

Дисциплина «Твердотельная электроника»

Направление «Конструирование и технология электронных средств»

Профиль «Конструирование и технология радиоэлектронных средств»

**4 семестр, 5 зачетных единиц 180 часов
(36x5)**

Лекции - 34 часа, лабораторные занятия - 68 часов, самостоятельная работа - 51 час, экзамен - 27 часов.

**Лектор – профессор Тешев Руслан
Шахбанович**

Основная литература

1. Гуртов, В.А. Твердотельная электроника: учебное пособие для вузов / В. А. Гуртов. – 2-е изд., доп. – М.: Техносфера, 2005. – 408 с.
2. Шалимова, К.В. Физика полупроводников: Учебник. 4-е изд., стер. — СПб.: Издательство «Лань», 2010. — 400 с.: ил.
3. Троян, П.Е. Твердотельная электроника. М.: ТУСУР, 2008. — 330 с.
4. Глазачев, А. В. Физические основы электроники. Конспект лекций /А. В. Глазачев, В. П. Петрович. – Томск, 2010. – 128 с. : ил.

Дополнительная литература

1. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов. М.: Физматлит, 2008. - 488 с.
2. О.В. Миловзоров, И.Г. Панков. Электроника. Учебник для вузов 4-е изд., стер. - М.: ВШ. 2008.
3. А.Л. Марченко. Основы электроники, уч. пос. для вузов. изд. ДМК Пресс. 2000.

Тема I. Электронно-дырочный переход (p-n-переход).

1. Свойства электронно-дырочного перехода.
2. Вольт-амперная характеристика p-n-перехода. Диодная и диффузионная теория.
3. Барьерная и диффузионная емкости.
4. Инжекция и экстракция неосновных носителей заряда.
5. Распределение концентрации ННЗ у границ ЭДП при смещениях.
6. Пробой p-n-перехода (туннельный, лавинный и тепловой).

1. Свойства электронно-дырочного перехода.

Полупроводниковая структура, содержащая две области с различными типами проводимости, носит название электронно-дырочного перехода или p-n-перехода.

Для создания p-n- перехода, обычно в полупроводниковый монокристалл вводят донорную и акцепторную примеси так, чтобы в одном кристалле образовались две граничащие области с различными типами проводимости. Физические свойства структуры с переходом определяются характером границы между этими областями.

На использовании свойства p-n- перехода основаны принципы работы большинства полупроводниковых приборов: диодов, транзисторов, фотодиодов, фотоэлементов, термоэлементов, светодиодов, инжекционных лазеров и т.д.

Процессы, происходящие в структуре с p-n-переходом при установлении равновесия.

Для того, чтобы рассмотреть процессы, происходящие в структуре с p-n- переходом при установлении равновесия делают следующие предположения:

1) p-n- переход является резким, т.е. концентрация донорных атомов N_d в n-области постоянная до границы раздела, а на границе раздела меняется (уменьшается) скачкообразно. Аналогичным образом изменяется концентрация акцепторных примесных атомов N_a в p- области.

2) Донорные и акцепторные атомы полностью ионизованы. Следовательно, концентрация основных носителей зарядов в p- и n- областях

Обозначим концентрации неосновных носителей заряда в n- и p-областях через p и n соответственно.

Очевидно $n_n \gg p_n$, $p_p \gg n_p$ и $p_p \gg n_p$, $p_n \gg n_p$.

3) В структуре n- и p- области полупроводника являются невырожденными и имеет место термодинамическое равновесие, а следовательно, для каждого из p- и n- полупроводников выполняется соотношение:

$$p_p \cdot n_p = n_i^2; n_n \cdot p_n = n_i^2 \quad (2)$$

n_i^2 – собственная концентрация п/п.

4) p-n- переход несимметричный, т.е. $N_a > N_d$ (рис. 1)

Из вышеизложенного следует, что в области имеется резкий градиент концентрации электронов и дырок. В результате этого через p-n- переход наблюдаются диффузионные потоки электронов из n- области в p- область, а дырок в обратном направлении. При этом в приповерхностной области со стороны электронного полупроводника образуется положительный объемный заряд, а со стороны дырочного полупроводника - отрицательный объемный заряд (рис. 1 а,г). В области геометрической границы раздела между p- и n-областями образуется электрическое поле, направленное от n-области к p- области. Под действием электрического поля в приконтактной области начинается дрейф неосновных носителей заряда – электронов из дырочной области в n- область, а дырок из n- области в p- область.

Со временем между диффузионными потоками основных носителей зарядов и дрейфовыми потоками неосновных носителей зарядов устанавливается равновесие. В условиях равновесия устанавливается такой потенциальный барьер, при котором число носителей заряда, переходящих через р-n- переход из n- области в р-область, равно числу зарядов, переходящих в обратном направлении. Следовательно, полный ток через р-n- переход, при условии равновесия, равняется 0 на рис.1 ж – энергетическая зонная диаграмма при условии равновесия. Величина $e\varphi_k$ – есть высота потенциального барьера в области р-n- перехода.

При условии равновесия полный ток через р-n- переход равен 0, т.е.

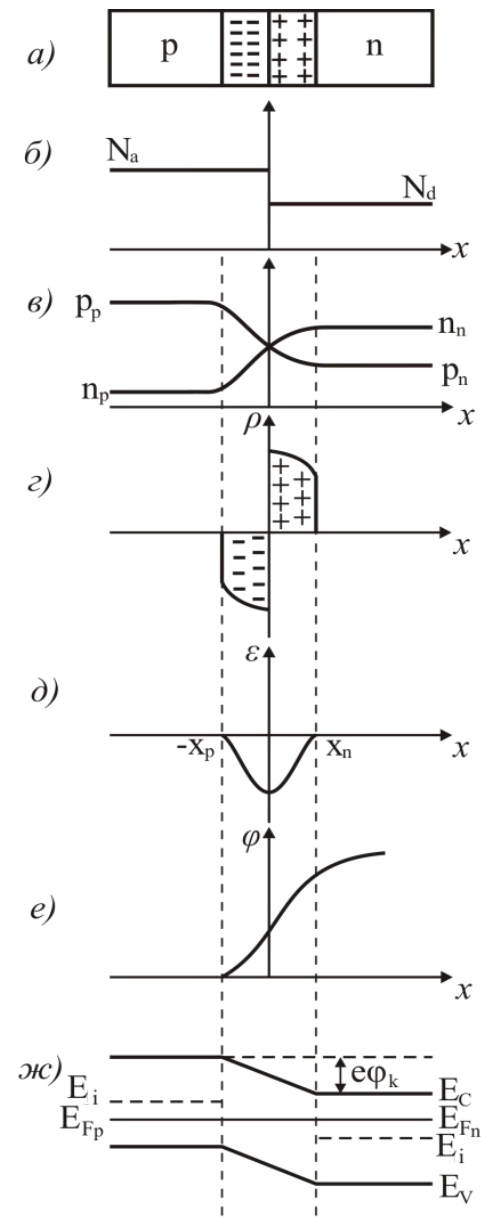


Рис. 1. Структура р-n перехода (а); распределение концентрации примесей (б); распределение концентрации основных и неосновных носителей заряда (в); распределение объемного заряда (г); напряженность электрического поля (д); потенциала (е); энергетическая зонная диаграмма структуры с р-n переходом в равновесии (ж).

Приконтактная область обладает большим электрическим сопротивлением, так как, диффундируя во встречных направлениях через пограничный слой, дырки и электроны рекомбинируют друг с другом и поэтому эта область оказывается сильно обедненной носителями тока. Этот слой и есть р-n- переход.

Полупроводниковые структуры с р-n- переходами бывают симметричные и несимметричные, резкие и плавные.

Р-n- переход симметричный, если концентрация донорных примесных атомов N_d в электронной области равна концентрации акцепторных атомов N_a дырочной области.

