



# Диоды и гетеропереходы

Полупроводниковая емкость (варикап)

Выпрямительные диоды

Туннельный и обращенный диоды

Гетеропереходы

Авторы: Горбачев А.Г., Лютов Д.Л.

Группа 21301, 2003-04 уч.год





# Полупроводниковая емкость (варикап)

## Зависимость барьерной емкости $pn$ -перехода от смещения

При приложении к диоду напряжения изменяются величина барьера и величина заряда в ОПЗ, обусловленная нескомпенсированным зарядом доноров и акцепторов. Это приводит к тому, что барьер обладает емкостью, которую называют барьерной. Для барьерной емкости справедлива формула плоского конденсатора:

$$C = \frac{\partial Q(U)}{\partial U} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d(U)}$$

Рассчитаем эту емкость, пренебрегая концентрацией свободных носителей заряда в ОПЗ, и, предполагая, что вся легирующая примесь ионизована. Для нахождения распределения потенциала в ОПЗ воспользуемся уравнением Пуассона.

Суммарный заряд в ОПЗ должен быть равен нулю:





$$N_a d_p = N_d d_n$$

$$\frac{d_n}{d_p} = \frac{N_a}{N_d}$$

$$d = d_n + d_p$$

$$\frac{d_n}{d} = \frac{N_a}{N_a + N_d}, \quad \frac{d_p}{d} = \frac{N_d}{N_a + N_d}$$

При  $x=0$  решение для потенциала, полученное при отрицательной координате, должно сшиваться с решением полученным при положительной координате.

$$U(\rightarrow 0) = U(0 \leftarrow)$$

$$\frac{qN_a}{2\epsilon\epsilon_0} d_p^2 = -\frac{qN_d}{2\epsilon\epsilon_0} d_n^2 + U_k + U. \text{ Откуда:}$$

$$U_k + U = \frac{qN_a}{2\epsilon\epsilon_0} d_p^2 + \frac{qN_d}{2\epsilon\epsilon_0} d_n^2 = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} \left[ \frac{N_a N_d^2}{(N_a + N_d)^2} + \frac{N_d N_a^2}{(N_a + N_d)^2} \right] d^2 = \frac{qN_a N_d}{2\epsilon\epsilon_0 (N_a + N_d)} d^2$$

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 (N_a + N_d)(U_k + U)}{qN_a N_d}}$$

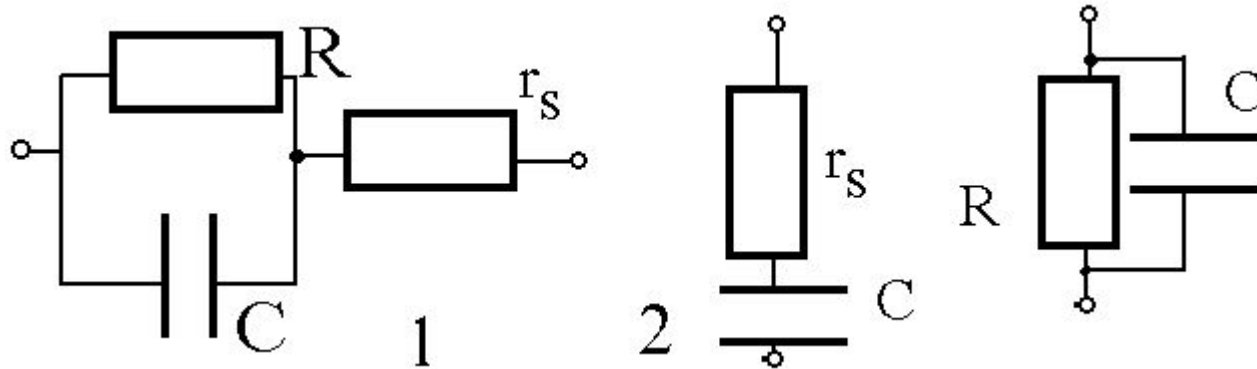
$$\text{Откуда: } C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d} = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_a N_d}{2(N_a + N_d)(U_k + U)}}$$





## Добротность варикапа

На нижнем рисунке показана эквивалентная схема варикапа (1).  
Используя ее рассчитаем добротность конденсатора.





$$Q = \frac{\text{Im } Z}{\text{Re } Z} = \frac{\omega CR^2}{r_s R^2 \omega^2 C^2 + R + r_s} \cong \frac{\omega CR}{r_s R \omega^2 C^2 + 1}$$

Учтено, что  $(R \gg r_s)$ .

В области высоких частот  $r_s R \omega^2 C^2 \gg 1$   $Q \cong \frac{1}{r_s \omega C}$  (схема.2)

Добротность зависит от сопротивления.толщи  $r_s$ .

В области низких частот  $r_s R \omega^2 C^2 \ll 1$   $Q \cong \omega CR$  (схема.3)

Добротность зависит от величины шунтирующего сопротивления R

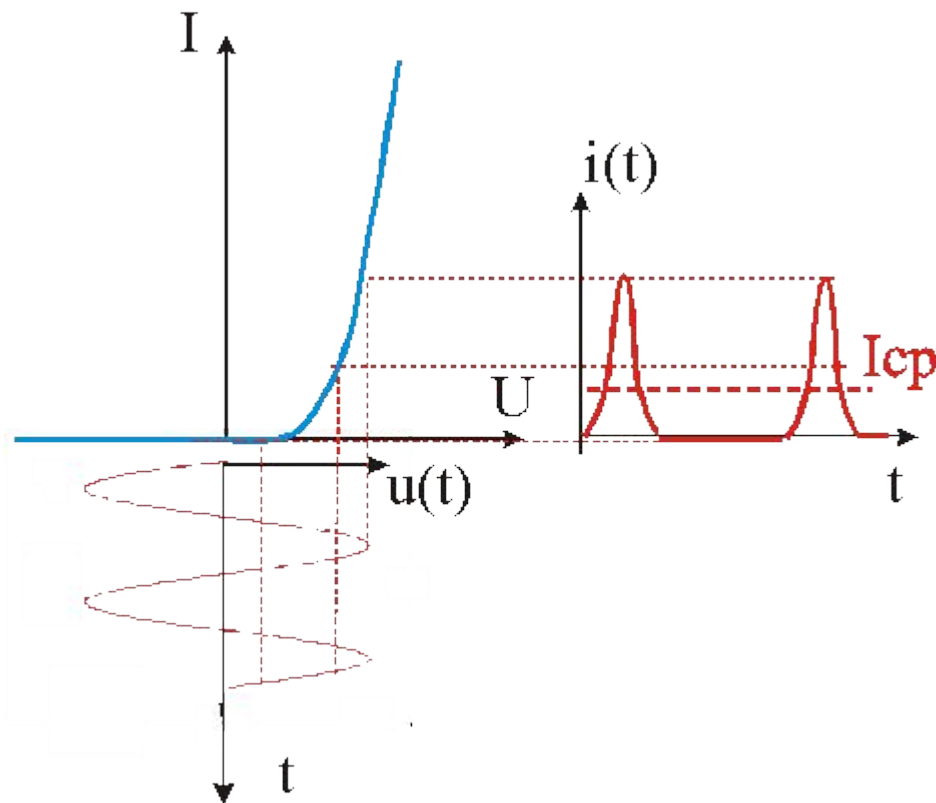




# Выпрямительные диоды

## Основные требования к выпрямительным диодам

Выпрямительный диод предназначен для преобразования переменного напряжения в постоянное. Идеальный выпрямитель должен при одной полярности ток пропускать, при другой полярности не пропускать. Свойства полупроводникового диода близки к свойствам идеального выпрямителя,

