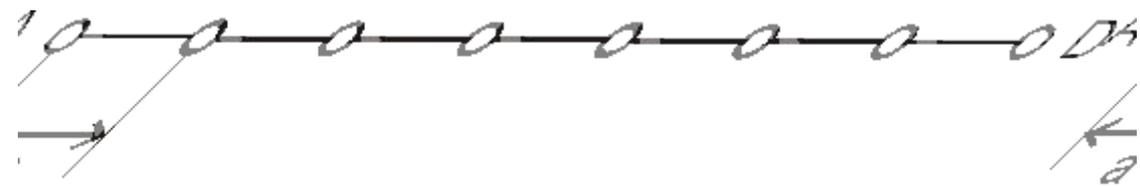
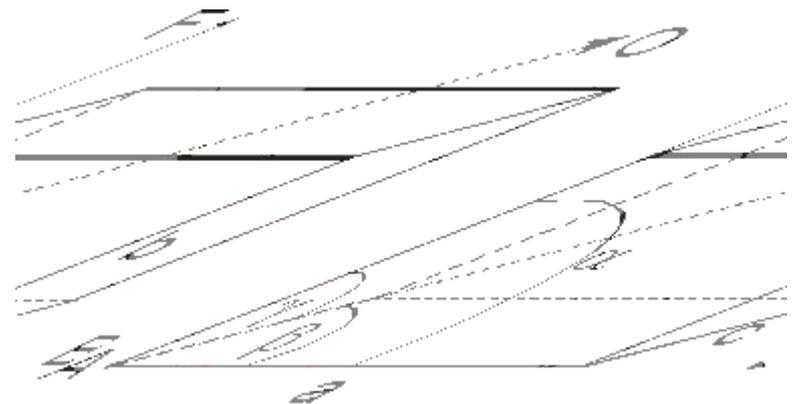
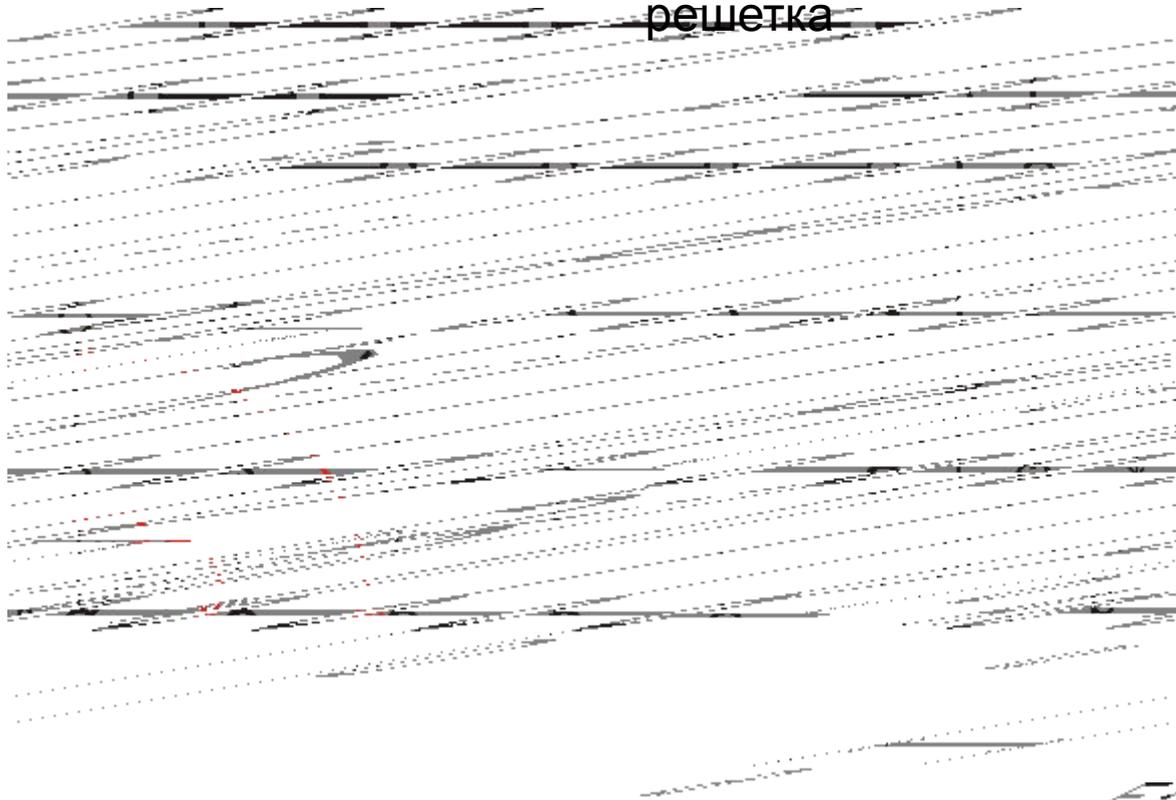