Р-n- переход является несимметричным, если $N_d \neq N_a$.

Р-n- переход называется резким, если в области пространственного заряда (ОПЗ) концентрация примесных атомов изменяется скачком, если же в ОПЗ концентрации примесных атомов меняются плавно, то такой р- переход называется плавным. Для характеристики р-n- перехода применяются следующие параметры: потенциальный барьер ($e\varphi_k$), равновесная толщина слоя ОПЗ, емкость р-n- перехода.

Величину потенциального барьера $e\varphi_k$, возникающую в р-n- переходе в следствии различной концентрации носителей заряда в р- и n- областях, можно определить из следующих соображений: когда в структуре с р-n- переходом устанавливается термодинамическое равновесие уровни Ферми в р- и n- областях совпадают, а это приводит к изгибу энергетических зон в области р-n- перехода на величину равную разности уровней Ферми, когда р- и n- области изолированы. Эта разность в положении уровней Ферми в полупроводниках р- и

Следовательно,

$$e\varphi_k = E_{F_p} - E_{F_n} \quad (4)$$

Известно, что в невырожденных полупроводниках при условии полной изоляции примесных атомов выражения для уровня Ферми можно записать так:

$$E_{F_n} = A + kT \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (5) \text{ – для полупроводника n-типа,}$$

$$E_{F_p} = A + \Delta E_g - kT \ln \frac{N_v}{N_a} \quad (6) \text{ – для полупроводника p-типа}$$

По статистике электронов в полупроводнике можно записать, что

$$n_n = N_c e^{\frac{E_{F_n}}{kT}} \quad (7)$$

$$p_p = N_v e^{\frac{-\Delta E_g + E_{F_p}}{kT}} \quad (8)$$

Далее, согласно закону действующих масс, имеем

$$n_n \cdot p_p = p_p \cdot n_p = n_i^2 \quad (9)$$

Из формул (4) – (9) можно получить следующие выражения для потенциального барьера:

$$e\varphi_k = kT \ln(n_n p_p / n_i^2) \quad (10)$$

$$e\varphi_k = kT \ln n_n / n_p = kT \ln p_p / p_n \quad (11)$$

Из (11) следует, что величина потенциального барьера в области р- n- перехода, тем больше, чем сильнее легированы р- и n- области и ее максимальное значение, для невырожденного полупроводника, будет определяться шириной запрещенной зоны, т.е.

$$e\varphi_{k_{\max}} = \Delta E_g \quad (12)$$

Оценка величины потенциального барьера для полупроводниковой структуры с р-n- переходом из кристалла германия при таких данных $N_d=10^{16} \text{ см}^{-3}$, $p_n=10^{10} \text{ см}^{-3}$, $N_a=p_p=10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T=300\text{К}$, дает следующие значения для $e\varphi_k=0.25\text{эВ}$.

Как сказано выше, в некоторой области р-n- перехода под действием контактного поля происходит обеднение основными носителями зарядов n_n и p_p и в этой области образуются объемные заряды: положительный объемный заряд со стороны полупроводника n- типа толщиной x_n , отрицательный объемный заряд со стороны полупроводника р- типа толщиной x_p . Общая толщина слоя пространственного заряда при условии равновесия будет:

$$d = x_n + x_p \quad (13)$$

Для того, чтобы выяснить от чего зависит толщина слоя ОПЗ или p-n-перехода решают уравнение Пуассона вида

$$d^2\varphi / dx^2 = -ep_p / \varepsilon\varepsilon_0 \quad (14) \text{ для области } -x_p \leq x < 0$$

$$d^2\varphi / dx^2 = en_n / \varepsilon\varepsilon_0 \quad (15) \text{ для области } 0 < x \leq x_n$$

При следующих граничных

условиях $\varphi(-x_p) = 0, d\varphi / dx = 0$ при $x = -x_p$ (16)

$$\varphi(x_n) = \varphi_k, d\varphi / dx = 0 \text{ при } x = x_n \quad (17)$$

Решая уравнения (14) (15) при граничных условиях (16) и (17) получим распределение потенциала в ОПЗ в виде:

$$\varphi_p = (ep_n / 2\varepsilon\varepsilon_0)(x_p + x)^2 \quad (18) \text{ для области } -x_p \leq x < 0$$

$$\varphi_n = \varphi_k - (en_n / 2\varepsilon\varepsilon_0)(x_n - x)^2 \quad (19) \text{ для области } 0 < x \leq x_n$$

В областях p-n-перехода функции φ и $d\varphi/dx$ являются непрерывными, т.е.

$$\varphi_p(0) = \varphi_n(0) \quad (20)$$

$$d\varphi_p / dx |_{x=0} = d\varphi_n / dx |_{x=0} \quad (21)$$

Из (18) и (19) при условии (21) получим,
что

$$n_n \cdot x_n = p_p \cdot x_p \quad (22)$$

т.е. объемные заряды в области р-п-перехода равны.

Из граничного условия (20) и формул (18) и (19) получим

$$(ep_p / 2\varepsilon\varepsilon_0) \cdot x_p^2 = \varphi_k - (en_n / 2\varepsilon\varepsilon_0) \cdot x_n^2 \quad (23)$$

Отсюда

а

$$\varphi_k = \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0} (p_p x_p^2 + n_n x_n^2) \quad (24)$$

Из (22) с учетом (13)

получим

$$\frac{x_n}{d} = \frac{p_p}{n_n + p_p} \quad \text{или} \quad \frac{x_p}{d} = \frac{n_n}{n_n + p_p} \quad (25)$$

Подставляя значения x_n , x_p из (25) в (24) получим что

$$\varphi_k = \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0} \cdot d^2 \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} \quad (26)$$

Отсюда

а

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \cdot \frac{n_n + p_p}{n_n \cdot p_p} \cdot \varphi_k} \quad (27)$$

Формула (27) показывает, что чем выше степени легирования р- и n-областей полупроводниковой структуры с р-n- переходом, тем меньше толщина ОПЗ. Если для данной структуры $p_p \gg n_n$, то из формулы (27) получим

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \cdot \frac{1}{n_n} \cdot \varphi_k} \quad (28)$$

Важным параметром р-n- перехода является **барьерная емкость**. Р-n-переход можно рассматривать как систему двух проводников, разделенных слоем очень малой концентрации свободных носителей заряда, т.е. слоем диэлектрика. Двойной электрический слой в области р-n- перехода представляет собой плоский конденсатор. Если толщина слоя объемного заряда d , площадь перехода S , то емкость такого конденсатора определяется выражением

$$C = \varepsilon\varepsilon_0 S / d \quad (29)$$

Подставляя в (29) значения d из (28) получим

$$C_B = S \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 e}{2} \cdot \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} \cdot \frac{1}{\varphi_k}} \quad (30)$$

Емкость C_B называют **барьерной емкостью р-n-перехода**.

В общем случае $C_B = S \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 e}{2} \cdot \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} \cdot \frac{1}{\varphi_k \pm U}} \quad (31)$

2. Вольт-амперная характеристика p-n-перехода.

Если к p-n- переходу приложить внешнее напряжение U в прямом направлении, тогда потенциальный барьер, препятствующий диффузионному потоку основных носителей зарядов, уменьшается (рис. 2) и происходит инжекция носителей заряда через пониженный потенциальный барьер. Инжектированные дырки из p- области в n- область, проникая вглубь полупроводника рекомбинируют с электронами, при этом уменьшение количества электронов пополняется за счет поступления из внешней цепи. Таким образом, одновременно с появлением некоторого количества дырок - неосновных носителей заряда в n- области появляется равное количество электронов - основных носителей заряда в этой области.

Если к p-n- переходу подано смещение в обратном направлении, то потенциальный барьер увеличивается на величину eU для основных носителей заряда. При этом равновесие нарушается и уровень Ферми смещается на величину eU вверх.