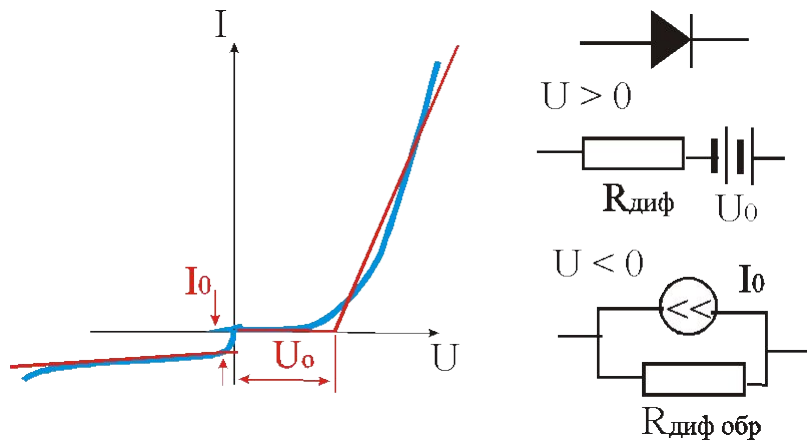




поскольку его сопротивление в прямом направлении на несколько порядков отличается сопротивления в обратном. К основным недостаткам полупроводникового диода следует отнести: при прямом смещении - наличие области малых токов на начальном участке и конечного сопротивления толщи  $r_s$  ; при обратном - наличие пробоя.

При электротехническом анализе схем с диодами отдельные ветви ВАХ представляют в виде прямых линий, что позволяет представить диод в виде различных эквивалентных схем. См. рисунок внизу. Выбор той или иной схемы замещения диода определяется конкретными условиями анализа и расчета устройства, включающего диоды.

Рассмотрим работу диода на активную нагрузку соответствующая схема показана на следующем рисунке. Ток через диод описывается его вольтамперной характеристикой  $i_d = f(u_d)$  , ток через нагрузочное сопротивление поскольку



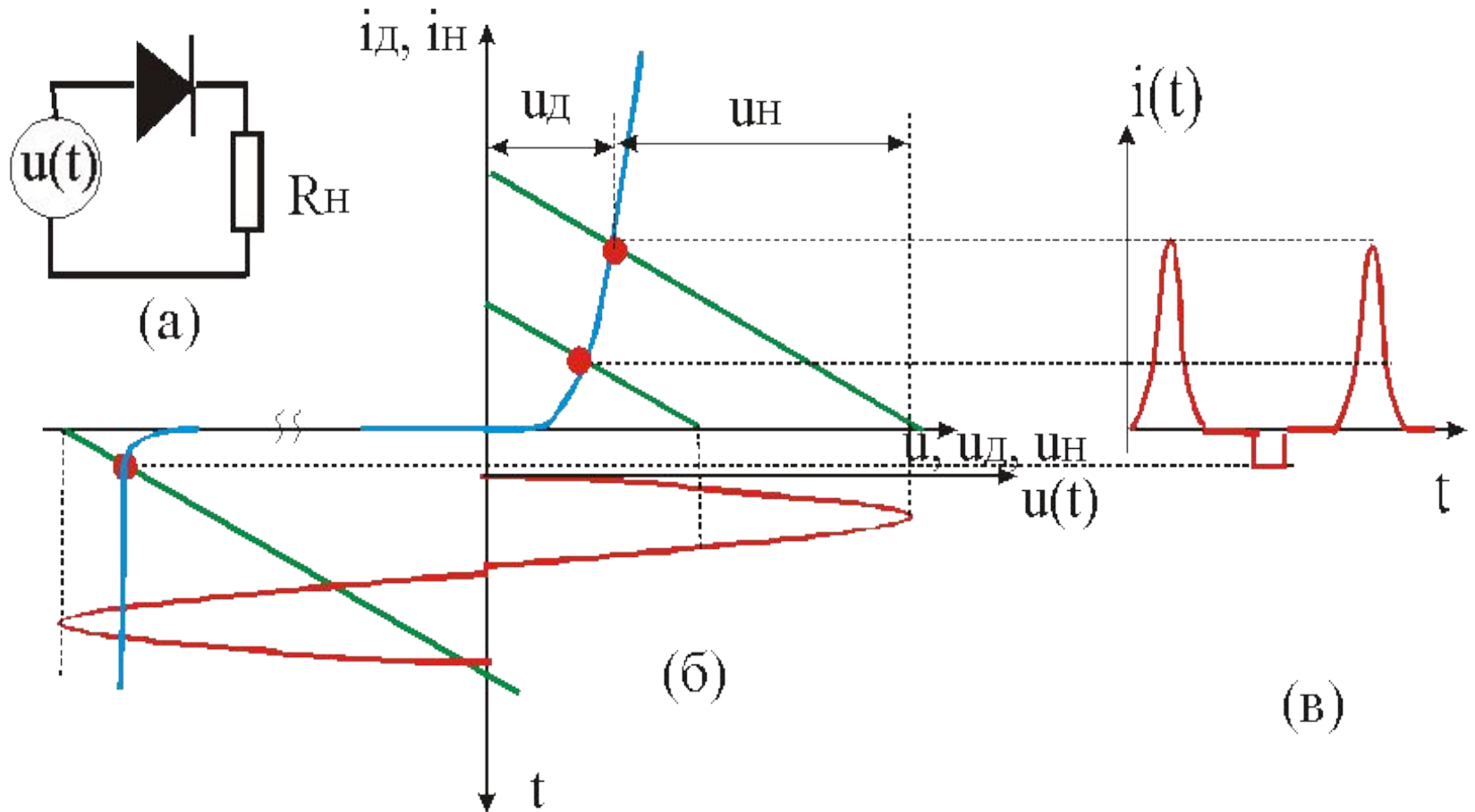


соединение последовательное будет равен току через диод  $i_d = i_n = i$  и для него справедливо соотношение  $i_n = (u(t) - u_d)/R_n$ . На рисунке показаны линии в одном масштабе показаны линии описывающие обе эти функциональные зависимости: вах диода и нагрузочную характеристику.

Как видно из рисунка, чем круче характеристика диода и чем меньше зона малых токов ("пятка"), тем лучше выпрямительные свойства диода. Заход рабочей точки в предпробойную область приводит не только к выделению в диоде большой мощности и возможному его разрушению, но и к потере выпрямительных свойств.