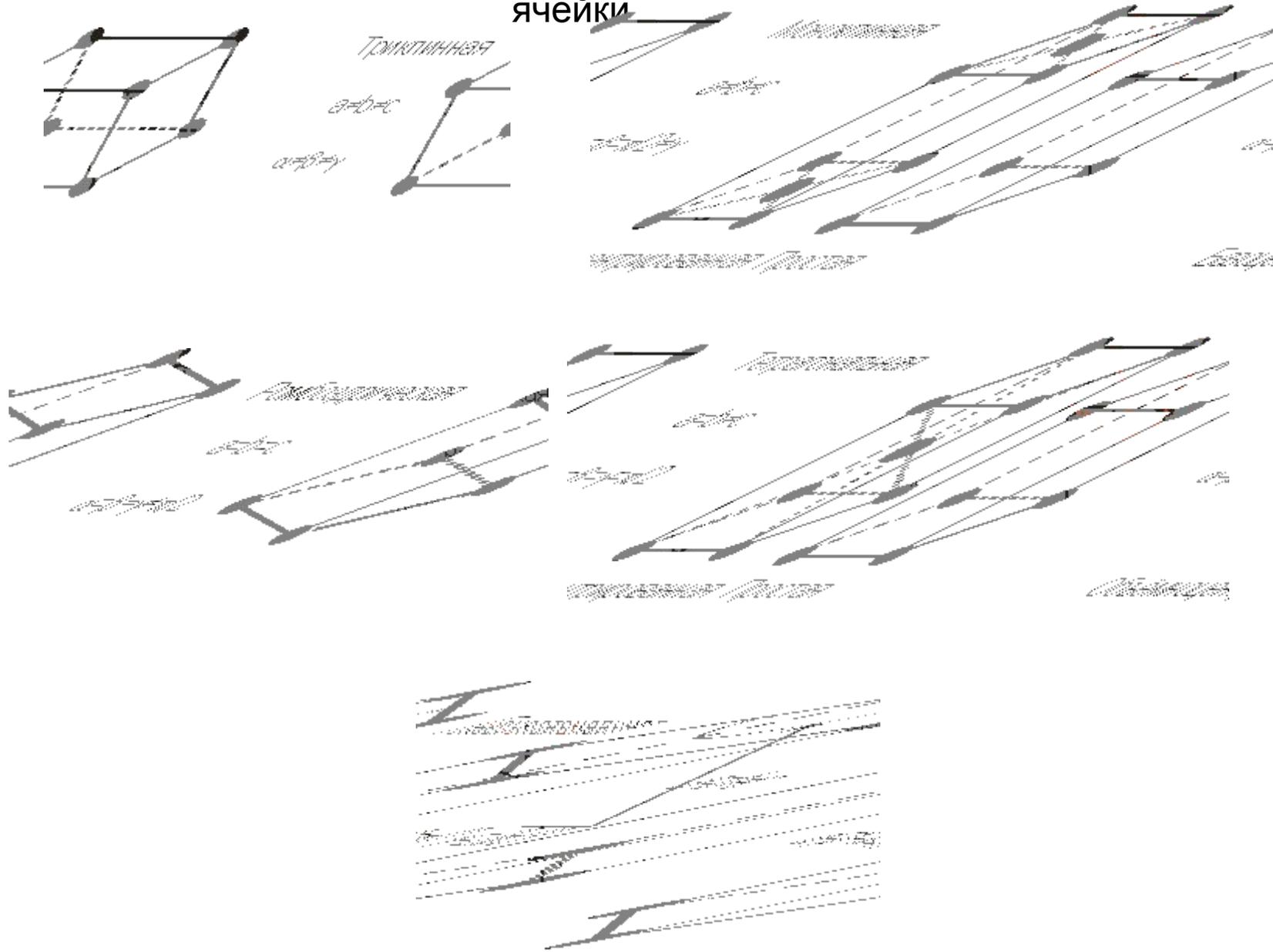
# Основы кристаллофизики

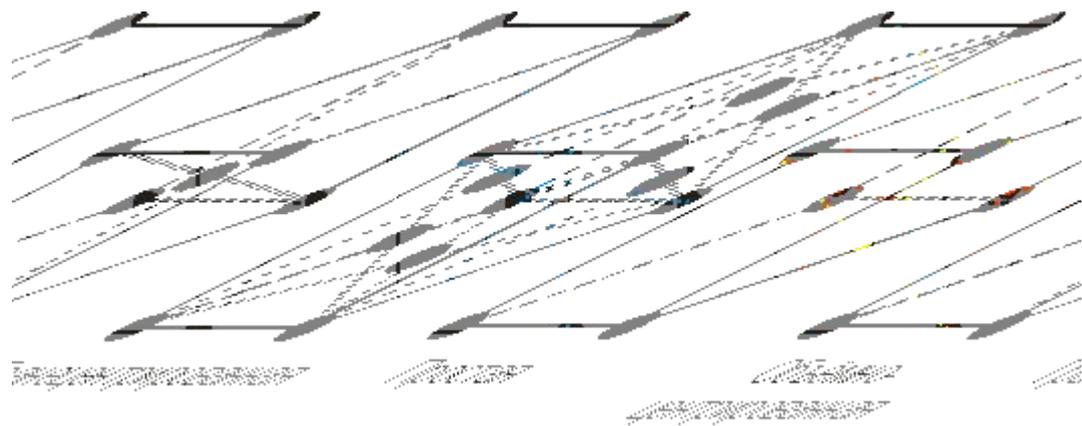


# Кристаллическая решетка

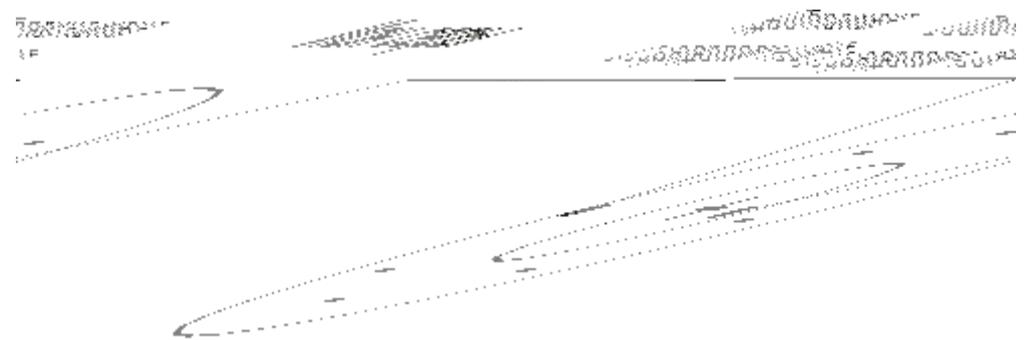
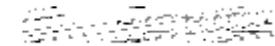
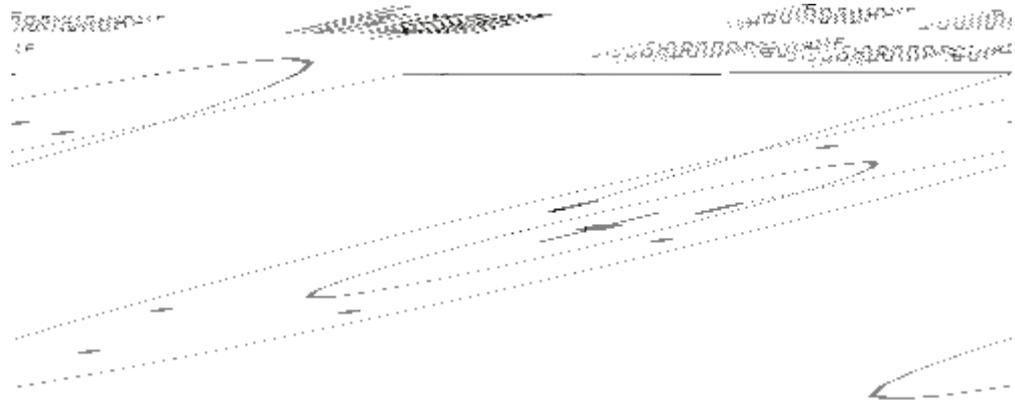


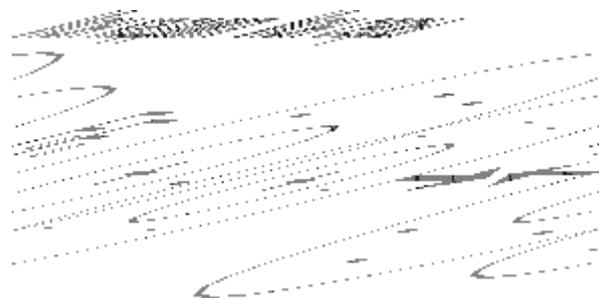
# Элементарные ячейки



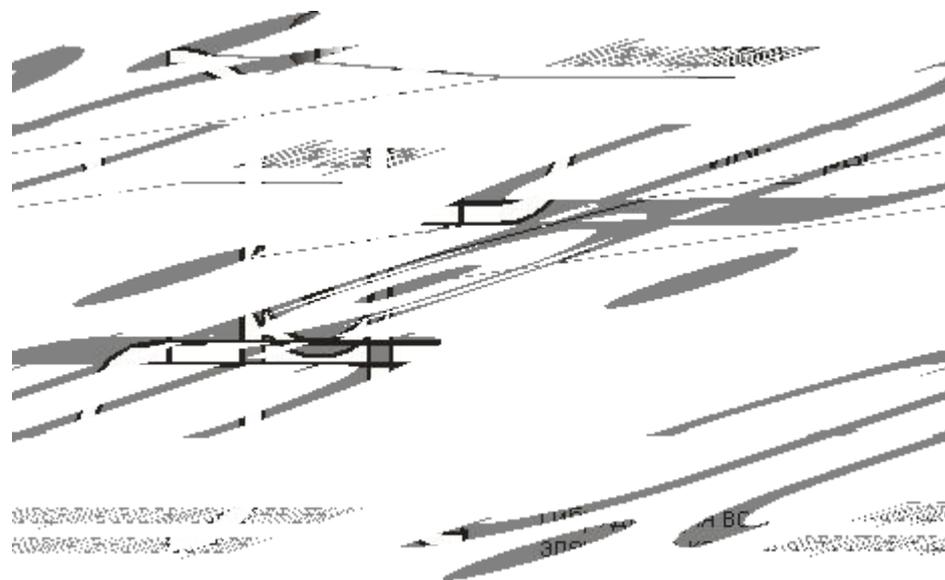
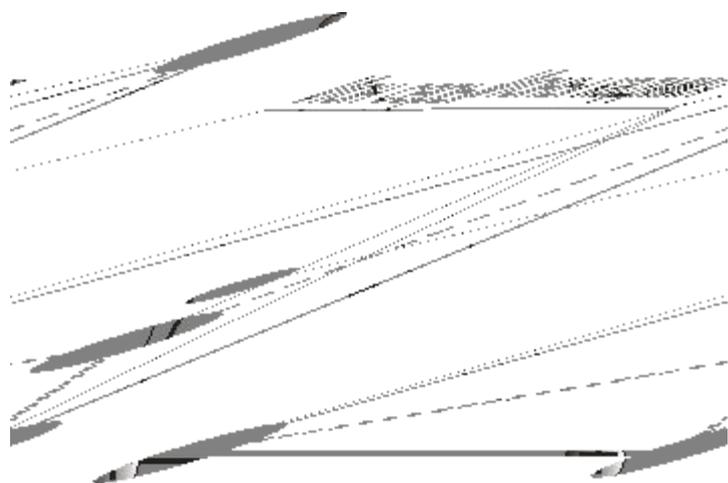
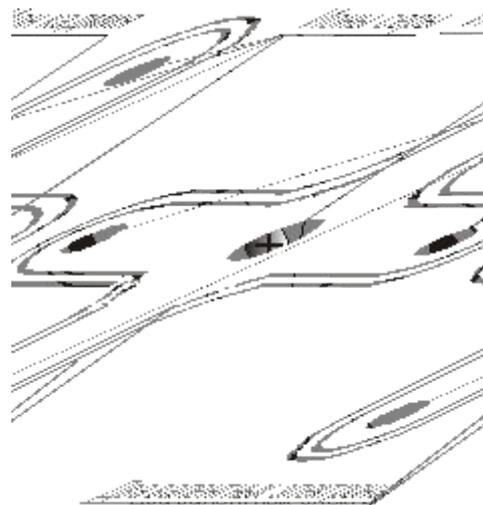
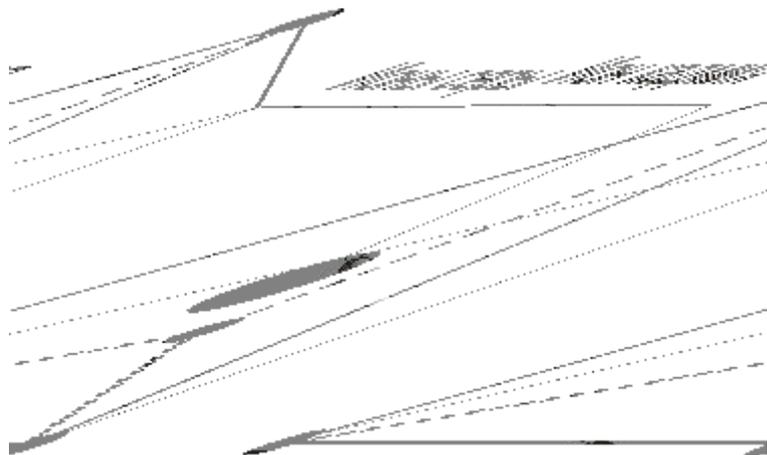


