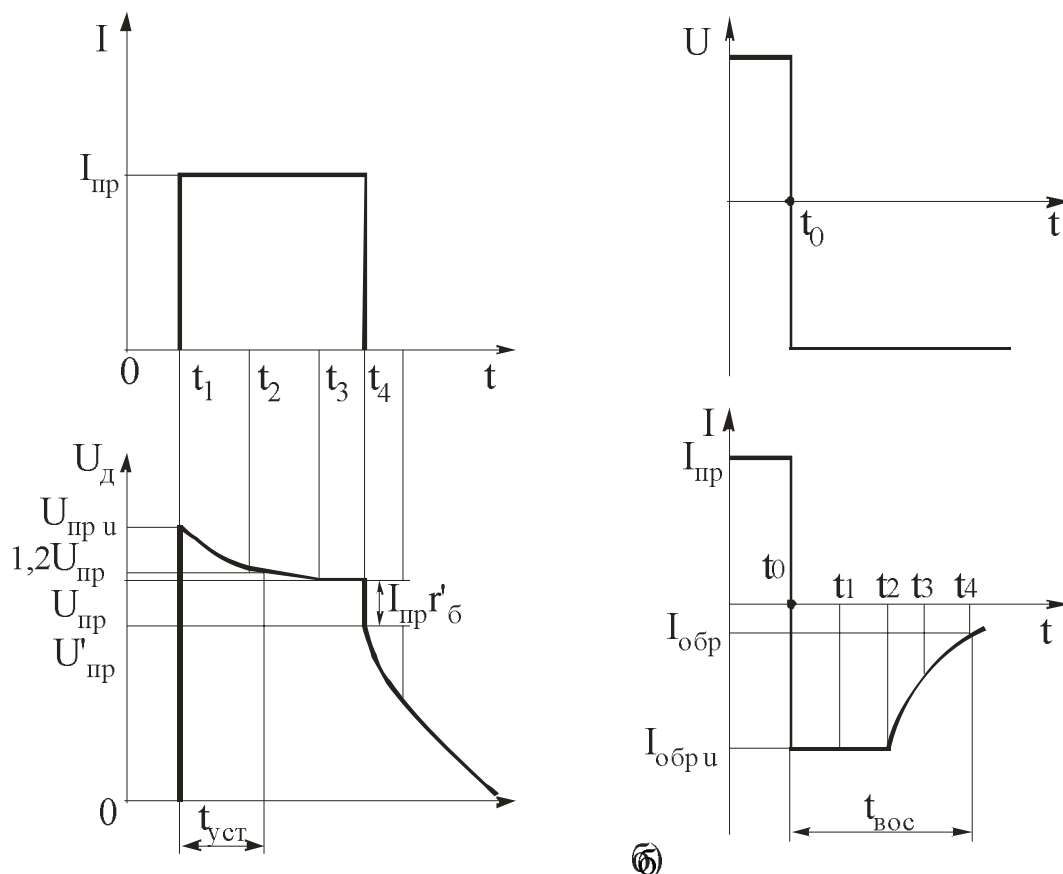


Рис. 2.5.21

При переключении диода с прямого напряжения на обратное в начальный момент через диод идёт большой обратный ток, создаваемый неосновными носителями в базе, накопленными вблизи р-п-перехода при прямом напряжении.

Этот ток ограничивается в основном объёмным сопротивлением базы и нагрузки, поэтому некоторое время обратный ток остаётся постоянным (при идеальном генераторе напряжения). С течением времени накопленные в базе неосновные носители заряда рекомбинируют или уходят из базы через р-п-переход, после чего обратный ток уменьшается до своего стационарного значения.

Интервал времени от момента прохождения тока через нуль после переключения диода с прямого тока в состояние заданного обратного напряжения до момента достижения обратным током заданного значения называется временем восстановления обратного сопротивления $t_{вос}$ (см. рис. 2.5.21, б).

Время установления прямого напряжения и время восстановления обратного сопротивления определяют быстродействие диода, поэтому их стремятся уменьшать.

Производство импульсных диодов основано на современных производительных и контролируемых методах формирования р-п-перехода с использованием планарной технологии, эпитаксиального наращивания, а также ионно-лучевой технологии. Основными исходными материалами служат кремний и арсенид галлия.

Для ускорения переходных процессов и увеличения быстродействия в исходный полупроводник вводят примесь, например золото, уменьшающую время жизни неосновных носителей.