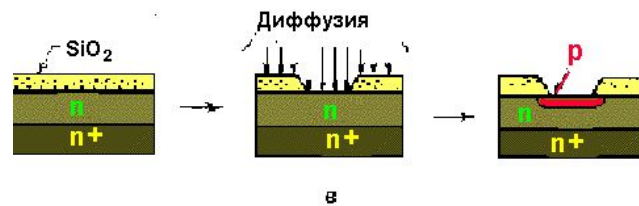
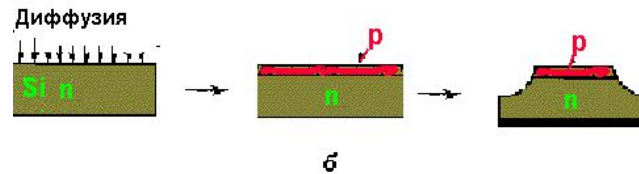
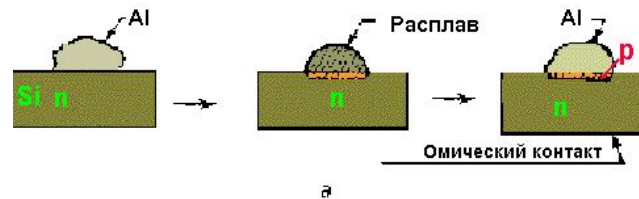




# Конструкция диодов

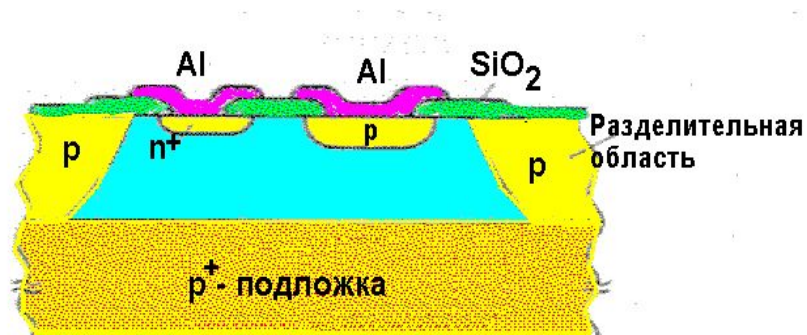
## Способы задания *pn*-перехода

При сплавной технологии изготовления диода или транзистора, электронно-дырочный переход образуется на границе раздела исходного кристалла и рекристаллизованной области, в которую происходило вплавление, см. нижний рисунок (а). На нижних рисунках (б) и (в) показаны различные способы изготовления PN перехода диффузией акцепторной примеси в кристалл N-типа.





На нижнем рисунке показан пример применения планарной технологии для изготовления транзистора. Эта технология получила широкое распространение и, в настоящее время широко используется не только диодов и транзисторов, но интегральных схем.





## Тепловое сопротивление полупроводниковых приборов

Выделяющаяся в полупроводниковом приборе мощность приводит к его разогреву. Для характеристики разогрева вводят тепловое сопротивление  $R_T$  [°/Вт]

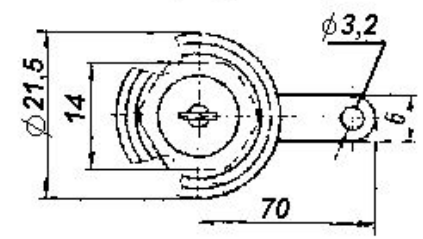
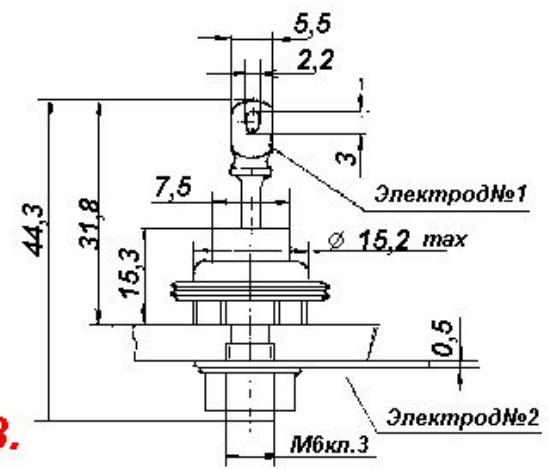
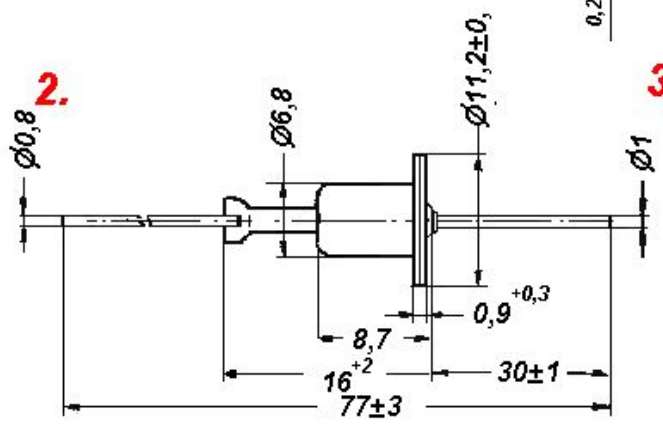
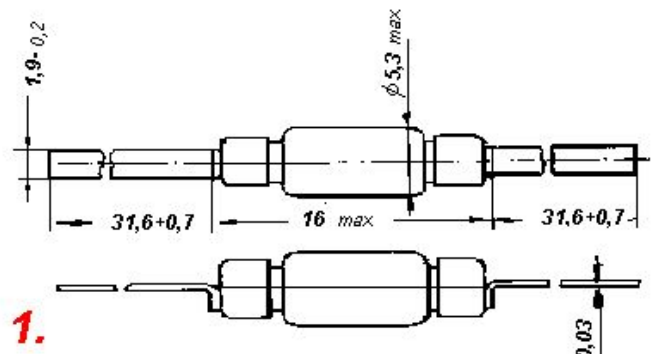
$$R_T = \frac{T_{\text{П}} - T_{\text{ОС}}}{\Delta P}$$

$T_{\text{П}}$  - температура PN перехода,  $T_{\text{ОС}}$  - температура окружающей среды

Величина  $R_T$  - зависит от конструкции прибора.

На нижнем рисунке показаны примеры конструкций диодов с различным сопротивлением: (слева-1,2-малой мощности)  $R_T = (100-200)$  °/Вт, (справа-3-средней мощности)  $R_T = 1-10$  °/Вт.



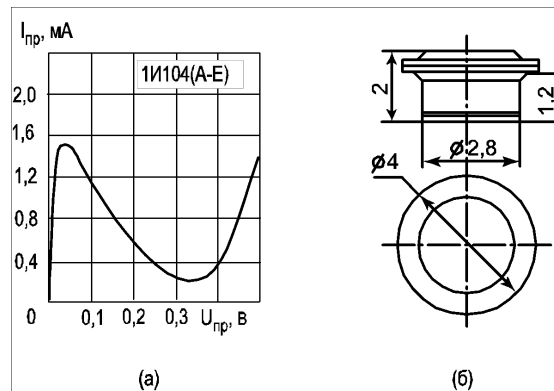




# Туннельный и обращенный диоды

**Туннельным диодом** называют полупроводниковый диод на основе  $p+-n+$  перехода с сильнолегированными областями, на прямом участке вольт-амперной характеристики которого наблюдается  $n$ -образная зависимость тока от напряжения.