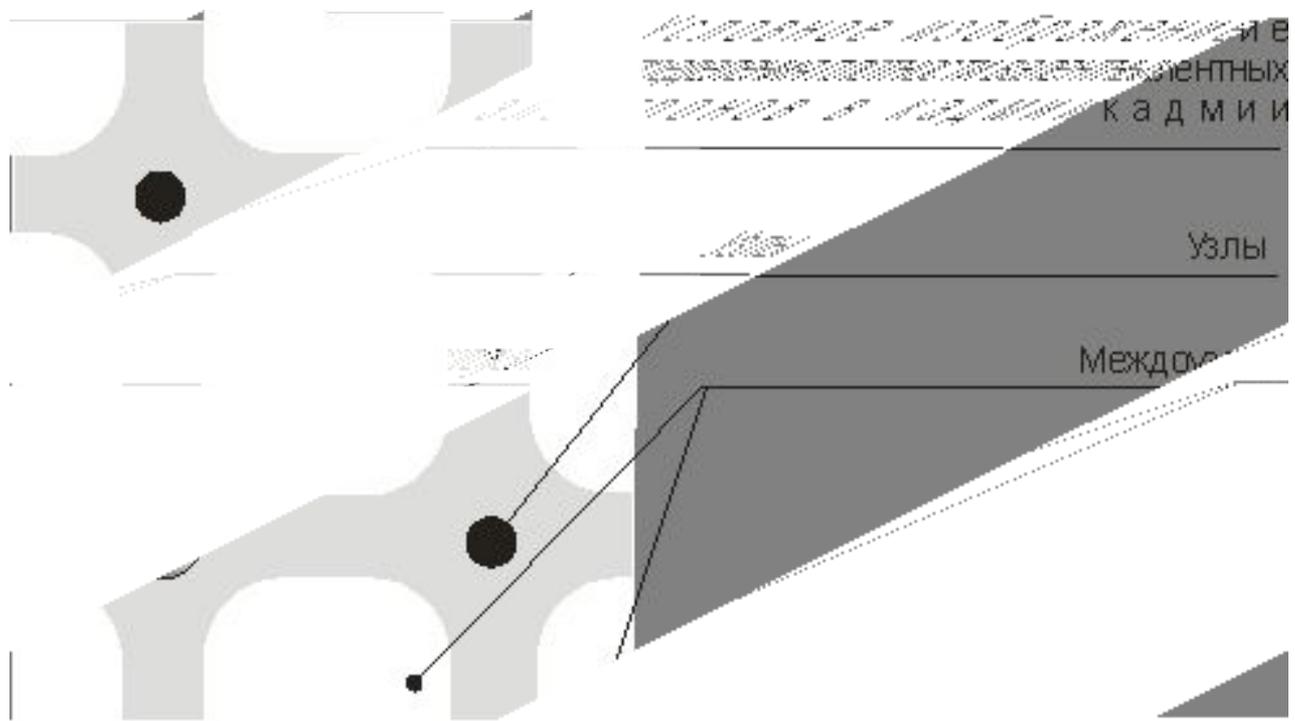
# Ионы и ионная связь в молекулах





## Ионно-ковалентный тип связи в твердых телах



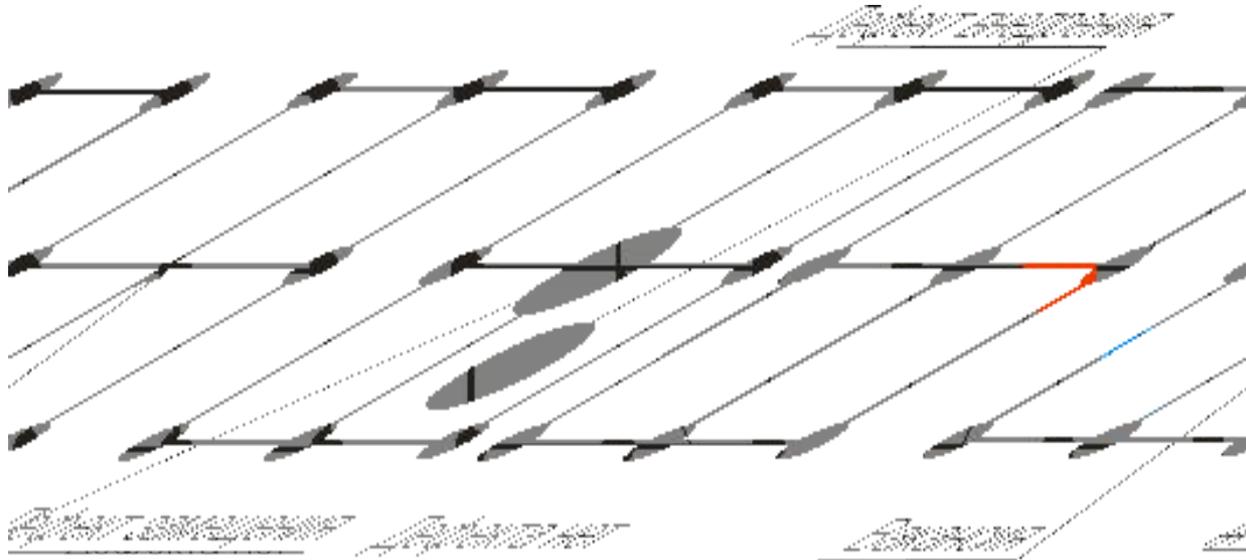


Узлы

Междо...

и в  
кад м и и

# Дефекты кристаллической структуры



Handwritten notes on lined paper, featuring a large, bold, stylized letter 'A' in the center. The text is written in a cursive script and includes phrases such as "The first step is to identify the problem", "The second step is to analyze the problem", and "The third step is to develop a solution".

Handwritten notes on lined paper, featuring a large, bold, stylized letter 'B' in the center. The text is written in a cursive script and includes phrases such as "The first step is to identify the problem", "The second step is to analyze the problem", and "The third step is to develop a solution".

Электронные состояния в кристаллах. Электроны в периодическом потенциальном поле.