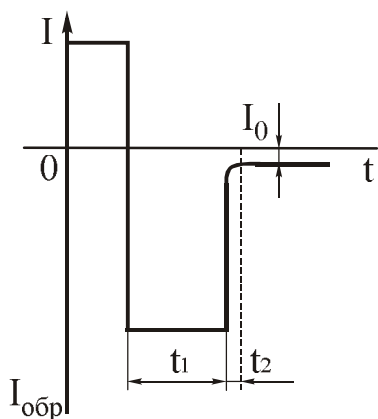


Рис. 2.5.22.

Разновидностью импульсных диодов являются диоды с накоплением заряда (ДНЗ) или диоды с резким восстановлением обратного тока (сопротивления). Импульс обратного тока имеет почти прямоугольную форму (рис. 2.22). При этом значение t_1 может быть значительным, но t_2 должно быть чрезвычайно малым. Получение малой длительности t_2 связано с созданием внутреннего электрического поля в базе около обеднённого слоя р-п-перехода путём неравномерного распределения примесей. Это поле является тормозящим для неосновных носителей, пришедших при прямом напряжении, и поэтому

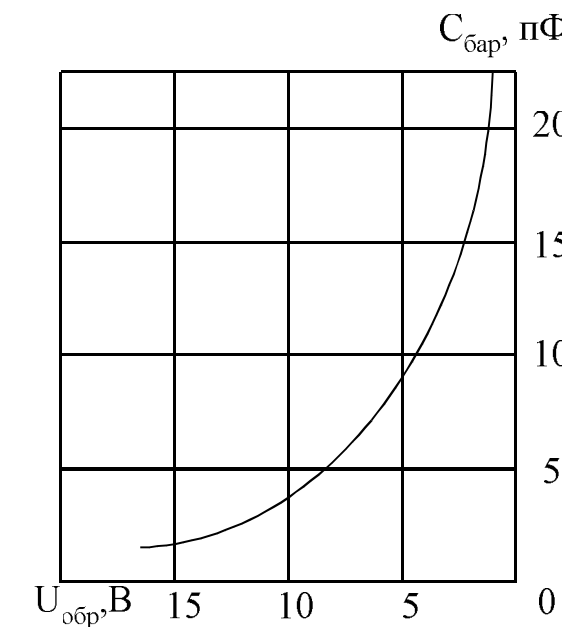
препятствует уходу инжектированных носителей от границы обеднённого слоя, заставляя их накапливаться, концентрироваться вблизи границы. При подаче обратного напряжения на диод внутреннее поле будет способствовать дрейфу неосновных носителей и обеднению слоя р-п-перехода. При этом время спада обратного тока t_2 оказывается малым.

В качестве импульсных диодов используются диоды с барьером Шотки (ДБШ), выполненные на основе контакта металл-полупроводник. В этих диодах процессы прямой проводимости определяются только основными носителями заряда. В них отсутствует диффузионная ёмкость, связанная с накоплением и рассасыванием носителей заряда в базе, чем определяются хорошие высокочастотные свойства. Инерционность диодов Шотки в основном определяется ёмкостью выпрямляющего контакта, которая может быть меньше 0,01 пФ.

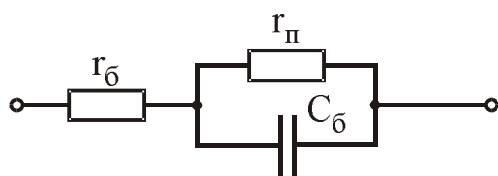
Широкое применение в качестве переключающих получили диоды с р-і-п-структурой, в которой сильнолегированные области р- и п-типа разделены достаточно широкой областью с проводимостью, близкой к собственной (і-область). і-область с низкой концентрацией примеси можно рассматривать как конденсатор, обкладками которого служат узкие (из-за большой концентрации носителей в р- и п-областях) слои зарядов доноров и акцепторов. Барьерная ёмкость р-і-п-диода определяется размерами і-слоя и практически не зависит от приложенного постоянного напряжения.

При прямом напряжении вследствие инжекции дырок и электронов прямое сопротивление мало, а при обратном – резко возрастает по сравнению с равновесным состоянием. Поэтому для р-і-п-диодов характерно очень большое отношение прямого и обратного сопротивлений, что важно при использовании их в переключающих режимах.