При обратном смещении ток через p-n- переход осуществляется только потоком неосновных носителей зарядов.

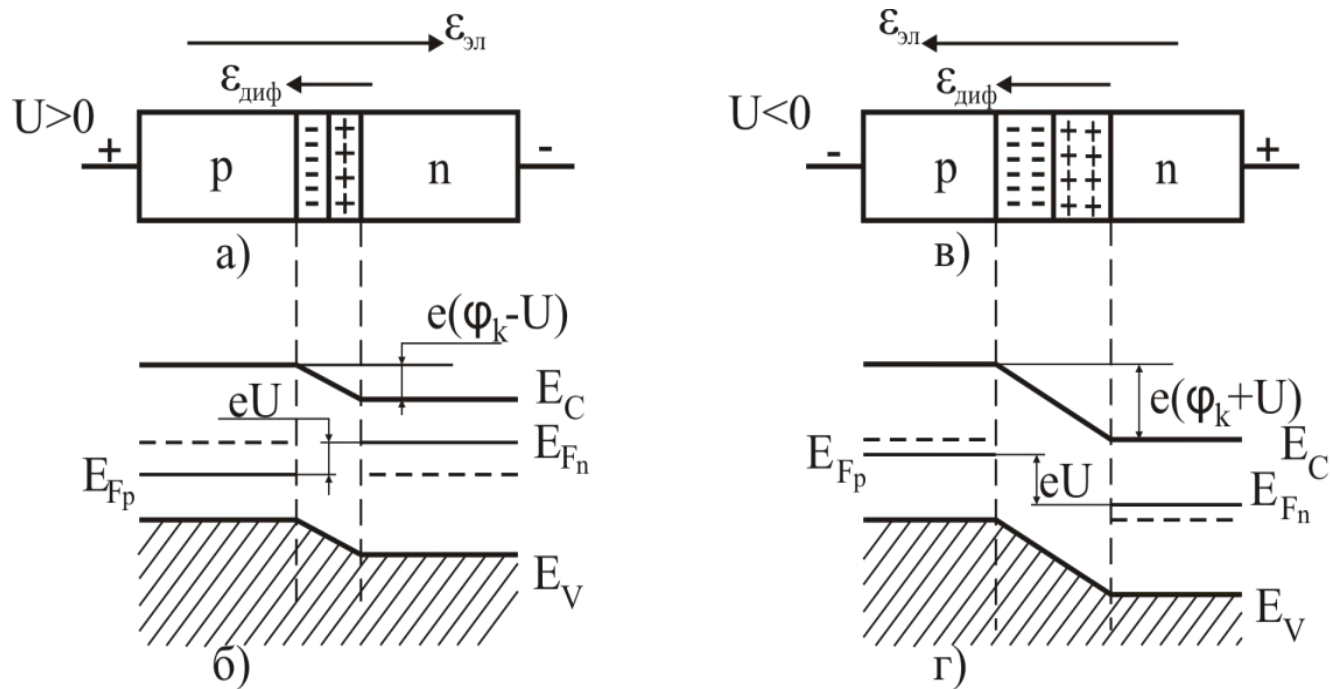


Рис. 2. Схема р-п перехода (а) и (в) и энергетическая зонная диаграмма при прямом (б) и обратном (г) смещениях

Для количественного описания ВАХ р-п- перехода рассматривают два случая:

1. Случай тонкого перехода, когда носители при прохождении р-п- перехода не сталкиваются с решеткой и рассеянием можно пренебречь (диодная теория).
2. Случай толстого перехода, когда движение носителей заряда в самом р-п- переходе имеет диффузионный характер (диффузионная теория).

При рассмотрении ВАХ p-n - перехода по диодной теории делаются следующие предположения:

1. Контакты полупроводниковой структуры с p-n - переходом с электродами являются омическими и находятся на таком расстоянии от p-n - перехода, что инжектированные в p- и n- областях носители заряда успевают полностью рекомбинировать и через контакты течет ток основных носителей;

2. Все приложенное напряжение падает на область p-n - перехода, т.е. p- и n- области сильно легированы, поэтому падением напряжения на этих областях можно пренебречь;

3. P-n - переход работает в области малых напряжений, т.е. рассматривается слабый уровень инжекции $p_n \ll n_n$ и $n_p \ll p_p$;

4. Генерация и рекомбинация внутри области объемного заряда отсутствуют;

5. Рассматривается одномерная и стационарная задача;

6. Полупроводник предполагается невырожденным.

Согласно предположению (2) в структуре с p-n - переходом процессы происходят таким образом, что за областью перехода электроны и дырки движутся только вследствие градиента концентрации, т.е. путем диффузии.

$$I_n = eSD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-x_p} \quad (32)$$

$$I_p = eSD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=x_n} \quad (33),$$

где D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно.

По пункту 4 в области p-n-перехода рекомбинации не происходит, так что можно записать:

$$I_p \big|_{x=x_n} = I_p \big|_{x=x_p} \quad (34) \quad I_n \big|_{x=x_p} = I_n \big|_{x=x_n} \quad (35)$$

Следовательно полный ток будет

$$I = eS \left[D_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-x_p} + D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=x_n} \right] \quad (36)$$

Как видно из (36), для нахождения тока через диод нужно вычислить концентрацию носителей и их градиенты на границе перехода.

Для нахождения распределения концентрации дырок в n- области и электронов в p- области решают стационарные уравнения непрерывности с учетом выше сделанных предположений. Для рассматриваемого случая уравнение непрерывности имеет вид:

$$d^2 p / dx^2 - \frac{p - p_n}{L_p^2} = 0 \quad (37)$$

$$d^2 n / dx^2 - \frac{n - n_p}{L_p^2} = 0 \quad (38)$$

Решая уравнения (37) и (38) при граничных условиях вида

$$p = p_n \exp(eU / kT) \quad \text{при } x = 0 \quad (39)$$

$$p = p_n \text{ при } x \rightarrow \infty \quad (40)$$

получим распределение избыточной концентрации электронов и дырок в p- и n- областях соответственно.

$$\Delta p = p_n \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right) \exp \left(- \frac{x}{L_p} \right) \quad (41)$$

$$\Delta n = n_p \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right) \exp \left(\frac{x}{L_n} \right) \quad (42)$$

из (41) и (42) находим градиенты концентрации в слоях $x = L_n$, $x = -L_p$

$$dp/dx = (p_n / L_p) \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right) \quad (43)$$

$$dn/dx = (n_p / L_n) \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right) \quad (44)$$

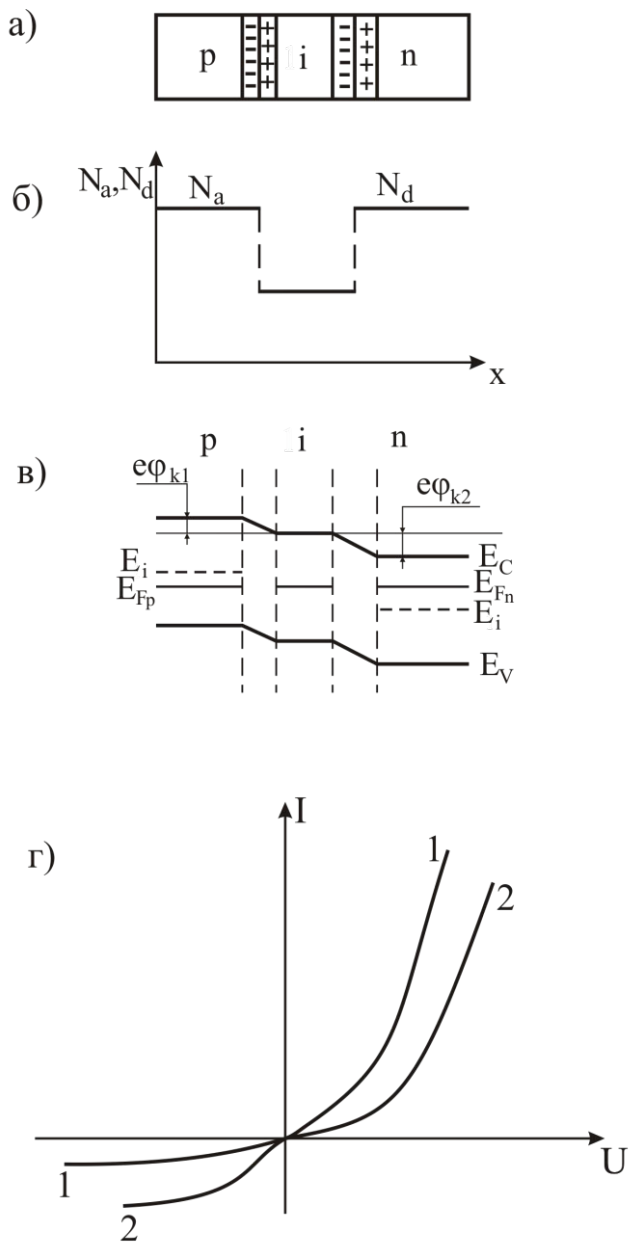
используя (12), (13) и (5) получим ток через p-n- переход в виде:

$$I = eS \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \left(\exp \left(\frac{eU}{kT} \right) - 1 \right) \quad (45)$$

величин $I_s = eS \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right)$ (46) называют током насыщения или тепловым током.

Из формул (45) и (46) можно сделать следующие выводы:

1. При прямом смещении на p-n - переходе ($U > 0$) сила тока увеличивается по экспоненциальному закону;
2. При обратном смещении на p-n - переходе ($U < 0$) сила тока стремится к постоянной величине I_s ;
3. Обратный ток (I_s) определяется параметрами неосновных носителей заряда;
4. Обратный ток образуется дырками (электронами) генерируемыми, в единице объема полупроводника за 1с в слое шириной x_n (x_p) у p-n -



В случае толстого р-п – перехода (диффузионная теория) необходимо учитывать рекомбинацию в области р-п - перехода. Теорию толстого р-п - перехода можно рассмотреть на простейшем примере ступенчатого р-і-п – перехода (рис. 3). В таком переходе имеется два барьера: р-і и і-п, которые являются тонкими. Токи через эти переходы можно подсчитать по выше рассмотренной диодной теории, а для рекомбинационного тока в слое і диффузионная теория дает следующее выражение:

$$I_s = \frac{en_i x_i S}{\tau} \left(\exp\left(\frac{eU}{2kT}\right) - 1 \right) \quad (47),$$

где x_i – толщина слоя.

Рис. 3. Структура р-і-п перехода (а), распределение примесей (б), энергетическая зонная диаграмма (в), вольт-амперная характеристика (г) - 1 - теоретическая, 2 - экспериментальная.

Полный ток через p-i-n- переход

будет:

$$I = eS \left[\left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 + \frac{en_i x_i S}{\tau} \left(\exp\left(\frac{eU}{2kT}\right) - 1 \right) \right] \quad (48)$$

Вольт — амперная характеристика p-n -перехода. Теоретическая и экспериментальная.

Как видно из рис.3 г ВАХ реального p-n - перехода несколько отличается от характеристики идеального p-n - перехода. Отличие прямой ветви ВАХ реального p-n - перехода обусловлено тем, что при выводе уравнения (45) не учитывались явления генерации и рекомбинации в запирающем слое, а так же сопротивления R_B объема полупроводника в области базы p-n-перехода. При увеличении прямого смещения ток вначале растет по экспоненциальному закон, а затем увеличение тока происходит по линейному закону. Это объясняется тем, что при больших прямых токах внешнее напряжение значительно превышает контактную разность потенциалов φ_k и прямой ток определяется, в основном, сопротивлением базы p-n - перехода.

Обратный ток в области насыщения I_s для реального p-n - перехода больше теоретического и возрастает при увеличении обратного напряжения. Это связано с поверхностной проводимостью p-n - перехода и термогенерации носителей зарядов в запирающем слое p-n - перехода. При некотором значении обратного напряжения обратный ток резко возрастает т.е. наступает область пробоя p-n - перехода. Для реального p-n -перехода ВАХ лучше описывает формула вида:

$$I = I_s \left[\left(\exp \left(\frac{e v (U - IR_B)}{kT} \right) \right) - 1 \right] \quad (49)$$

где v – коэффициент зависящий от строения p-n- перехода.

IR_B – падение напряжения на базе диода.

3. Барьерная и диффузионная емкости.

Как было отмечено выше р-n - переход в состоянии термодинамического равновесия при отсутствии внешнего напряжения обладает барьерной емкостью, определяемой формулой:

$$C_B = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} \quad (50)$$

где d – толщина р-n- перехода в равновесном состоянии, ее величина определяется выражением вида:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \cdot \frac{n_n + p_p}{n_n \cdot p_p} \cdot \varphi_k} \quad (51)$$

Следовательно, барьерная емкость р-n - перехода в условиях термодинамического равновесия и при $U = 0$ имеет вид:

$$C_B = S \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 e}{2} \cdot \frac{n_n \cdot p_p}{n_n + p_p} \cdot \varphi_k^{-1}} \quad (52)$$

величина d , а следовательно, и барьерная емкость C_B зависит от величины и направления внешнего поля. Если на р-n - переход подано обратное смещение, то это приводит к увеличению высоты потенциального барьера, экстракции неосновных носителей заряда в области полупроводников прилегающей к р-n -переходу и к расширению барьерной емкости.

При наличии внешнего напряжения формулы для d и C_B принимают вид:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \cdot \frac{n_n + p_p}{n_n \cdot p_p} \cdot (\varphi_k \pm U)} \quad (53)$$

$$C_B = S \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 e}{2} \cdot \frac{n_n \cdot p_p}{n_n + p_p} \cdot (\varphi_k \pm U)^{-1}} \quad (54)$$

где знак « - » соответствует прямому смещению, а « + » - обратному. Формулы (2) - (5) справедливы для резкого р-п - переходов d и C_B зависят от профиля концентрации примесей в области р-п - перехода.

Если к р-п - переходу приложено внешнее напряжение в прямом направлении, то происходит инжекция неосновных носителей заряда в р- и п-области. При этом изменение внешнего напряжения приводит к изменению концентрации инжектированных носителей. Для нейтрализации инжектированных носителей заряда в области базы из внешней цепи подходят заряды противоположных знаков. Эти процессы являются диффузионными и воспринимаются внешней цепью как изменение емкости. Эту емкость называют диффузионной емкостью - C_D .

При обратном смещении инжекции нет, но диффузионная емкость проявляется при малых напряжениях за счет экстракции.

Оценка величины диффузионной емкости для р-п -перехода с различной толщиной базы W приводит к следующим формулам:

1) случай $W \gg L_p, L_n$, в этом случае все инжектированные носители заряда рекомбинируют в области базы, не достигая электрода. Для данного случая получена формула

$$C_D = \frac{e}{2kT} (I_n \tau_n + I_p \tau_p) \quad (55)$$

Диффузионная емкость зависит от времени жизни инжектированных неосновных носителей заряда в базе р-п - перехода и величины прямого тока.

2) случай $W \ll L_p, L_n$, в этом случае не все инжектированные носители успевают рекомбинировать, а часть достигает электрода и рекомбинируют на электродах. Для этого случая получена следующая формула для диффузионной емкости, считая что p-n - переход несимметричный:

$$C_D = \frac{e}{2kT} I \left(\frac{W^2}{2D_p} + \frac{W}{\delta_k} \right) \quad (56),$$

где $\tau = \frac{W^2}{2D_p}$ – среднее время диффузии носителей (дырок) через p- область, называемая временем пролета, δ_k – скорость рекомбинации носителей на электроде. В этом случае емкость зависит от I , W , D_p и δ_k .