На рисунке 4.13а приведена вольт-амперная характеристика типичного туннельного диода при прямом смещении.



## Туннельный диод 1И104

- а) вольт-амперная характеристика при прямом смещении;
- б) конструкция



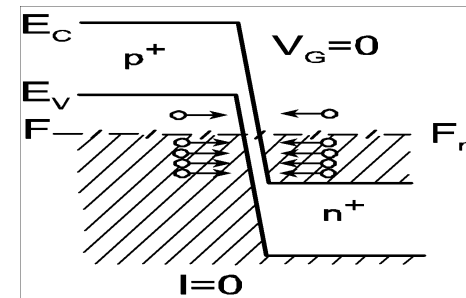


Проанализируем особенности вольт-амперной характеристики туннельного диода. Для этого рассмотрим  $p^+-n^+$  переход, образованный двумя вырожденными полупроводниками.

Если концентрация доноров и акцепторов в эмиттере и базе диода будет  $N_A, N_D \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , то концентрация основных носителей будет много больше эффективной плотности состояний в разрешенных зонах  $p \rho_0, n \rho_0 \gg N_C, N_V$ . В этом случае уровень Ферми будет находиться в разрешенных зонах  $p^+$  и  $n^+$  полупроводников.

В полупроводнике  $n^+$ -типа все состояния в зоне проводимости вплоть до уровня Ферми заняты электронами, а в полупроводнике  $p^+$ -типа – дырками. Зонная диаграмма  $p^+-n^+$  перехода, образованного двумя вырожденными полупроводниками, приведена на рисунке

Рис. Зонная диаграмма  $p^+-n^+$  перехода в равновесии





С позиции анализа токов, как обычного диода на основе  $p-n$  перехода для диффузионного тока (прямого) большая высота потенциального барьера. Чтобы получить типичные значения прямого тока, нужно приложить большое прямое напряжение (больше или примерно равное половине ширины запрещенной зоны  $E_g/2$ ). В выражении для дрейфового тока (обратного) концентрация неосновных носителей  $n_p = \frac{n_i^2}{N_D}$  мала и поэтому обратный ток тоже будет мал.

Рассчитаем, чему равна геометрическая ширина вырожденного  $p-n$  перехода. Будем считать, что при этом сохраняется несимметричность  $p-n$  перехода ( $p+$  – более сильнолегированная область). Тогда ширина  $p+-n+$  перехода мала:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 2\varphi_0}{qN_D}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 E_g}{qN_D}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1 \cdot 10^{-12} \cdot 1}{1.6 \cdot 10^{19}}} \sim 10^{-6} \text{ м} \sim 100 \text{ \AA}$$







Дейройлевскую длину волны электрона оценим из простых соотношений:

$$E = kT = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad E = \frac{\hbar^2 (2\pi)^2}{2m\lambda^2} = kT; \quad \lambda = \frac{2mkT}{h^2} = \frac{1}{h} \sqrt{2mkT} \quad \lambda = \frac{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}}{6,3 \cdot 10^{-34}} \sim 140 \text{ \AA}$$

Таким образом, геометрическая ширина  $p^+-n^+$  перехода оказывается сравнима с дейройлевской длиной волны электрона. В этом случае в вырожденном  $p^+-n^+$  переходе можно ожидать проявления квантово-механических эффектов, одним из которых является туннелирование через потенциальный барьер. При узком барьере вероятность туннельного просачивания через барьер отлична от нуля.

Рассмотрим более подробно туннельные переходы в вырожденных  $p^+-n^+$  переходах при различных напряжениях. На рисунке показана зонная диаграмма туннельного диода при обратном смещении.

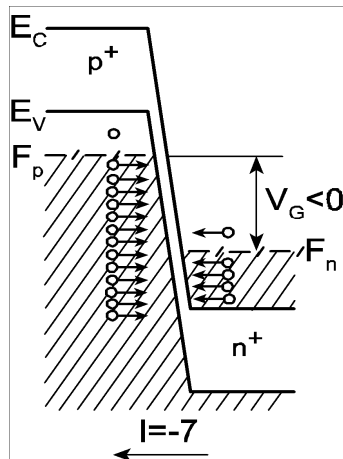


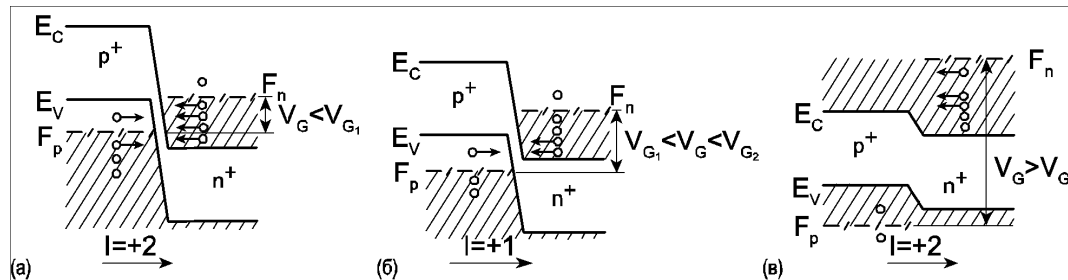
Рис. Зонная диаграмма туннельного диода при обратном смещении





При обратном напряжении ток в диоде обусловлен туннельным переходом электронов из валентной зоны на свободные места в зоне проводимости. Поскольку концентрация электронов и число мест велики, то туннельный ток резко возрастает с ростом обратного напряжения. Такое поведение вольт-амперных характеристик резко отличает туннельный диод от обычного выпрямительного диода.

При прямом напряжении ток в диоде обусловлен туннельным переходом электронов из зоны проводимости на свободные места в валентной зоне. Поскольку туннельные переходы происходят без рассеяния, то есть с сохранением энергии туннелирующей частицы, то на зонной диаграмме эти процессы будут отражены прямыми горизонтальными линиями. На рисунке показаны зонные диаграммы туннельного диода при прямом смещении, соответствующие трем точкам на прямом участке вольт-амперной характеристики.