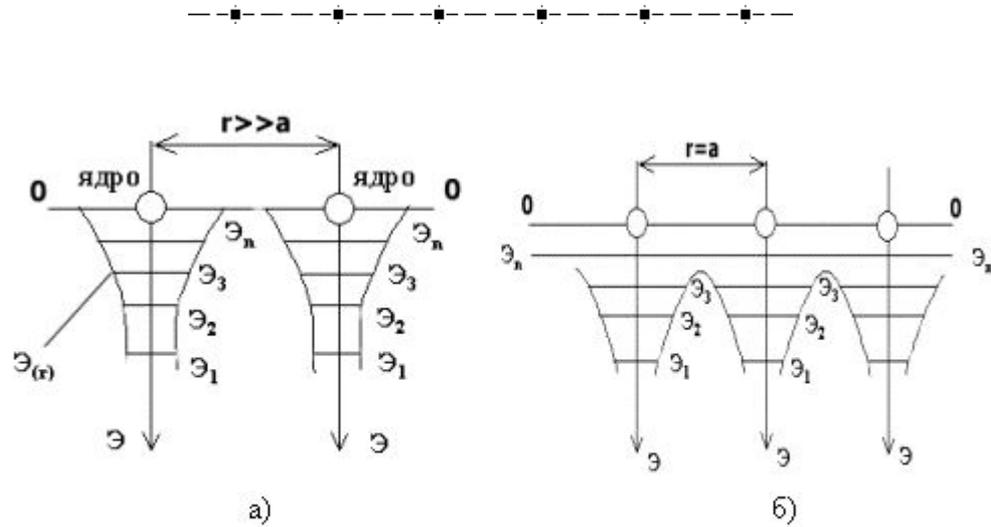


Рис. 12 Энергетические схемы атомов

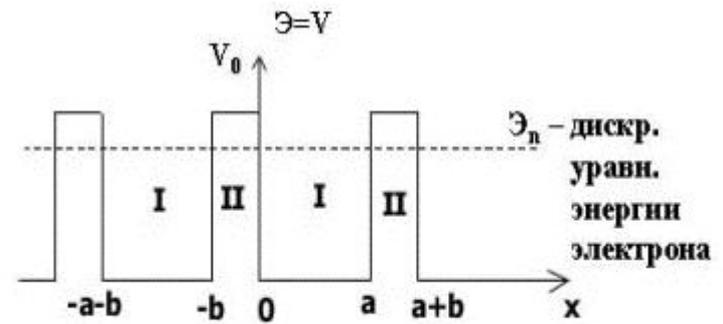


Рис.13

Движение  $e^-$  описывается уравнением плоской волны

$$\Psi(r) = c * \exp(j * k * r) = c * \exp[j(k_x x + k_y y + k_z z)]$$

или  $\Psi(x) = c * e^{jkx}$  - для плоской модели Кронига-Пенни

$$j^2 = -1$$

$\Psi$  - волновая функция

$c$  - const

$k$  - волновой вектор (волновое число)

$r$  - радиус вектор

Это решение называется функцией Блоха.

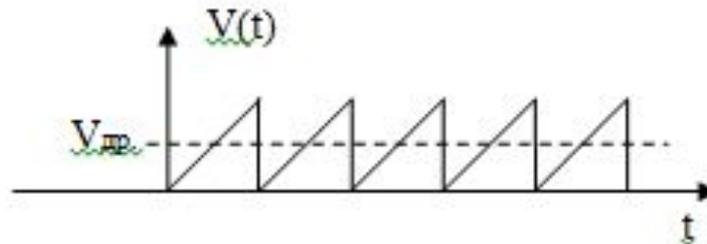
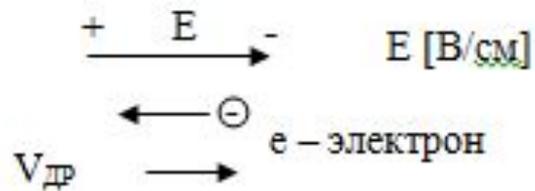
(Здесь  $k_x = n_1 * 2\pi/L$ ;  $k_y = n_2 * 2\pi/L$ ;  $k_z = n_3 * 2\pi/L$  - проекции радиус вектора на оси  $x, y, z$ ;  $L$  - линейный размер ящика).



Физика  
полупроводников.

Электропроводность  
полупроводников.

$$I = \frac{U}{R} \qquad R = \rho \frac{l}{S}$$



$$\overline{V_{ДР}} = \mu \cdot \overline{E}, \quad \underline{V_{ДР}} = -\mu \cdot E,$$

$$[\mu] = \frac{[V_{ДР}]}{[E]} = \frac{см/с}{В/см} = \frac{см^2}{В \cdot с}$$

Подвижности электронов  $\mu_n$  и дырок  $\mu_p$  в основных полупроводниках:

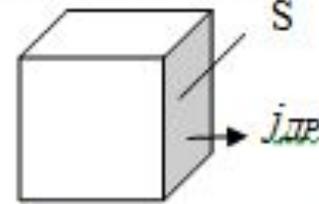
Подвижность	Si	Ge	<u>GaAs</u>	<u>InSb</u>
$\mu_n \text{ см}^2/(В \cdot с)$	1400	3800	11000	60000
$\mu_p \text{ см}^2/(В \cdot с)$	500	1800	450	700

$$j_{\text{ДР}} = -q \cdot n \cdot V_{\text{ДР}} = -q \cdot n \cdot (-\mu \cdot E) = q \cdot n \cdot \mu \cdot E = \sigma \cdot E = E/\rho$$

$J_{\text{ДР}}$  – плотность дрейфового тока [А/см<sup>2</sup>]

$-q$  – заряд электрона [Кл]

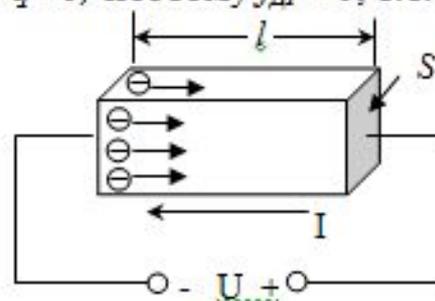
$n$  – концентрация электронов [1/см<sup>3</sup>]



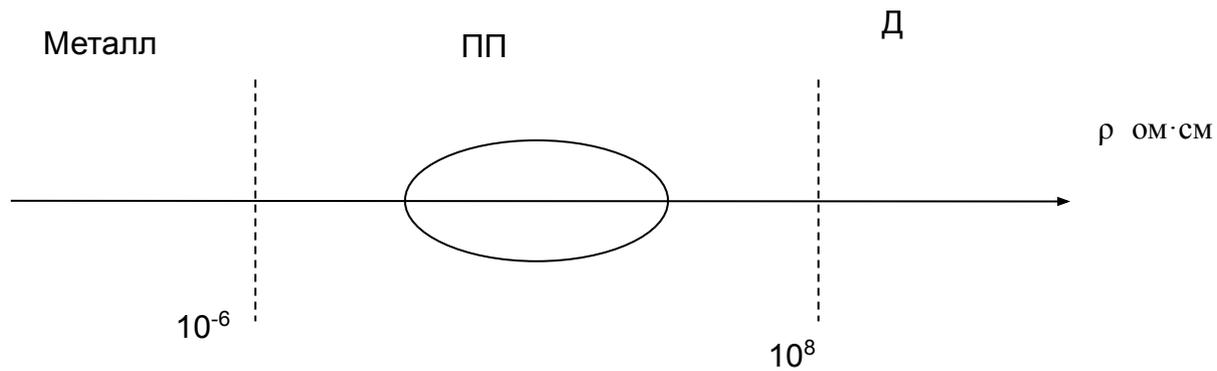
$$\sigma_n = q \cdot n \cdot \mu_n \left[ \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{см}} \right] \text{ - удельная проводимость (электронная).}$$

$$\rho_n = \frac{1}{q \cdot n \cdot \mu_n} [\text{Ом} \cdot \text{см}] \text{ - удельное сопротивление.}$$

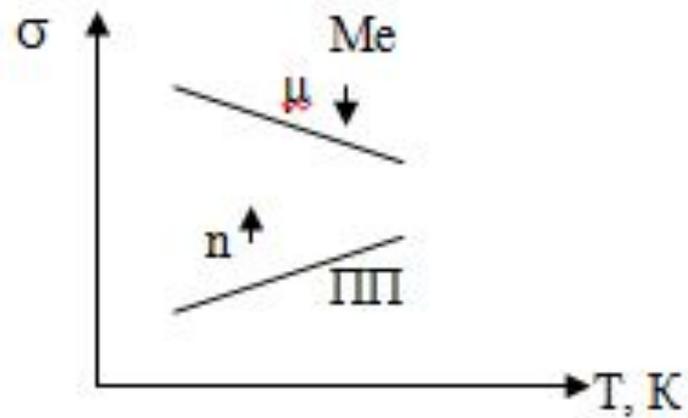
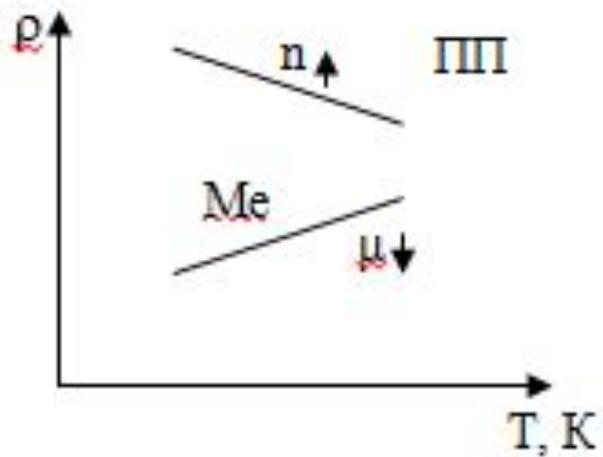
За положительное направление тока принято направление движения положительных зарядов;  $V_{\text{ДР}} = -\mu \cdot E < 0$ ,  $-q < 0$ , поэтому  $j_{\text{ДР}} > 0$ , т.е. совпадает с  $E$ .