2.5.15. Варикапы



а



б

Рис. 2.5.23

Варикапы применяют в устройствах управления частотой колебательного контура, в параметрических схемах усиления, деления и умножения частоты, в схемах частотной модуляции, управляемых фазовращателях и др. Предпочтение отдаётся варикапам на основе барьерной ёмкости р-п-перехода.

Варикапами называются полупроводниковые диоды, в которых используется зависимость барьерной ёмкости р-п-перехода от обратного напряжения. Электрический переход варикапов имеет структуру типа $p^+ - n - n^+$, р-і-п, МДП и др. Варикапы применяют в устройствах управления частотой колебательного контура, в параметрических схемах усиления, деления и умножения частоты, в схемах частотной модуляции, управляемых фазовращателях и др. Предпочтение отдаётся варикапам на основе барьерной ёмкости р-п-перехода.

На рис. 2.5.23 приведены вольтфарадная характеристика варикапа (см. рис. 2.23, а) и схема замещения (см. рис. 2.5.23, б).

Варикапы в основном используются на высоких и сверхвысоких частотах, поэтому важную роль играет сопротивление потерь r_b . Для его уменьшения необходимо выбирать материал с малым удельным сопротивлением. Используются кремний, германий, арсенид-галлия n-типа.

На рис. 2.5.24 приведена одна из схем включения варикапа.

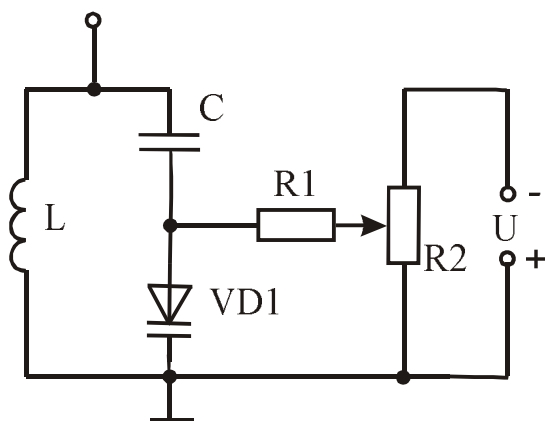


Рис. 2.5.24

Изменение ёмкости варикапа приводит к изменению резонансной частоты колебательного контура.

Основными параметрами варикапа являются:

- минимальная ёмкость C_{min} – ёмкость варикапа при заданном максимальном обратном напряжении;
- максимальная ёмкость варикапа C_{max} – ёмкость при заданном минимальном напряжении;

– коэффициент перекрытия по ёмкости $K = \frac{C_{\max}}{C_{\min}}$;

– температурный коэффициент ёмкости ТКЕ – отношение относительного изменения ёмкости к вызвавшему его абсолютному изменению температуры окружающей среды $\text{ТКЕ} = \frac{\Delta C}{C} \cdot \frac{1}{\Delta T}, \frac{\%}{^\circ\text{C}}$;

– сопротивление перехода r_f включает сопротивление в токоведущих элементах и потери в р-п-переходе.

– добротность варикапа Q – отношение реактивного сопротивления варикапа на заданной частоте сигнала к сопротивлению потерь. Она показывает потери колебательной мощности в варикапе:

$$Q = \frac{Z_p}{r_{\Pi}}. \quad (2.5.70)$$

Добротность варикапа на низких частотах определим из выражения

$$Q_{\text{н.ч}} = \omega C_{\text{б}} r_{\Pi}. \quad (2.5.71)$$

На высоких частотах:

$$Q_{\text{в.ч}} = \frac{1}{\omega C_{\text{б}} r_{\text{б}}}. \quad (2.5.72)$$

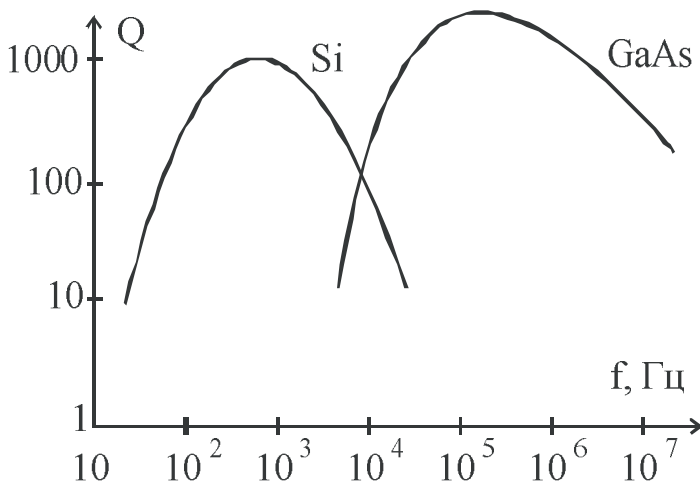


Рис. 2.5.25

$$\omega_{\text{опт}} = \frac{1}{C_{\text{б}}(r_{\text{б}} \cdot r_{\Pi})^{1/2}}. \quad (2.5.74)$$

Зависимости добротности от частоты для варикапов из Si и GaAs приведены на рис. 2.5.25.

Максимальная добротность соответствует частоте, на которой производная $\frac{\partial Q}{\partial \omega} = 0$.

Оптимальная добротность $Q_{\text{опт}}$ определяется из выражения

$$Q_{\text{опт}} = \frac{1}{2} \left(\frac{r_{\Pi}}{r_{\text{б}}} \right)^{1/2}. \quad (2.5.73)$$

Оптимальная частота $\omega_{\text{опт}}$:

Для увеличения добротности отношение $\frac{r_{\Pi}}{r_{\text{б}}}$ должно быть максимальным.

Для повышения r_{Π} используют полупроводники с широкой запрещённой зоной (GaAs). Для уменьшения $r_{\text{б}}$ базу диода делают двухслойной $p^+ - n - n^+$ без уменьшения пробивного напряжения диода. С повышением температуры добротность варикапа уменьшается, т.к. возрастает сопротивление $r_{\text{б}}$.

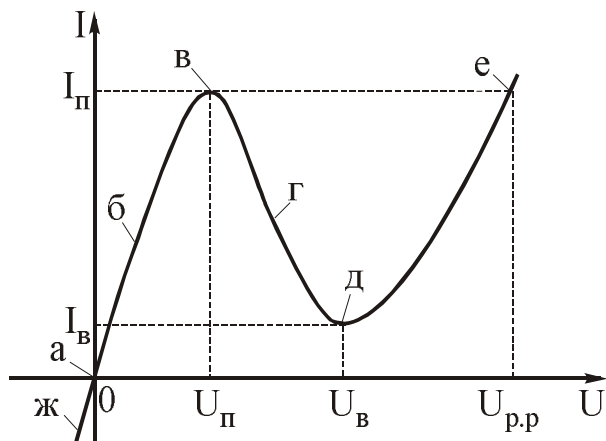
2.5.16. Туннельные и обращённые диоды

Принцип работы туннельного диода (ТД) основан на явлении туннельного эффекта в р-п-переходе, образованном вырожденными полупроводниками. Это приводит к появлению на вольт-амперной характеристике участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением при прямом напряжении.

Концентрация примесей в р- и п- областях выбирается порядка 10^{20} см^{-3} , следствием чего является малая толщина перехода (порядка 0,01 мкм).

Локальные уровни примесей образуют в вырожденных полупроводниках сплошную зону. Уровни Ферми W_{F_p} , W_{F_n} располагаются соответственно в валентной зоне р-области и в зоне проводимости п-области. В состоянии термодинамического равновесия зона проводимости п-полупроводника и валентная зона р-полупроводника перекрываются на величину $\Delta W = W_B - W_n$.

Известно, что частица, имеющая энергию, недостаточную для преодоления потенциального барьера, может пройти сквозь него, если с другой стороны этого барьера имеется свободный энергетический уровень, который она занимала перед барьером. Это явление называется туннельным эффектом. Чем уже потенциальный барьер и чем меньше его высота, тем больше вероятность туннельного перехода. Туннельный переход совершается без затраты энергии.

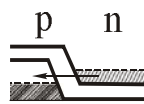


а

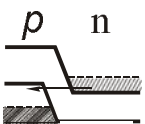


б

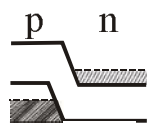
в



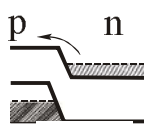
г



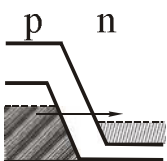
д



е



ж



з

этого барьера имеется свободный энергетический уровень, который она занимала перед барьером. Это явление называется туннельным эффектом. Чем уже потенциальный барьер и чем меньше его высота, тем больше вероятность туннельного перехода. Туннельный переход совершается без затраты энергии.