**Рис. 4.16. Зонные диаграммы туннельного диода при прямом смещении**  
а) участок 1; б) участок 2; в) участок 3





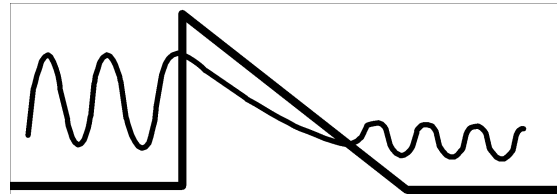
На участке 1 при небольшом прямом напряжении против электронов зоны проводимости начинают появляться свободные места в валентной зоне при той же самой энергии. По мере роста напряжения число свободных мест возрастает и ток растет с ростом напряжения. Туннельный ток достигает максимума, когда все свободные места в валентной зоне оказываются по энергии напротив энергетических уровней, занятых электронами в зоне проводимости (участок 2). Затем, по мере роста прямого напряжения, число этих свободных мест начинает уменьшаться, поскольку по энергии напротив уровней, занятых электронами в зоне проводимости оказывается состояние в запрещенной зоне (которые в идеальных полупроводниках вообще отсутствуют). На участке 3 туннельный ток уменьшается с ростом напряжения и превращается в ноль, когда запрещенная зона  $p+$  полупроводника будет находиться по энергии напротив уровней, занятых электронами в зоне проводимости.

При дальнейшем росте прямого напряжения появляется компонента обычного диффузионного тока  $p-n$  перехода.

Участок 3 на рисунке – это участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Рассмотрим более подробно вольт-амперную характеристику туннельного диода. Форма потенциального барьера обусловлена полем  $p-n$  перехода. На рисунке схематически изображен волновой пакет при туннелировании через потенциальный барьер треугольной формы





- Рис. 4.17. Схематическое изображение туннелирования волнового пакета через потенциальный барьер
- Возьмем уравнение Шредингера , где  $H$  – гамильтониан для свободного электрона ,  $E$  – энергия электрона.

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U(x)$$

- Введем .

$$\alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E; \quad \beta = \frac{2m}{\hbar^2} (E_g - E)$$

- Тогда снаружи от потенциального барьера уравнение Шредингера будет иметь вид .

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \alpha^2\psi = 0$$





- Внутри потенциального барьера

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - \beta^2\psi = 0$$

- Решение для волновых функций электрона будем искать в следующем виде

– падающая волна и отраженная,

$$\psi = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}$$

– прошедшая волна,

$$\psi = A_s e^{ikx}$$

- волна в барьере –

$$\psi = A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x}$$

- Используем условие непрерывности для волновой функции и ее производные

- на границах потенциального барьера, а также предположение об узком и глубоком потенциальном барьере ( $\beta W \gg 1$ ).

$$\psi, \frac{d\psi}{dx}$$





- В этом случае для вероятности туннельного перехода  $T$  получаем:

$$T_t = \frac{|\psi_{III}|^2}{|\psi_I|^2} = \frac{A_s^2}{A_t^2} = 4 \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m}E_g^{3/2}}{3qE\hbar}\right)$$

- Выражение для туннельного тока электронов из зоны проводимости на свободные места в валентной зоне будет описываться следующим соотношением

$$I_{C \rightarrow V} = AT_t \int_0^{E_V} f_C(E) N_C(E) [1 - f_V(E)] N_V(E) dE$$

- где использованы стандартные обозначения для функции распределения и плотности квантовых состояний.
- При равновесных условиях на  $p+n$  переходе токи слева и справа друг друга уравновешивают: .
- При подаче напряжения туннельные токи слева и справа друг друга уже не уравновешивают:

$$I = I_{C \rightarrow V} - I_{V \rightarrow C} = AT_t \int (f_C - f_V) N_C(E) N_V(E) dE$$



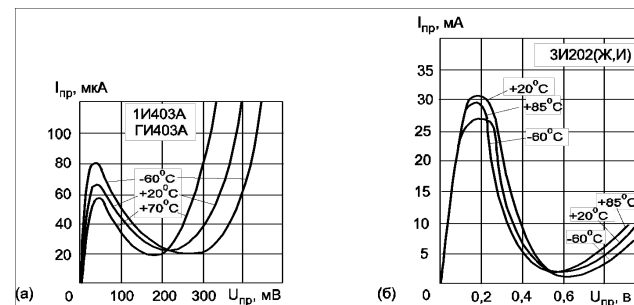


- Здесь  $f_C$ ,  $f_V$  – неравновесные функции распределения для электронов в зоне проводимости и валентной зоне.
- Решение уравнения (приведённого выше) имеет следующий вид:

$$I = A' \frac{qV}{4kT} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - qV)^2$$

- где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  – расстояние от энергии Ферми до дна зоны проводимости или вершины валентной зоны.
- Расчет вольт-амперных характеристик туннельного диода по уравнению (4.28) дает хорошее согласие с экспериментом. На рисунке 4.18 приведены температурные зависимости прямого тока от напряжения в туннельных диодах, изготовленных из германия и арсенида галлия. Видно, что у диода с более широкозонным материалом GaAs, чем Ge минимум тока находится при больших значениях прямого напряжения.

- **Рис. 4.18. Температурные зависимости**
- **прямого тока от напряжения в**
- **туннельных диодах**
- **а) германиевый диод 1И403, б)**
- **арсенидгалиевый диод 3И202**

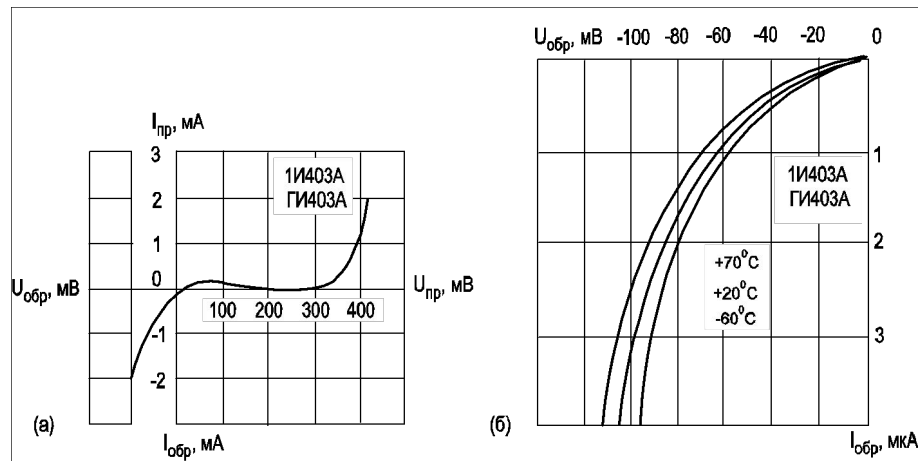




- Отметим, что туннельный диод имеет высокие значения максимальной граничной частоты  $f_{\max} \sim 10^9$  Гц, поскольку времена процессов при туннелировании составляют наносекунды, то есть  $\tau_{\min} \sim 10^{-9}$  с. По этой причине туннельные диоды используются в СВЧ-технике.
- Рассмотрим вольт-амперные характеристики  $p-n$  перехода в особом случае, когда энергия Ферми в электронном и дырочном полупроводниках совпадает или находится на расстоянии  $\pm kT/q$  от дна зоны проводимости или вершины валентной зоны. В этом случае вольт-амперные характеристики такого диода при обратном смещении будут точно такие же, как и у туннельного диода, то есть при росте обратного напряжения будет быстрый рост обратного тока. Что касается тока при прямом смещении, то туннельная компонента ВАХ будет полностью отсутствовать в связи с тем, что нет полностью заполненных состояний в зоне проводимости. Поэтому при прямом смещении в таких диодах до напряжений, больше или равных половине ширины запрещенной зоны, ток будет отсутствовать. С точки зрения выпрямительного диода вольт-амперная характеристика такого диода будет инверсной, то есть будет высокая проводимость при обратном смещении и малая при прямом. В связи с этим такого вида туннельные диоды получили название обращенных диодов. На рисунке 4.19 приведена вольт-амперная характеристика обращенного диода.