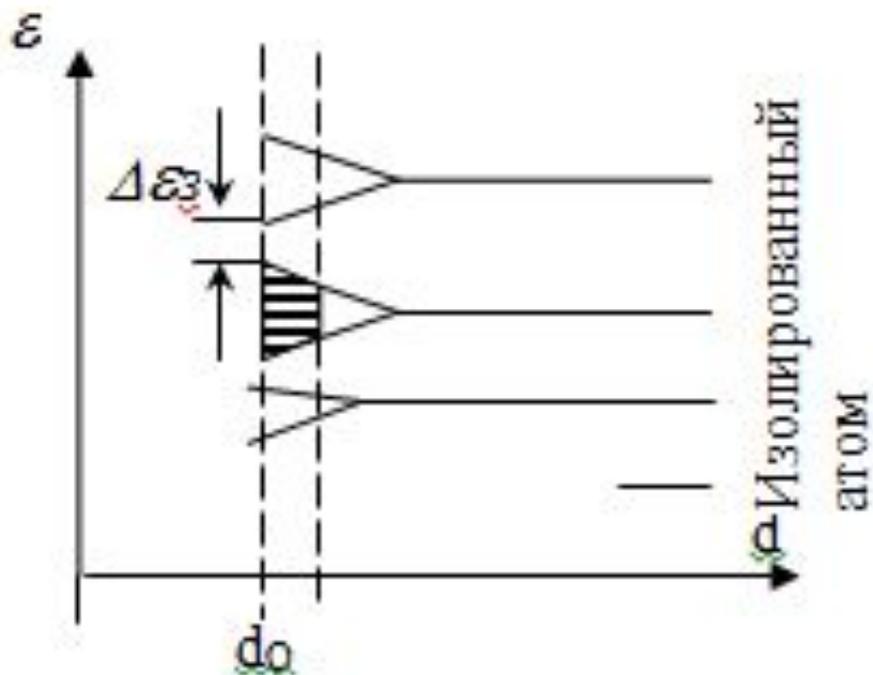
По величине удельного сопротивления все твёрдые тела делятся на 3 группы:



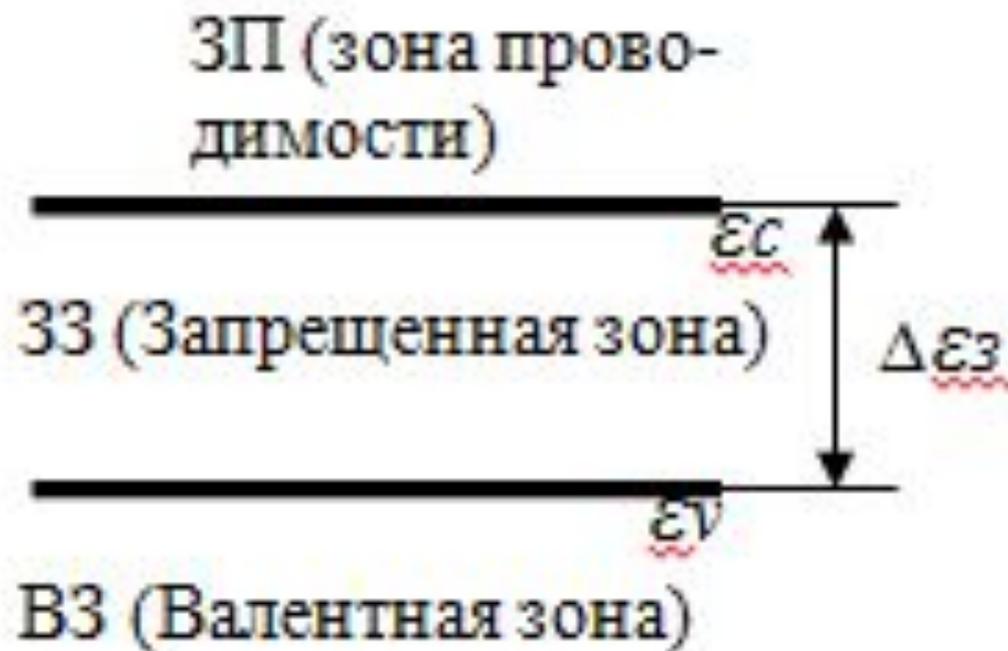
$$n_{Me} \gg n_{ПП} \gg n_D$$



## Собственный полупроводник

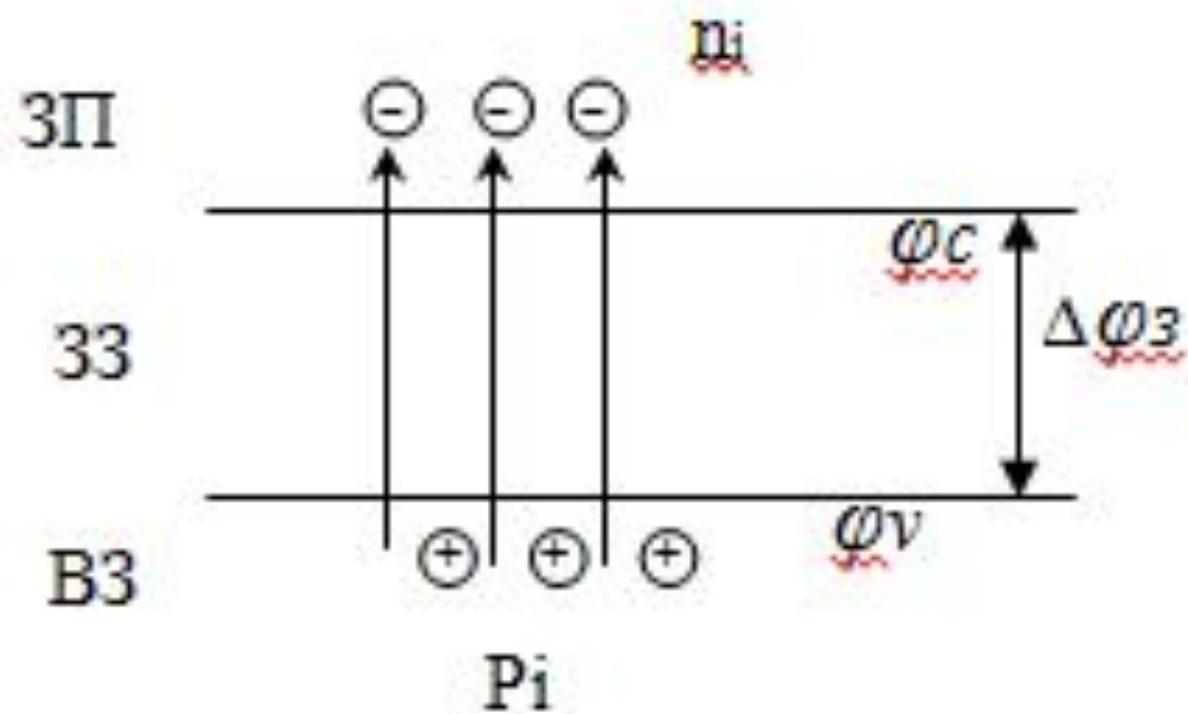


$\varepsilon_V$  — энергия потолка валентной зоны,  
 $\varepsilon_C$  — энергия дна зоны проводимости,  
ширина запрещенной зоны.



$$\Delta\varepsilon_z = \varepsilon_v - \varepsilon_c$$

Так как энергия электрона  $\varepsilon = q \cdot \varphi$  (Дж  $\leftrightarrow$  эВ,  $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж), то удобнее перейти от энергий к потенциалам:  $\varepsilon_v \rightarrow \varphi_v$ ,  $\varepsilon_c \rightarrow \varphi_c$ ,  $\Delta\varepsilon_z \rightarrow \Delta\varphi_z$ . Например, для кремния  $\Delta\varepsilon_z \approx 1,1$  эВ и  $\Delta\varphi_z \approx 1,1$  В.



$$n = N_c \cdot e^{-\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_F}{kT}} = N_c \cdot e^{-\frac{\varphi_C - \varphi_F}{\varphi_T}}$$

$$p = N_v \cdot e^{-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_V}{kT}} = N_v \cdot e^{-\frac{\varphi_F - \varphi_V}{\varphi_T}}$$

$$n \cdot p = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\frac{\Delta\varphi_3}{\varphi_T}}$$

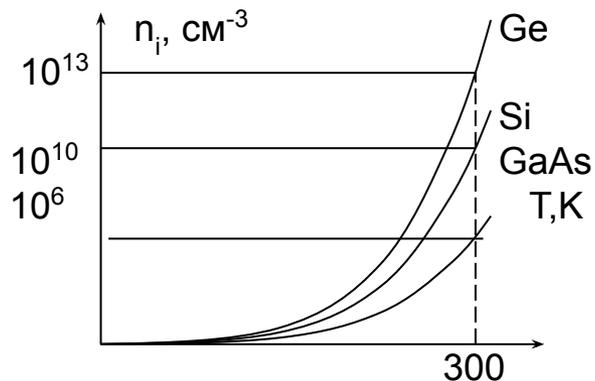
$$n_i = p_i = \sqrt{np} = \sqrt{N_c \cdot N_v} \cdot e^{-\frac{\Delta\varphi_3}{2 \cdot \varphi_T}}$$

$$n \cdot p = n_i^2$$

Собственные концентрации определяются шириной запрещенной зоны.