Вольт-амперная характеристика туннельного диода показана на рис. 2.5.26, а.

Для рассмотрения влияния туннельного эффекта на вольт-амперные характеристики диода необходимо привести энергетические диаграммы р-п-перехода для различных значений приложенного напряжения (рис. 2.5.26, б-з).

При построении зонных диаграмм предполагаем, что все энергетические уровни в зоне проводимости от дна зоны до уровня Ферми заполнены электронами, а все уровни выше уровня Ферми свободны (нет штриховки). В валентной зоне р-области все энергетические уровни от потолка зоны до уровня Ферми считаем свободными от электронов, а все уровни ниже уровня

Рис. 2.5.26

Ферми заполненными. Исходя из этого, при $U = 0$ ток через диод протекать не будет, т.к. свободным уровням в одной области соответствуют на той же высоте свободные уровни в другой области. При увеличении прямого напряжения $0 < U < U_1$ уровень Ферми в n-области выше, чем в p-области и поток электронов переходит из n-области в p-область. Величина этого прямого тока определяется степенью перекрытия свободных уровней в валентной зоне и заполненных уровней в зоне проводимости. С увеличением прямого напряжения это перекрытие расширяется и при $U = U_1$ туннельный ток достигает максимального значения. При дальнейшем росте прямого напряжения $U > U_1$ туннельный ток начинает убывать, т.к. перекрытие уровней сокращается и уменьшается число переходов электронов в p-область. При напряжении $U = U_2$ потолок валентной зоны совпадает с дном зоны проводимости, перекрытие зон прекращается и туннельный ток становится равным нулю.

При этом напряжении появляется обычный диффузионный ток инжекции через p-n-переход. С увеличением прямого напряжения $U > U_2$ прямой ток будет возрастать, как и в обычных выпрямительных диодах.

При обратном напряжении $U < 0$ опять возникают условия для туннельного перехода электронов с заполненных уровней валентной зоны p-области на свободные уровни зоны проводимости n-области. Через диод потечёт обратный ток в направлении от n-области к p-области. Туннельный диод обладает относительно высокой проводимостью при обратном напряжении.

Таким образом, туннельный диод обладает отрицательным дифференциальным сопротивлением в некотором диапазоне прямых напряжений, что позволяет использовать его для генерации и усиления колебаний, а также в переключающих схемах.

2.5.17. Параметры туннельных диодов

Пиковый ток $I_{\text{п}}$ (от сотен микроампер – до сотен миллиампер).

Напряжение пика $U_{\text{п}}$ – прямое напряжение, соответствующее току $I_{\text{п}}$.

Ток впадины $I_{\text{в}}$, соответствующий напряжению $U_{\text{в}}$.

Напряжение впадины – прямое напряжение, соответствующее току $I_{\text{в}}$.

Отношение токов $\frac{I_{\text{п}}}{I_{\text{в}}}$. Для туннельных диодов из GaAs отношение

$\frac{I_{\text{п}}}{I_{\text{в}}} \geq 10$, для германия равно 3 – 6.

Напряжение раствора $U_{\text{р}}$ – прямое напряжение, соответствующее типовому току на второй восходящей ветви ВАХ, определяет возможный скачок напряжения на нагрузке при работе туннельного диода в схеме переключения.

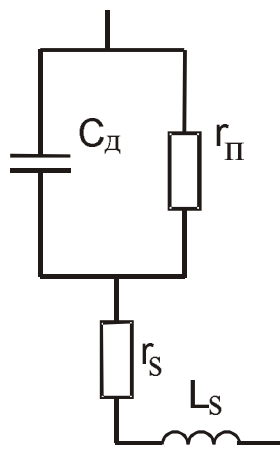
Отрицательное дифференциальное сопротивление $R_{\text{диф}} = \frac{dU}{dI}$, определяемое на середине падающего участка ВАХ.

Удельная емкость $C_d/I_{\text{п}}$ – отношение емкости туннельного диода к пиковому току.

Предельная резистивная частота f_R – частота, на которой активная составляющая полного сопротивления диода обращается в нуль.

Резонансная частота f_0 – частота, на которой реактивная составляющая полного сопротивления обращается в нуль.