**Рис. 4.19. Вольт-амперная характеристика германиевого обращенного диода ГИ403**

- а) полная ВАХ б) обратный участок ВАХ при разных температурах
- Таким образом, обращенный диод – это туннельный диод без участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Высокая нелинейность вольт-амперной характеристики при малых напряжениях вблизи нуля (порядка микровольт) позволяет использовать этот диод для детектирования слабых сигналов в СВЧ-диапазоне.





# Гетеропереходы

- Гетеропереходом называют контакт двух полупроводников различного вида и разного типа проводимости, например, pGe – nGaAs. Отличие гетеропереходов от обычного p – n перехода заключается в том, что в обычных p – n переходах используется один и тот же вид полупроводника, например, pSi – nSi. Поскольку в гетеропереходах используются разные материалы необходимо, чтобы у этих материалов с высокой точностью совпадали два параметра: температурный коэффициент расширения (ТКР) и постоянная решетки.
- С учетом сказанного, количество материалов для гетеропереходов ограничено. Наиболее распространенными из них являются германий Ge, арсенид галлия GaAs, фосфид индия InP, четырехкомпонентный раствор InGaAsP.
- В зависимости от ширины запрещенной зоны  $E_g$ , электронного сродства  $\chi$  и типа легирования узкозонной и широкозонной областей гетероперехода возможны различные комбинации  $E_g$  и  $\chi$ . На рисунке 2.13. показаны эти различные комбинации при условии равенства термодинамических работ выхода



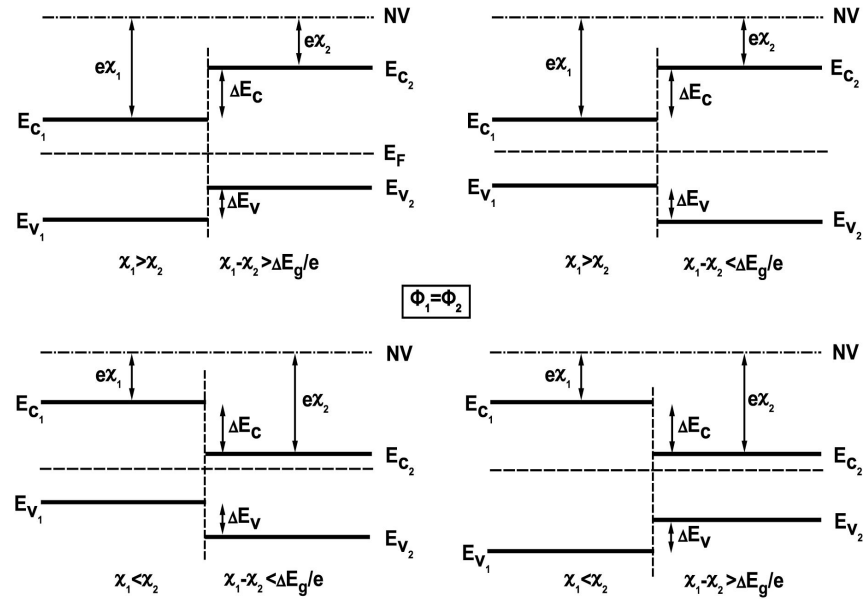


Рис. 2.13. Зонные диаграммы гетеропереходов при различных комбинациях  $E_g$  и  $\chi$  в случае равенства термодинамических работ выхода  $\Phi_1 = \Phi_2$ .





- Для построения зонных диаграмм, детального анализа распределения электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода, а также величины и компонент электрического тока для гетеропереходов необходимо учитывать, что у различных полупроводников будут отличаться значения электронного сродства  $\chi$ , ширины запрещенной зоны  $E_g$  и значение диэлектрической проницаемости  $\epsilon_s$ .
- С учетом этих факторов построим зонную диаграмму гетероперехода германий – арсенид галлия pGe – nGaAs. Значение параметров полупроводниковых материалов, выбранных для расчета зонной диаграммы приведены в таблице 2.





- Таблица 2

Параметры материала	обозначение	Германий pGe	Арсенид галлия nGaAs
Постоянная решетки, Å	$a$	5.654	5.658
Температурный коэффициент расширения	TKP		
Легирующая концентрация, см <sup>-3</sup>	$N_{A,D}$	$3 \cdot 10^{16}$	$10^{16}$
Расстояние от уровня Ферми до зоны разрешенных энергий, эВ	$W_0$	0.14	0.17
Расстояние от уровня Ферми до середины запрещенной зоны, эВ	$\varphi_0$	0.21	0.55
Электронное сродство, В	$\chi$	4,05	4,07