Основные результаты, изложенные выше, и полученные формулы используются при выполнении следующих лабораторных работ по физике полупроводниковых и диэлектрических приборов:

1. Исследование фотодиода и фотоэлемента.
2. Исследование туннельных диодов.
3. Исследование выпрямительных диодов.
4. Исследование стабилитрона.
5. Исследование биполярного транзистора.

4. Инжекция и экстракция неосновных носителей заряда.

Если к р-n-переходу приложить внешнее напряжение, то через переход начнет проходить ток.

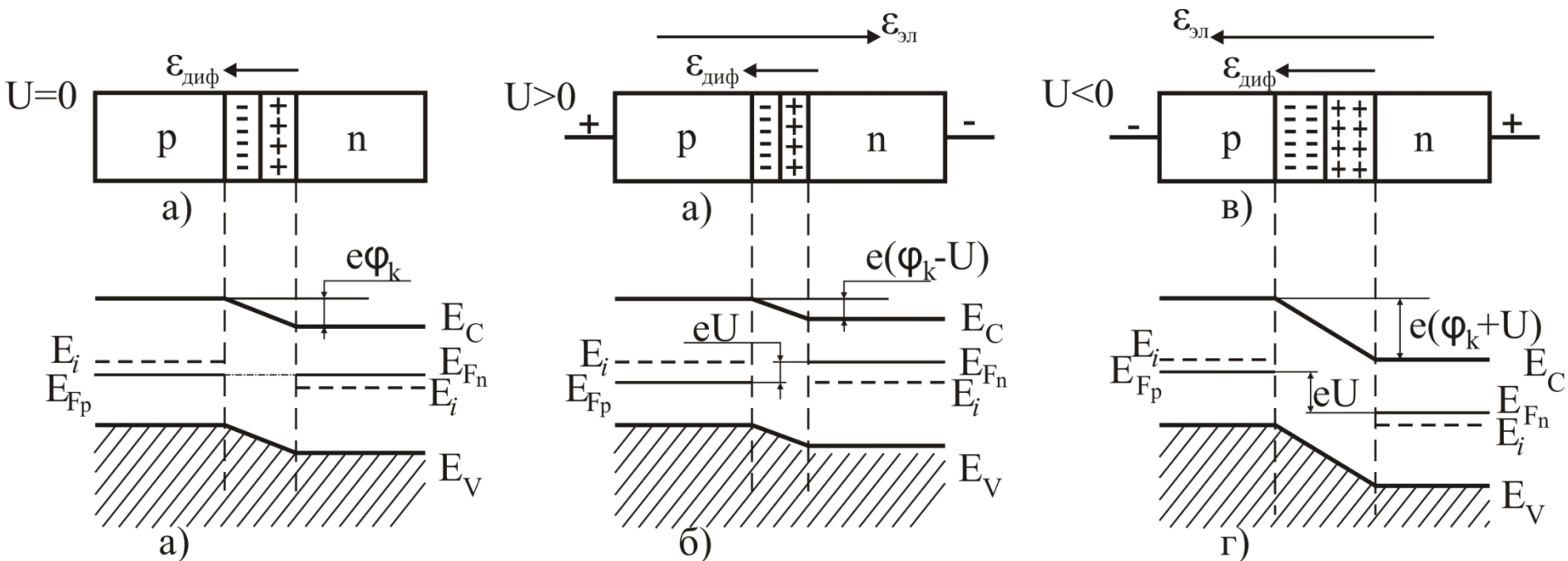


Рис.4

Если напряжение приложено плюсом к р- слою, то в этом случае напряженности диффузионного и электрического полей противоположны по направлению и суммарная напряженность уменьшается в р-n- переходе, а, следовательно, уменьшается высота потенциального барьера (рис.4б). Напряжение такой полярности называется **прямым**.

Часть основных носителей, обладающие достаточной энергией, сравнимой с потенциальным барьером и больше могут преодолеть его и перейти через р-n-переход, это приводит к появлению тока через р-n-переход.

Преодолевшие потенциальный барьер основные носители заряда оказываются в соседней области неосновными. При этом вблизи перехода концентрация неосновных носителей – электронов в р – области, и дырок в n – области становится больше равновесной (рис. 5а) они диффундируют в глубь перехода и рекомбинируют там.

Повышение концентрации неосновных носителей заряда в р- и n-областях при прямых напряжениях называется **инжекцией**.

Область в которой происходит инжекция называется **базой п/п прибора**.

Если полярность на р-n- переходе изменить, то напряженность электрического поля и диффузионного совпадут и потенциальный барьер увеличится (рис. 4в) для основных носителей. Для неосновных носителей заряда, т.е для дырок в n- области и для электронов в р- области, потенциальный барьер в р-n- переходе вообще отсутствует. Неосновные носители будут втягиваться электрическим полем в р-n- переход и проходить в соседнюю область.

Уменьшение концентрации неосновных носителей при обратных напряжениях называется **экстракцией**. Ток при этом незначительный из-за

5. Распределение концентрации ННЗ у границ ЭДП при смещениях.

Рассмотрим зависимость концентрации неосновных носителей заряда у границ электронно – дырочного перехода от внешнего напряжения, приложенного к р-п- переходу (рис 5). Соотношение между равновесными концентрациями основных и неосновных носителей зарядов в n – и p – областях(рис.5в) имеет вид:

$$\frac{n_{po}}{n_{no}} = \frac{p_{no}}{p_{po}} = \exp\left(-\frac{e\varphi_k}{kT}\right) \quad (57)$$

Если вместо равновесной высоты потенциального барьера $e\varphi_k$ в (57) подставить высоту потенциального барьера $e\varphi_k - eU$ можно получить концентрацию неравновесных носителей заряда на границе обедненных слоев $n_p(0)$ $p_n(0)$ (рис.5в)

$$n_p(0) = n_{po} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \quad (58)$$

$$p_n(0) = p_{no} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \quad (59)$$

Концентрацию избыточных неосновных носителей заряда на границах обедненного слоя можно найти вычтя из концентрации на границе их равновесные значения, т.е.:

$$\Delta n_p = n_p(0) - n_{po} = n_{po} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (60)$$

$$\Delta p_n = p_n(0) - p_{no} = p_{no} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (61)$$

С учетом того, что $p_{no} = n_i^2 / n_{no}$, $n_{po} = n_i^2 / p_{po}$, $N_d \approx n_{no}$; $N_a \approx p_{po}$ поделив (60) на (61) получим

$$\frac{\Delta n_p}{\Delta p_n} = \frac{n_{no}}{p_{po}} \approx \frac{N_d}{N_a} \quad (62)$$

Т.к. $n_{no} \gg p_{po}$ n^+ - область будет больше инжектировать чем p - область, т.е. $\Delta n_p > \Delta p_n$.

В диодах несимметричной конструкции инжекция носит односторонний характер и главную роль играют носители инжектируемые из сильнолегированной (низкоомной) области в слаболегированную (высокоомную) область.

Уровнем инжекции называется отношение концентрации избыточных неосновных носителей заряда к равновесной концентрации основных НЗ, т.е

$$\delta = \frac{n_p(0) - n_{p0}}{p_{p0}} \quad (63)$$

Электроны, инжектированные в р-область, диффундируя в глубь этой области рекомбинируют с дырками (основными носителями заряда в р- области), в следствии чего их концентрация постепенно уменьшается (рис.5в).