Параметр. T=300K	Полупроводник		
	Ge	Si	GaAs
$\Delta\phi_3, \text{В}$	0,67	1,1	1,4
$n_i, \text{см}^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^6$

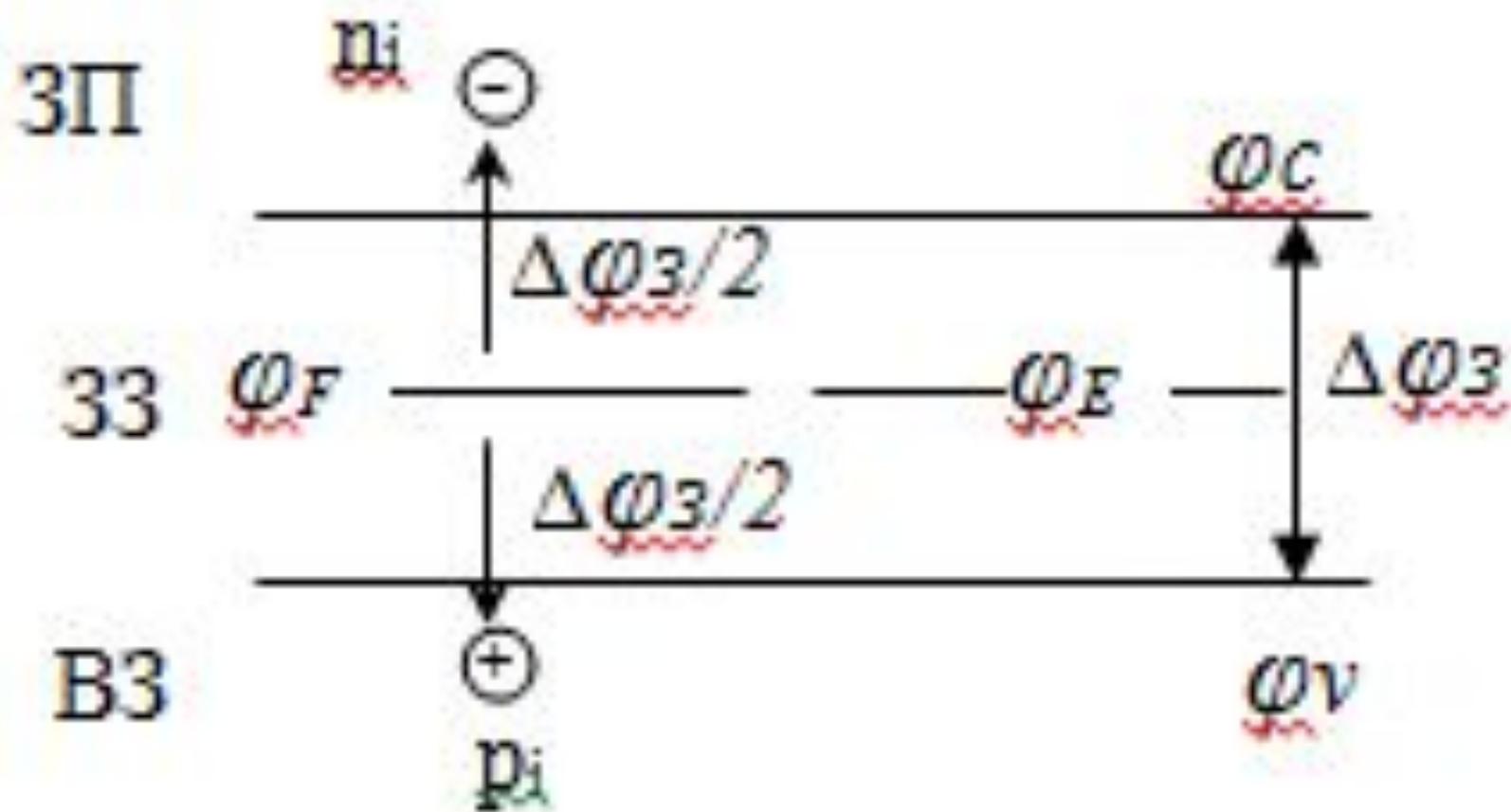
Собственные концентрации сильно зависят от температуры:



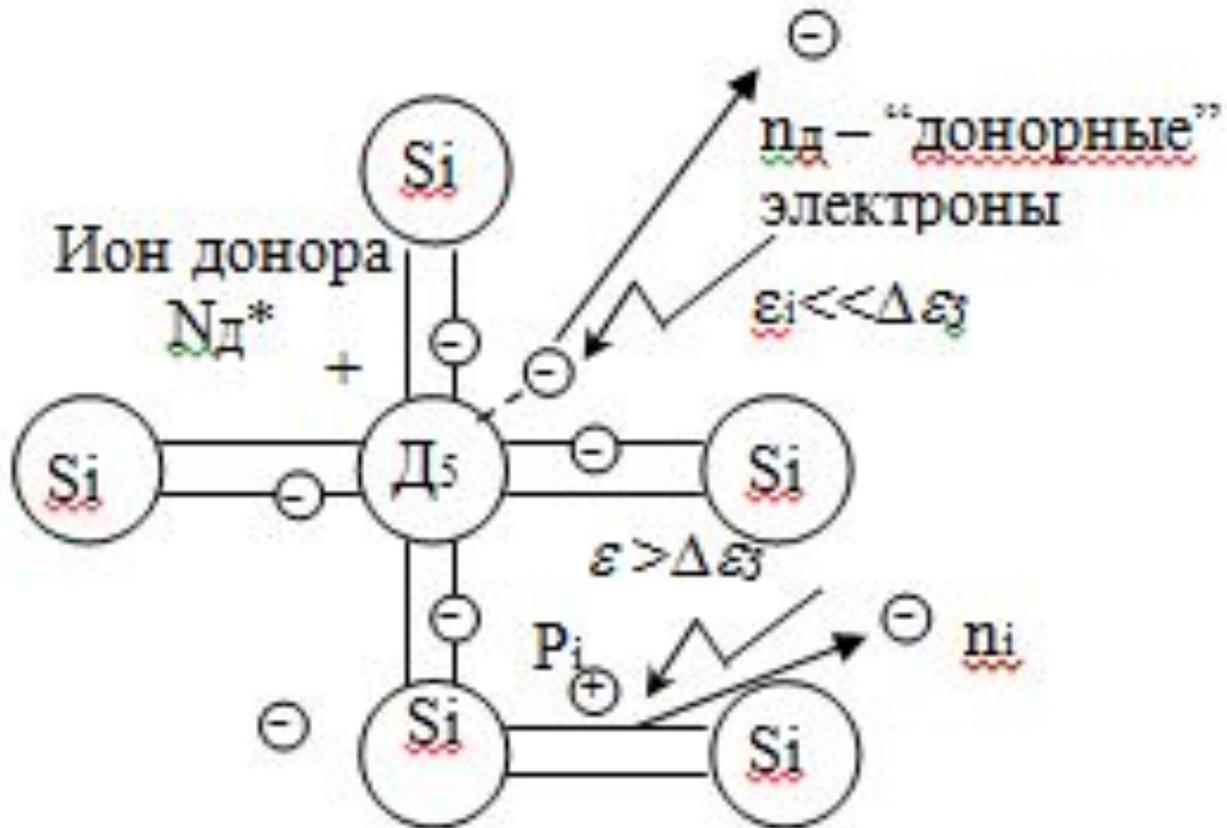
$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = q \cdot n_i \cdot \mu_n + q \cdot p_i \cdot \mu_p$$