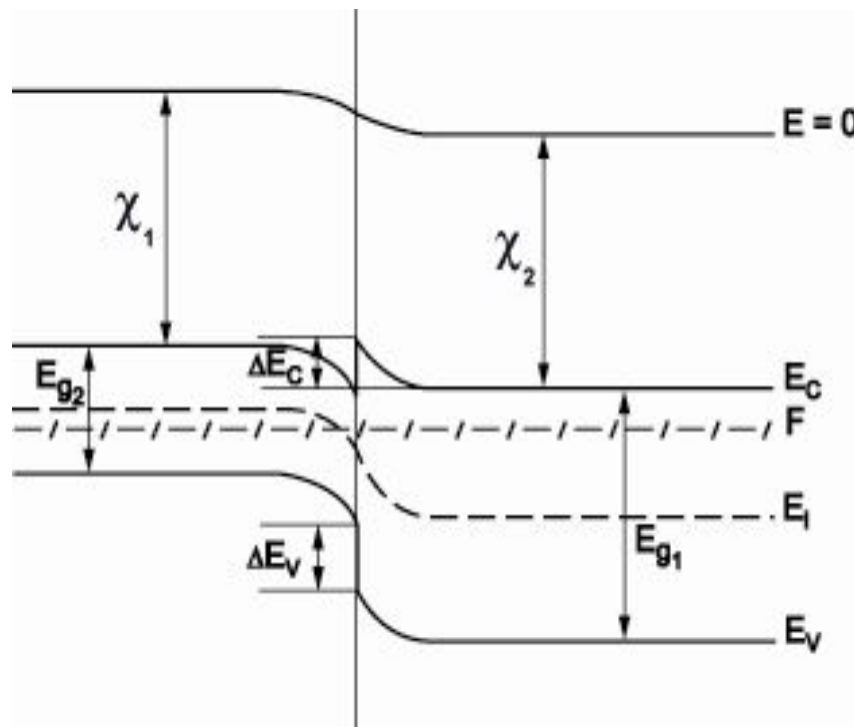


- Приведем в контакт германий pGe и арсенид галлия nGaAs
- При построении зонной диаграммы гетероперехода учтем следующие факторы:
- 1. Уровень вакуума  $E = 0$  непрерывен.
- 2. Электронное сродство в пределах одного сорта полупроводника  $\chi_{Ge}$  и  $\chi_{GaAs}$  постоянно.
- Ширина запрещенной зоны  $E_g$  в пределах одного сорта полупроводника остается постоянной.
- С учетом сказанного, в процессе построения зонной диаграммы гетероперехода при сращивании дна зоны проводимости  $E_c$  этих полупроводников на металлургической границе перехода на зонной диаграмме образуется “пичёк”. Величина “пичка”  $\Delta E_c$  равна  $\Delta E_c = \chi_{Ge} - \chi_{GaAs}$ .
- При сшивании вершины валентной зоны  $E_v$  в области металлургического перехода, получается разрыв  $\Delta E_v$ . Величина “разрыва” равна
- $\Delta E_v = -\chi_{Ge} - E_g Ge + \chi_{GaAs} + E_g GaAs = -\Delta E_c + (E_g GaAs - E_g Ge)$ .
- Из приведенных соотношений следует, что суммарная величина “пичка”  $\Delta E_c$  и “разрыва”  $\Delta E_v$  составляет
- $\Delta E_c + \Delta E_v = (E_g GaAs - E_g Ge)$ .
- На рисунке 2.13. приведена таким образом построенная зонная диаграмма гетероперехода pGe – nGaAs.



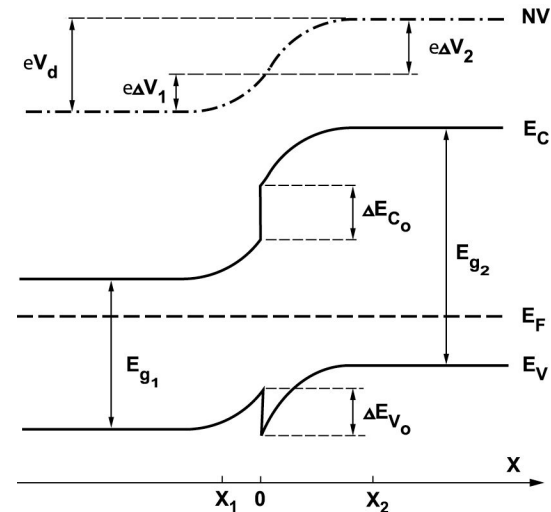


- Рис. 2.13. Зонная диаграмма гетероперехода pGe – nGaAs в равновесных условиях





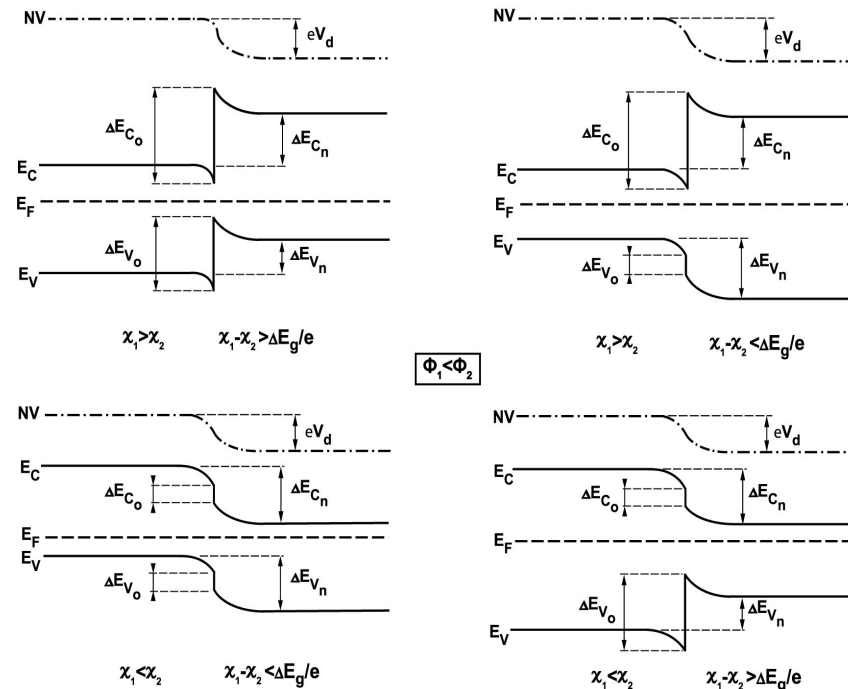
- Рассмотрим зонную диаграмму гетероперехода из этих же материалов, германия и арсенида галлия, но с другим типом проводимости pGaAs – nGe. Используем те же самые принципы при построении этой зонной диаграммы. Получаем, что в этом случае “разрыв” наблюдается в энергетическом положении дна зоны проводимости и величина этого “разрыва”  $\Delta E_c$  равна
- $\Delta E_c = \chi_{Ge} - \chi_{GaAs}$ .
- “Пичок” наблюдается в области металлургического перехода для энергии вершины валентной зоны  $E_v$ . Величина “пичка”  $\Delta E_v$  равна
- $\Delta E_v = -\chi_{Ge} - E_{g, Ge} + \chi_{GaAs} + E_{g, GaAs} = -\Delta E_c + (E_{g, GaAs} - E_{g, Ge})$ .
- Рис. 2.14. Зонная диаграмма гетероперехода nGe – pGaAs в равновесных условиях







- Аналогичным образом можно построить зонные диаграммы для гетеропереходов при любых комбинациях уровней легирования, ширины запрещенной зоны и электронного сродства. На рисунке 2.15. приведены соответствующие зонные диаграммы для различных типов гетеропереходов. Обращает на себя внимание тот факт, что “пикек” и “разрыв” для энергетических уровней  $E_v$ ,  $E_c$  в области металлургического перехода может наблюдаться в различных комбинациях.



- Рис. 2.16. Зонные диаграммы для различных типов гетеропереходов.



$$E_{1\max} = \frac{qN_d W_{1n}}{\varepsilon_1 \varepsilon_0};$$

- Распределение электрического поля и потенциала в области пространственного заряда для гетероперехода будет аналогично, как и в случае p – n перехода, но с различным значением диэлектрических постоянных  $\varepsilon_s$  для левой и правой частей. Решение уравнения Пуассона в этом случае дает следующие выражения для электрического поля  $E$ , потенциала  $\psi$  и ширины обедненной области  $W_{1n}$  и  $W_{2p}$  при наличии внешнего напряжения.

$$E_{1\max} = \frac{qN_d W_{1n}}{\varepsilon_1 \varepsilon_0}; \quad E_{2\max} = \frac{qN_A W_{2p}}{\varepsilon_2 \varepsilon_0};$$

$$V_{1n} = \frac{qN_d W_{1n}^2}{2\varepsilon_1 \varepsilon_0} \quad V_{2p} = \frac{qN_A W_{2p}^2}{2\varepsilon_2 \varepsilon_0}$$

$$W_{1n} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_0 (\Delta\varphi_0 - V)}{qN_d^2 \left( \frac{\varepsilon_1}{N_A} + \frac{\varepsilon_2}{N_d} \right)}};$$

$$W_{2p} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_0 (\Delta\varphi_0 - V)}{qN_A^2 \left( \frac{\varepsilon_1}{N_A} + \frac{\varepsilon_2}{N_d} \right)}};$$