Закон убывания концентрации избыточных носителей заряда вдоль полупроводника в стационарных условиях имеет вид

$$\Delta n = n - n_0 = \Delta n_0 \exp(-\frac{x}{L_n}) \quad (64)$$

Тогда $\Delta n_p(x) = n_p(x) - n_{p0}$

или

$$n_p(x) = n_{p0} + \Delta n_p \exp(-\frac{x}{L_n}) \quad (65)$$

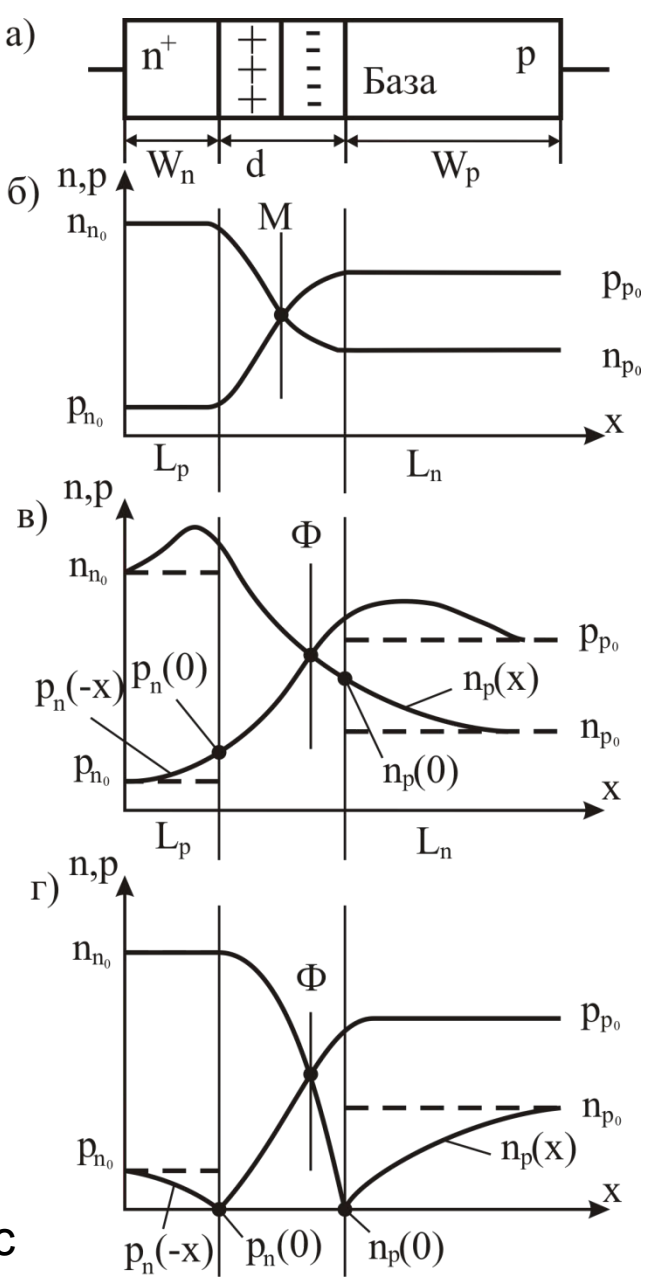


Рис 5

Модель несимметричного диода: $W_n \ll W_p, n^+ \gg p$

подставляя значение Δn_p из (60) в (65) получим :

$$n_p(x) = n_{po} + n_{po} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \quad (66)$$

Аналогично для
дырок

$$p_n(-x) = p_{no} + p_{no} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \quad (67)$$

Графики функций $n_p(x)$ и $p_n(-x)$ при инжекции приведены на рисунке 5в.

Инжектированные носители создают вблизи перехода избыточные заряды, которые компенсируются проходящими из p- и n- областей основными носителями. Поэтому на расстояниях L_n и L_p концентрации основных носителей заряда $p_p(x)$ и $n_n(x)$ превышают равновесные (рис.5в).

С приложением к диоду обратного смещения n- и p- области вблизи перехода обедняются неосновными носителями заряда (рис.5г). Это объясняется тем, что электроны в p- области находящиеся на расстоянии диффузионной длины L_n могут попадать в поле перехода (тепловое движение) и перебрасываться в n- область. В результате концентрация неосновных носителей заряда в p- области вблизи перехода снижается.

Аналогичное происходит и с дырками в n- области, поэтому концентрации их вблизи перехода определяется выражениями:

$$n_p(0) = n_{po} \exp(-eU/kT) \quad (68)$$

$$p_n(0) = p_{no} \exp(-eU/kT) \quad (69)$$

В направлении от границ обедненного слоя концентрация неосновных носителей заряда возрастает, приближаясь к равновесной. Поэтому аналогично (66) и (67) получим аналитическое выражение для распределения неосновных носителей заряда при экстракции

$$n_p(x) = n_{po} + n_{po} [\exp(-eU/kT) - 1] \exp(-x/L_n) \quad (70)$$

$$p_n(-x) = p_{no} + p_{no} [\exp(-eU/kT) - 1] \exp(x/L_n) \quad (71)$$

6. Пробой p-n - перехода.

Под пробоем перехода понимают резкое возрастание тока при достижении обратным напряжением критического для данного прибора значения. В зависимости от физических явлений, приводящих к пробое, различают туннельный, лавинный и тепловой пробой. Туннельный и лавинный пробой связаны с увеличением напряженности поля в переходе, а тепловой – с возрастанием рассеиваемой мощности в переходе и соответствующим

повышением температуры. Туннельным пробоем p-n-перехода называют электрический пробой, вызванный квантово-механическим туннелированием носителей заряда сквозь тонкий потенциальный барьер без изменения энергии. Туннелирование электронов возможно при условии, если толщина потенциального барьера δ мала, которая определяется напряженностью электрического поля, т.е. наклоном энергетических уровней и зон. Следовательно, условия для туннелирования возникают только при определенной напряженности электрического поля или при определенном напряжении на p-n - переходе – при пробивном напряжении. Если величина обратного напряжения на переходе велика и выполняется условие $e(\varphi_k + U) > \Delta E_g$, то границы зон перекрываются и при некоторой определенной напряженности электрического поля возможно туннелирование,

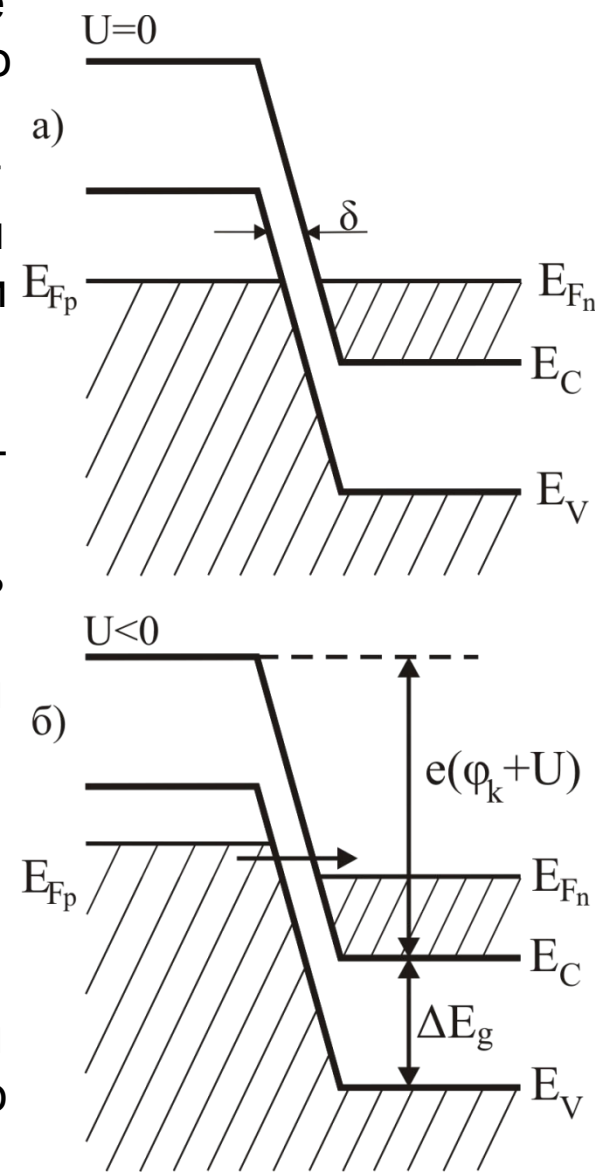


Рис.
6

т.е. электроны из валентной зоны полупроводника p- типа при неизменной энергии могут переходить в зону проводимости полупроводника n- типа. Это возможно при определенном напряжении на p-n - переходе, которое называется пробивным.