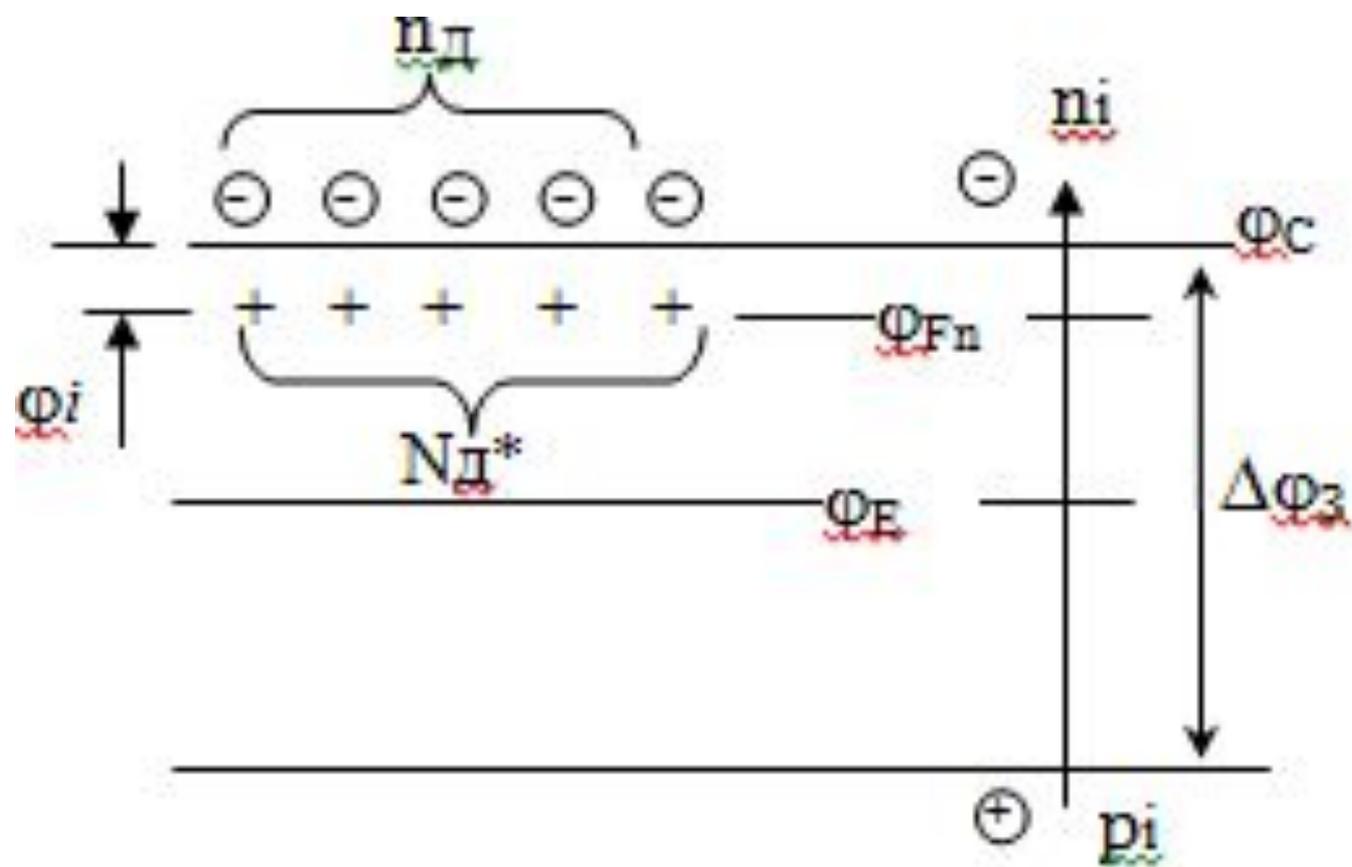
$$j_{др} = \sigma \cdot E = j_{ндр} + j_{рдр}$$

$$\varphi_C - \varphi_F = \varphi_F - \varphi_V, \quad \varphi_F = \frac{\varphi_V + \varphi_C}{2} = \frac{2\varphi_V + \varphi_C - \varphi_V}{2} = \varphi_V + \frac{\Delta\varphi_3}{2} = \varphi_E$$



# Примесный полупроводник n – типа





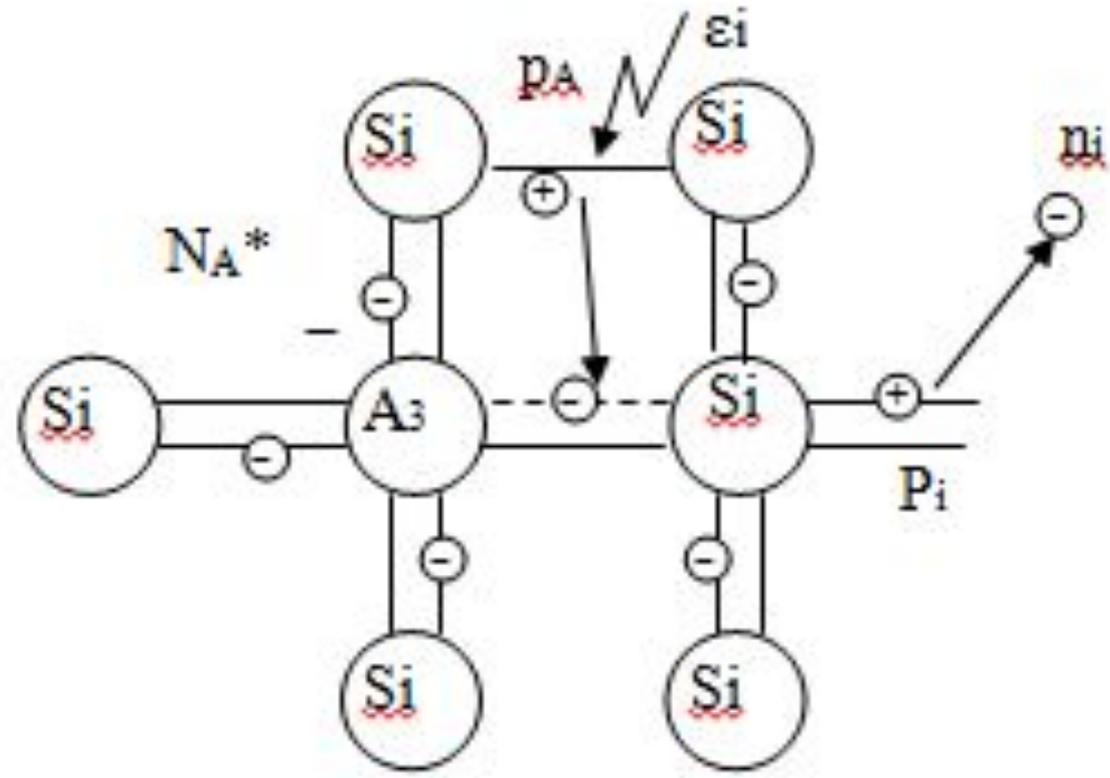
$$n = n_D + n_i \approx N_D^* \gg n_i = p_i = p$$

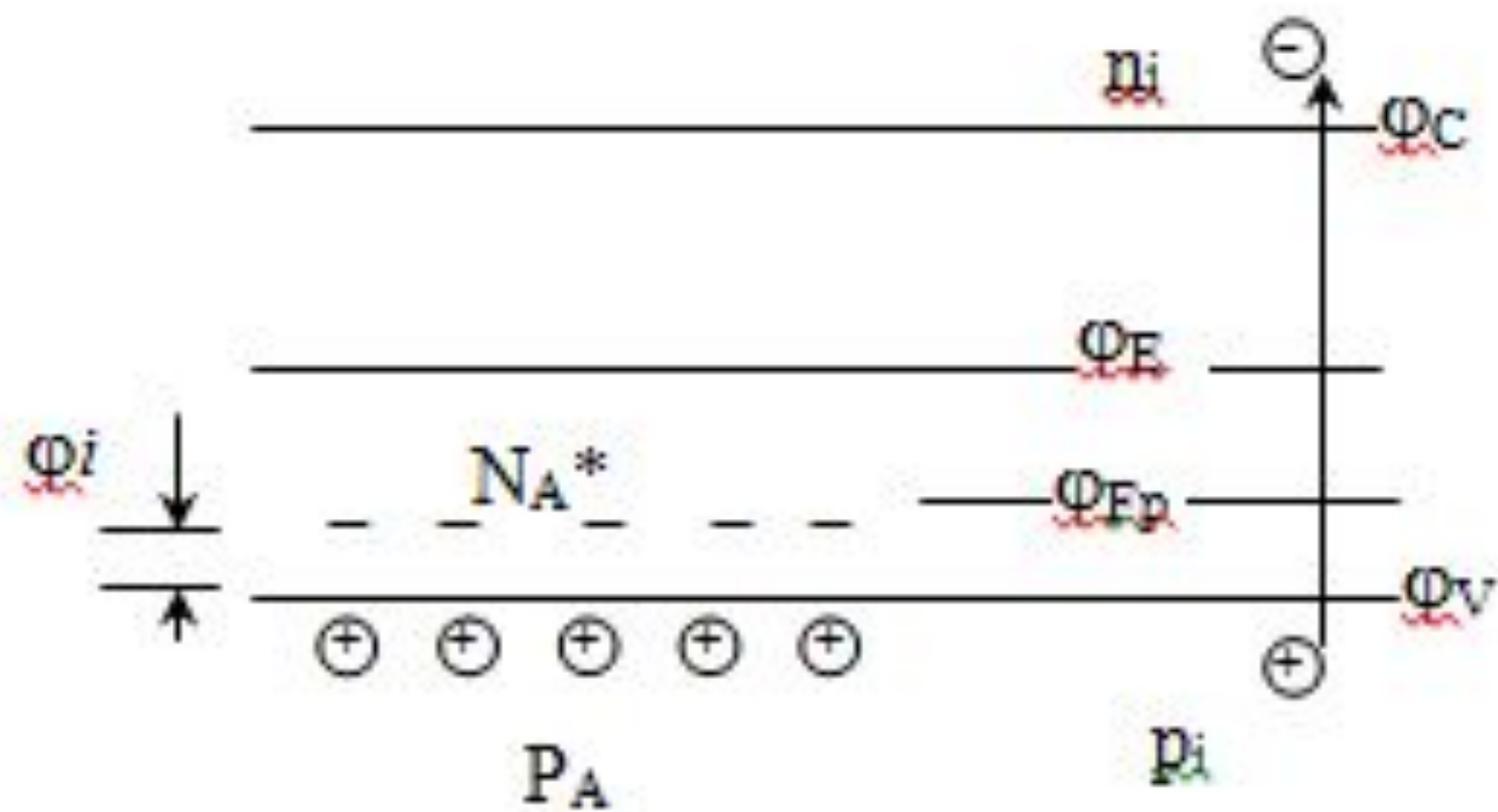
$$n/p = e^{-\left(\frac{\varphi_C - \varphi_F}{\varphi_T} - \frac{\varphi_F - \varphi_V}{\varphi_T}\right)} = e^{-\frac{2 \cdot (\varphi_E - \varphi_F)}{\varphi_T}},$$