- Полная ширина области пространственного заряда гетероперехода  $W$  равная  $W = W_{1n} +$

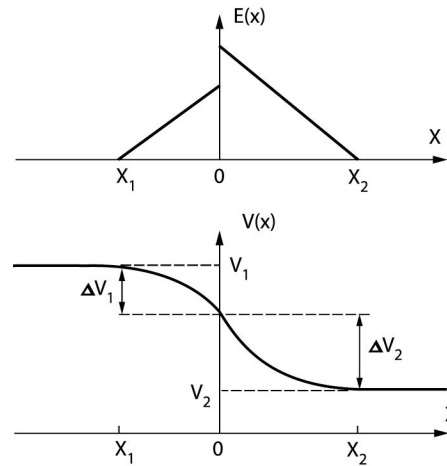
$W_{2p}$  будет описываться уравнением

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_0(\Delta\varphi_0 - V)}{q} \left( \frac{1}{N_A\varepsilon_1} + \frac{1}{N_D\varepsilon_2} \right)}$$

- Высота потенциального барьера в гетеропереходе будет определяться суммой потенциалов для каждой из областей гетероперехода

$$\Delta\varphi_0 = V_{1n} + V_{2p}$$

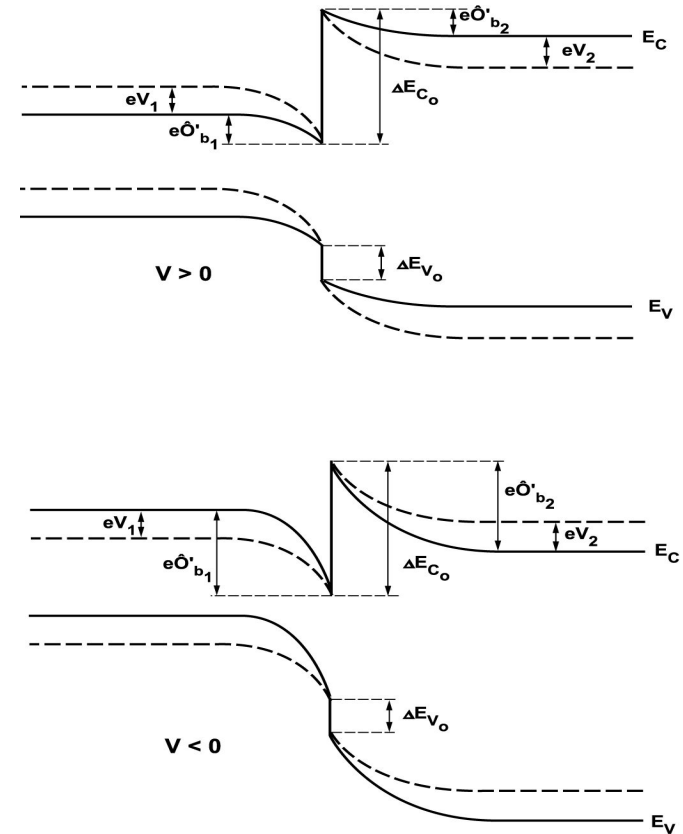
- Функциональная зависимость электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода от координаты будет соответственно линейной и квадратичной, как и в случае p-n перехода. Скачок электрического поля в гетеропереходе на металлургической границе обусловлен различными значениями диэлектрических постоянных  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ . В этом случае согласно теореме Гаусса
- $\varepsilon_1 E_{1\max} = \varepsilon_2 E_{2\max}$  ( )
- На рисунке 2.16. показаны распределение электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода



- Рис. 2.16. Распределение электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода nGe - pGaAs.
- Рассмотрим зонную диаграмму гетероперехода при приложении внешнего напряжения  $V$ . Как и в случае p-n перехода, знак напряжения будет определяться знаком приложенного напряжения на p – область гетероперехода. На рисунке 2.17. приведены зонные диаграммы при положительном и отрицательном напряжениях на гетеропереходе nGe – pGaAs. Пунктиром на этих же зонных диаграммах изображены энергетические уровни в равновесных условиях  $V = 0$ .

- Рис. 2.17. Зонные диаграммы гетероперехода nGe – pGaAs при положительном  $V > 0$  и отрицательном  $V < 0$  напряжениях. Пунктиром изображены энергетические уровни в равновесных условиях  $V = 0$ .
- Расчет вольтамперных характеристик гетероперехода проводится исходя из баланса токов термоэлектронной эмиссии. Это рассмотрение было подробно проведено в разделе вольтамперные характеристики для барьеров Шоттки. Используя тот же самый подход, для вольтамперной характеристики гетероперехода получаем следующие зависимости.

$$J = J_s (e^{\beta V} - 1)$$



- Для различных типов гетеропереходов экспоненциальная зависимость тока от напряжения в виде (вышеуказанной ф-лы) сохраняется, выражение для тока  $J_s$  модифицируется.
- Для гетеропереходов типа pGe – nGaAs легко реализовать одностороннюю инжекцию, даже в случае одинакового уровня легирования в эмиттере pGe и базе nGaAs гетероперехода. Действительно, при прямом смещении отношение дырочной  $J_p$  и электронной  $J_n$  компонент инжекционного тока будет определяться отношением концентрации неосновных носителей

$$\frac{J_p}{J_n} = \frac{\frac{qL_p p_n}{\tau_p}}{\frac{qL_n n_p}{\tau_n}} \approx \frac{p_n}{n_p} = \frac{n_{i2}^2}{N_d} \Big/ \frac{n_{i1}^2}{N_A} = \frac{n_{i2}^2}{n_{i1}^2};$$

- Поскольку арсенид галлия более широкозонный полупроводник, чем германий, то собственная концентрация в арсениде галлия  $n_i2$  будет много меньше, чем в германии  $n_i1$ , следовательно дырочная  $J_p$  компонента инжекционного тока будет много меньше, чем электронная  $J_n$  компонента. Весь инжекционный ток в гетеропереходе  $pGe - nGaAs$  будет определяться электронной компонентой.
- Зонная диаграмма гетеропереходов показывает, что в области “пичка” для электронов или дырок реализуется потенциальная яма. Расчеты электрического поля в этой области показывают, что его значение достигает величины  $E \sim 10^6$  В/см. В этом случае электронный газ локализован в узкой пространственной области вблизи металлургической границы гетероперехода. Для описания такого состояния используют представление о двумерном электронном газе. Решение уравнение Шредингера показывает наличие энергетических уровней существенно отстоящих друг от друга. На рисунке показаны схема этих энергетических уровней.

- Рис. Зонная диаграмма гетероперехода, иллюстрирующая двумерное квантование.