Рассчитаем $U_{проб}$ резкого, близкого к симметричному, p-n – перехода.

$$\varepsilon_{\max} = -\frac{eN_a \cdot x_p}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (72)$$

С учетом того, что $N_a \cdot x_p = N_d \cdot x_n$ и $d = x_p + x_n$ формулу (72) можно переписать в виде:

$$\varepsilon_{\max} = -\frac{eN_a}{\varepsilon\varepsilon_0} \cdot \frac{N_d}{N_a + N_d} \cdot d \quad (73)$$

Подставляя значение $d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \cdot \frac{N_a + N_d}{N_a \cdot N_d} \cdot (\varphi_k + U)}$ для резкого p-n – перехода при обратном смещении в (73), получим:

$$\varepsilon_{\max}^2 = \frac{2e}{\varepsilon\varepsilon_0} \cdot \frac{N_a \cdot N_d}{N_a + N_d} \cdot (\varphi_k + U) \quad (74)$$

При $\varepsilon_{\max} = \varepsilon_{кр}$ напряжение на переходе будет пробивным, т.е.

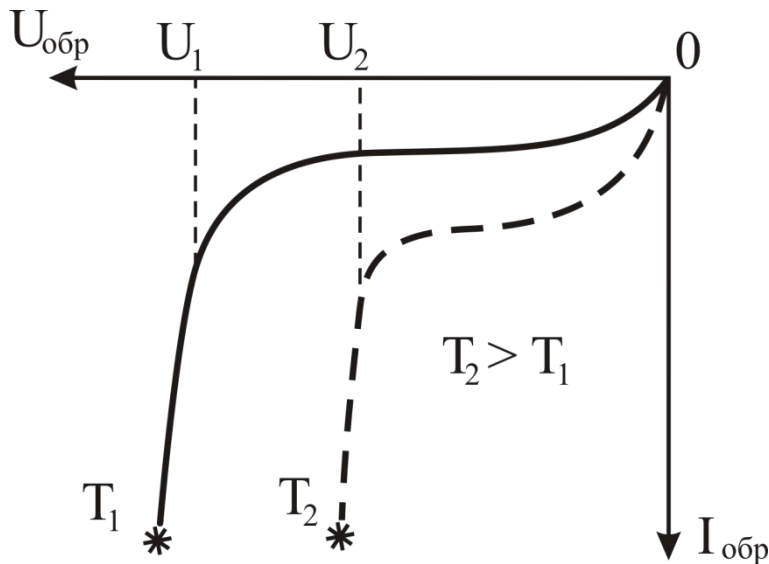
$$U_{проб} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 \varepsilon_{кр}^2}{2e} \cdot \frac{N_a + N_d}{N_a \cdot N_d} - \varphi_k \quad \text{ил} \quad U_{проб} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 \varepsilon_{кр}^2}{2e} \cdot \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) - \varphi_k \quad (75)$$

и

Из (75) видно, что $U_{проб}$ обратно пропорционально концентрации примеси в первой степени.

Туннельный пробой может происходить только в p-n – переходах, изготовленных из полупроводников с большей концентрацией примесей, т. к. для туннелирования необходимы малая толщина потенциального барьера, а значит, малая ширина перехода. При малой ширине перехода, ток будет малым и поэтому пренебрегать φ_k не следует в (75), т.к. она может быть сравнима с $U_{проб}$. Принять, что $\varphi_k \leq 0$, с учетом того что μN (75) можно представить в виде:

$$U_{проб} = \frac{\epsilon\epsilon_0\mu_p\epsilon_{кр}^2}{\rho_p} \cdot \rho_p + \frac{\epsilon\epsilon_0\mu_n\epsilon_{кр}^2}{\rho_n} \cdot \rho_n \quad (76)$$



С повышением температуры у большинства полупроводников ширина запрещенной зоны уменьшается, поэтому пробивное напряжение при туннельном пробое уменьшается с увеличением температуры.

Рис
7

Лавинный пробой происходит в достаточно толстых переходах при высоких обратных напряжениях, когда возникает ударная ионизация и лавинный процесс умножения носителей заряда. Лавинное умножение носителей заряда происходит в результате того, что они проходя через выпрямляющий переход при обратном напряжении, приобретают в сильном электрическом поле на длине свободного пробега дополнительную энергию, достаточную для образования новых электронно - дырочных пар посредством ударной ионизации атома в полупроводнике. Процесс ударной ионизации характеризуют коэффициентами ударной ионизации α_n и α_p , которые равны среднему числу пар, генерируемых одним носителем на 1 см пути. Они очень сильно зависят от напряженности электрического поля.

$$\alpha \sim A|\varepsilon|^m \quad m[5...8]$$

Процесс лавинного умножения происходит не по всей площади перехода одновременно, а в отдельных областях локализации электрического поля - на дефектах кристаллической решетки и других неоднородностях. В областях локализации поля образуются микроплазмы, в которых идет процесс ЛУ. Микроплазмы нестабильны, что приводит к флуктуациям тока и появлению шумов лавинного пробоя.

Чтобы охарактеризовать увеличение тока из-за процесса ударной ионизации в выпрямляющем переходе, вводят коэффициенты лавинного умножения M_n и M_p , которые показывают отношение тока данных носителей заряда, выходящих из перехода, к току тех же носителей,

Обычно считается $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$ а значит $M_n = M_p = M$

При $M \rightarrow \infty$ наступает пробой.

Для расчета связи M и α воспользуемся уравнением непрерывности для электронов

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n - R_n + G_n \quad (77)$$

При установившемся процессе $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right) = 0$, можно пренебречь рекомбинацией в p-n – переходе при большом обратном напряжении, т.е. $R_n = 0$. Тогда

$$-\frac{1}{e} \frac{dj_n}{dx} = G_n \quad (78)$$

Если выделить единичный объем, то каждый проходящий через этот объем носитель образует в нем количество носителей равное коэффициенту ионизации α , а в единицу времени через рассматриваемый объем проходит j/e носителей. Тогда с учетом генерации в результате ионизации атомов электронами и дырками получим:

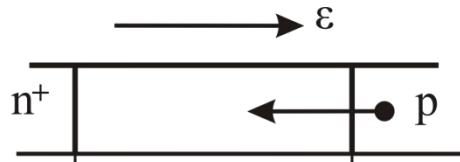
$$G_n = G_p = \alpha \frac{j_n}{e} + \alpha \frac{j_p}{e} \quad (79)$$

Подставляя (79) в (78)

имеем:

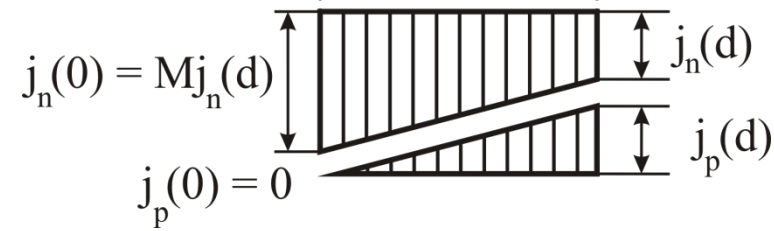
$$-\frac{dj_n}{dx} = \alpha(j_n + j_p) = \alpha j \quad (80)$$