Частотные параметры туннельного диода удобно анализировать с помощью эквивалентной схемы (рис. 2.5.27), соответствующей участку с отрицательным дифференциальным сопротивлением.



На схеме:

C_d – емкость диода,

$r_{\text{п}}$ – сопротивление перехода,

r_s – сопротивление потерь, включающее сопротивление р- и n-областей, контактов и подводящих проводов,

L_s – индуктивность выводов.

Полное сопротивление схемы на данной частоте ω :

$$Z = r_s + \frac{r_{\text{п}}}{1 + \omega^2 C_d^2 r_{\text{п}}^2} + j\omega \cdot \left(L_s - \frac{C_d r_{\text{п}}^2}{1 + \omega^2 C_d^2 r_{\text{п}}^2} \right). \quad (2.75)$$

Рис. 2.5.27

Приравняв к нулю действительную часть полного сопротивления, находим предельную частоту, на которой диод способен генерировать колебания:

$$f_R = \frac{1}{2\pi r_{\text{п}} C_d} \sqrt{\frac{r_{\text{п}}}{r_s} - 1}. \quad (2.5.76)$$

При $r_{\text{п}} = 2r_s$, $f_{\text{max}} = \frac{1}{4\pi r_s C_d}$, т.е. частотные свойства определяются постоянной времени $r_s C_d$.

Аналогично можно найти

$$f_0 = \frac{1}{2\pi r_{\text{п}} C_d} \sqrt{\frac{r_{\text{п}}^2 C_d}{L_s} - 1}. \quad (2.5.77)$$

Разработка конструкций туннельных диодов требует выполнения условий $f_0 > f_R$. Для этого индуктивность выводов должна быть по возможности минимальной. Уменьшение емкости путем уменьшения площади перехода приводит

к увеличению Γ_{Π} , уменьшению пикового тока, но не влияет на величину f_R . Поэтому частотные свойства ТД удобно характеризовать отношением $\frac{C_{\text{д}}}{I_{\Pi}}$.

Достоинством туннельных диодов являются высокие рабочие частоты, вплоть до СВЧ, низкий уровень шумов, высокая температурная устойчивость, большая плотность тока ($10^3 - 10^4 \text{ А см}^2$).

Как недостаток следует отметить малую отдаваемую мощность из-за низких рабочих напряжений и сильную электрическую связь между входом и выходом, что затрудняет их использование.

Разновидностью туннельных диодов являются обращенные диоды, изготавливаемые на основе полупроводника с концентрациями примесей в р- и п-областях диода, меньших, чем в туннельных, но больших, чем в обычных выпрямительных диодах.

В этом случае потолок валентной зоны р-области и дно зоны проводимости п-области при нулевом смещении на диоде находятся на энергетической диаграмме на одной высоте.

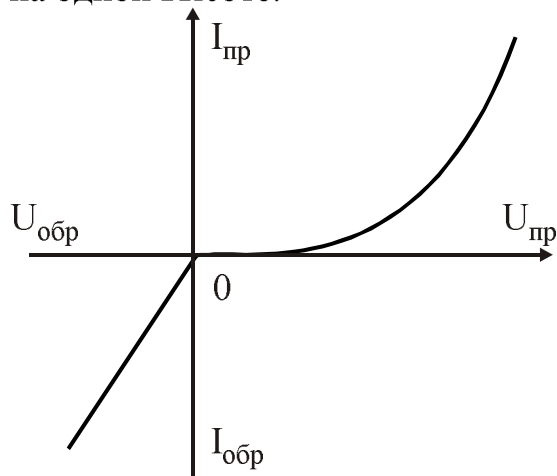


Рис. 2.5.28

Вольт-амперная характеристика обращенного диода представлена на рис. 2.5.28.

Прямая ветвь ВАХ обращенного диода аналогична прямой ветви обычного выпрямительного диода, а обратная ветвь аналогична обратной ветви ВАХ туннельного диода, т.к. при обратных напряжениях происходит туннельный переход электронов из валентной зоны р-области в зону проводимости п-области и при малых обратных напряжениях (десятки милливольт) обратные токи оказываются большими. Таким обра

зом, обращенные диоды обладают выпрямляющим эффектом, но проводящее направление в них соответствует обратному включению, а запирающее – прямому включению. Благодаря этому их можно использовать в детекторах и смесителях на СВЧ в качестве переключателей.