Граничными условиями будут



$$\text{При } x = \begin{matrix} 0 & d \\ j_n(0) = Mj_n(d) & j_p(0) = j_p = 0 \\ Q_x = d & j_n = j_n(d) \quad j_p = j_p(d) \end{matrix} \quad (81)$$

$$-\frac{dj_n}{dx} = \alpha j_n(d) \cdot M \quad (82) \text{ или } -dj_n = \alpha M j_n(d) dx \quad (82')$$



$$-\int_{j_n(d)}^{Mj_n(d)} dj_n = Mj_n(d) \int_d^0 \alpha dx \quad (83) \quad \text{или}$$

$$-Mj_n(d) + j_n(d) = Mj_n(d) \int_d^0 \alpha dx \quad (84)$$

$$-1 + \frac{1}{M} = \int_d^0 \alpha dx \quad 1 - \frac{1}{M} = \int_0^d \alpha dx \quad (85) \text{ связь между коэффициентом лавинного размножения с коэффициентом ударной ионизации.}$$

Так, как при $M \rightarrow \infty$ наступает пробой, то условием лавинного пробоя будет

$$\int_0^d \alpha dx = 1 \quad (86)$$

Учитывая, что $\alpha \sim A|\varepsilon|^m$, можно подставить значение напряженности ε для резкого несимметричного $n^+ - p$ – перехода, а затем α в (83), то можно получить

$$M = \frac{1}{1 - (U / U_{проб})^b} \quad (86), \text{ где } b \text{ изменяется от 3 до 6 и зависит от профиля легирования.}$$

Пробивное напряжение можно представить в виде

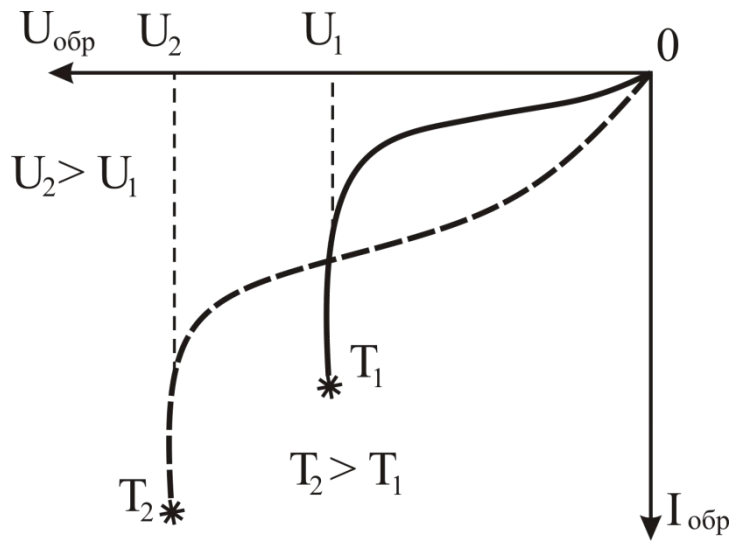
$$U_{проб} = B_1 \cdot \frac{1}{N_k} = B \cdot \rho^a \quad (87)$$

B и a – эмпирические коэффициенты различные, даже для диодов из одного и того же материала с разными резкими $p - n$ – переходами. Это связано с различными подвижностями.

$$\text{Si: } p^+ - n - U_{пр} = 96\rho^{0,78}; \quad n^+ - p - U_{проб} = 49\rho^{0,78}$$

$$\text{Ge: } p^+ - n - U_{пр} = 100\rho^{0,8}; \quad n^+ - p - U_{проб} = 55\rho^{0,8}$$

С повышением температуры уменьшается длина свободного пробега носителей заряда, а значит и энергия, которую может приобрести носитель, на этой длине и её уже недостаточно для ионизации атома полупроводника. Следовательно повышение температуры приводит к увеличению пробивного напряжения при лавинном пробое.



Соотношение между туннельным и лавинным пробоем может быть оценено с помощью следующего эмпирического правила.

Рис

1. Если пробой происходит при $U_{np} \leq \frac{4\Delta E_g}{e}$, то механизм туннельный
2. $U_{np} \geq \frac{6\Delta E_g}{e}$ – лавинный
3. $\frac{4\Delta E_g}{e} < U < \frac{6\Delta E_g}{e}$ – действуют оба механизма

В кремниевых

диодах $U_n < 20$ в – лавинный

пробой; $20 \text{ в} > U_n > 5 \text{ в}$ – смешанный (Л.П. и Т.

$U_n < 5 \text{ в}$ – туннельный П.)
пробой.

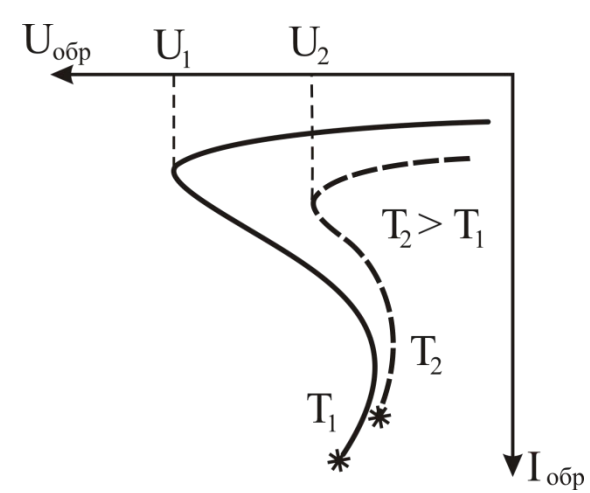


Рис 9

Явление теплового пробоя связано с тем, что при прохождении обратного тока в р-п – переходе выделяется определенное количество тепла. Если оно превосходит количество тепла, отводимое от р-п – перехода, температура перехода начнет повышаться, что приведет к увеличению концентрации носителей заряда и росту обратного тока. Это еще больше увеличит количество выделяемого тепла, а следовательно, концентрация увеличится еще больше и т.д. Такой процесс может привести к тепловому

пробую. С увеличением температуры окружающей среды пробивное напряжение при тепловом пробое уменьшается.

Все полученные формулы и рассуждения относятся к идеальному плоскому переходу.

Реальные переходы, на самом деле, обладают конечной кривизной, и на самом деле на их поверхности имеются различные неоднородности, которые приводят к снижению пробивного напряжения. Поэтому взаимное расположение $I_{пр}$, $I_{тп}$, $I_{л}$ сильно зависит от реальной геометрии и технологических дефектов.

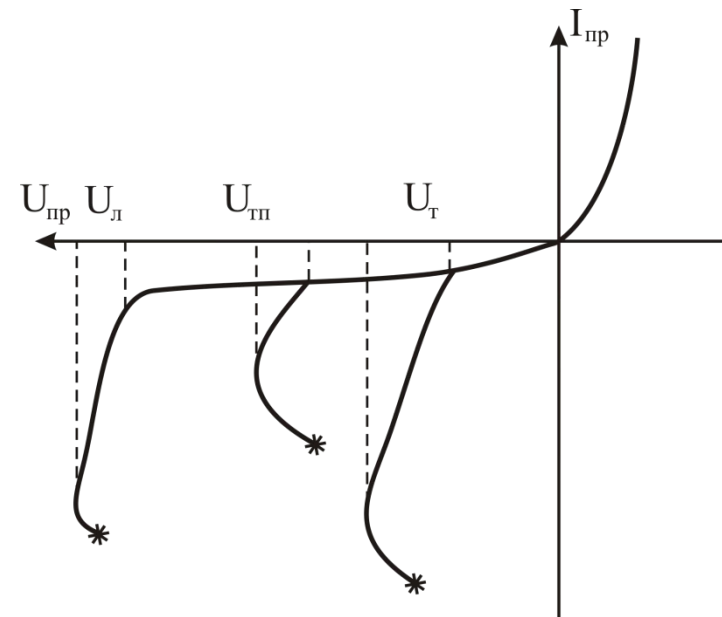


Рис 10