$$\varphi_F = \varphi_E + \frac{1}{2} \cdot \varphi_T \cdot \ln(n/p)$$

$$\begin{aligned} \phi_F &= \phi_E + \phi_T \cdot \ln(n/n_i) \approx \phi_E \\ &+ \phi_T \cdot \ln(N_D^*/n_i) \end{aligned}$$

# Примесный полупроводник р – типа

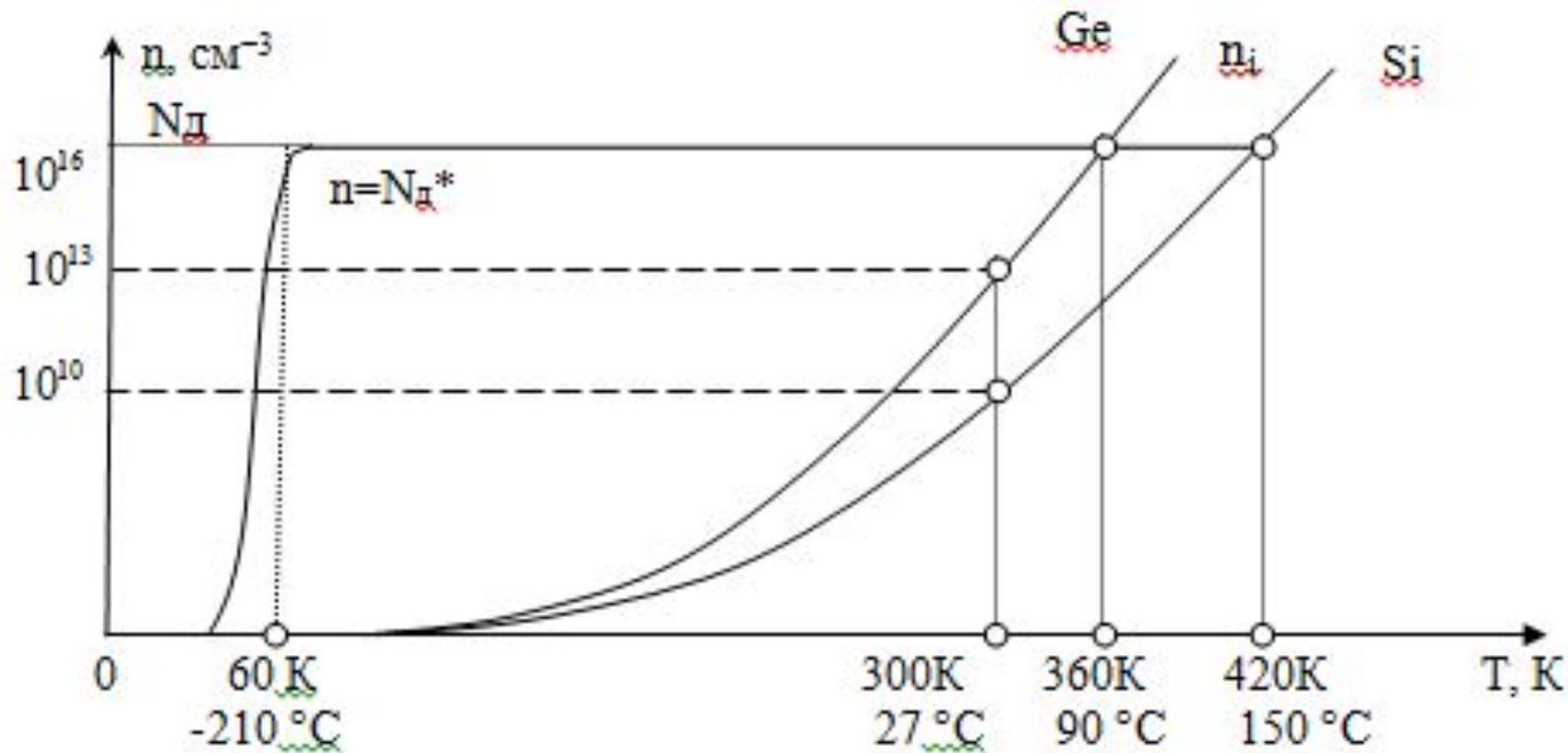




$$p = p_A + p_i \approx N_A^* \gg n = n_i$$

$$\begin{aligned} \phi_F &= \phi_E + \phi_T \cdot \ln(n_i/p) = \phi_E - \phi_T \cdot \ln(p/n_i) \approx \\ &\phi_E - \phi_T \cdot \ln(N_A^*/n_i) \end{aligned}$$

## Температурный диапазон работы примесных полупроводников.

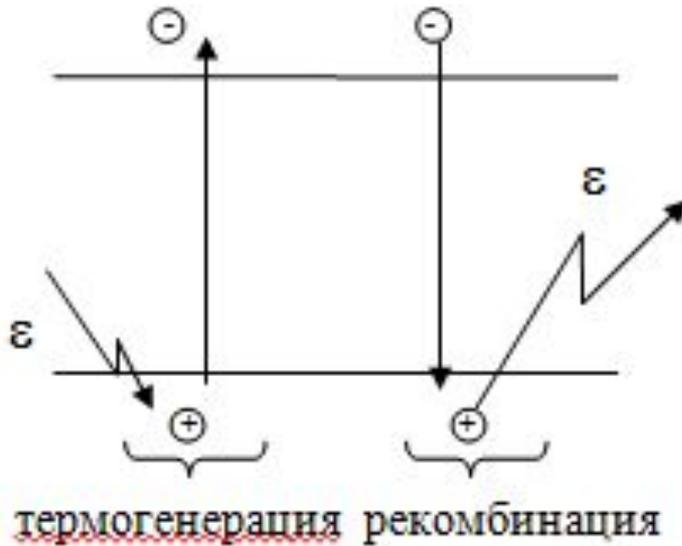


## Уравнение нейтральности полупроводников.

$$+q \cdot p - q \cdot n - q \cdot N_A + q \cdot N_D = q \cdot (+p - n + N_D - N_A) = 0$$

1. Собственный полупроводник	2. Полупроводник n - типа	3. Полупроводник p - типа
$q \cdot (p_i - n_i) = 0$	$q \cdot (N_D^* - n) = 0$	$q \cdot (p - N_A^*) = 0$

# Термогенерация. Рекомбинация. Закон действующих масс.



$$\tau_n = \frac{1}{r \cdot p} \text{ [сек]}$$

$$R_n = n / \tau_n = r \cdot n \cdot p$$

$$\tau_p = \frac{1}{r \cdot n}$$

$$R_p = p / \tau_p = r \cdot n \cdot p$$

$$R = R_n = R_p = r \cdot n \cdot p$$

$$R_i = r \cdot n_i \cdot p_i = r \cdot n_i^2$$

$$n \cdot p = n_i^2$$

Для полупроводника n-типа равновесная концентрация основных зарядов

$$n_{no} = N_D^*$$

Равновесная концентрация неосновных зарядов

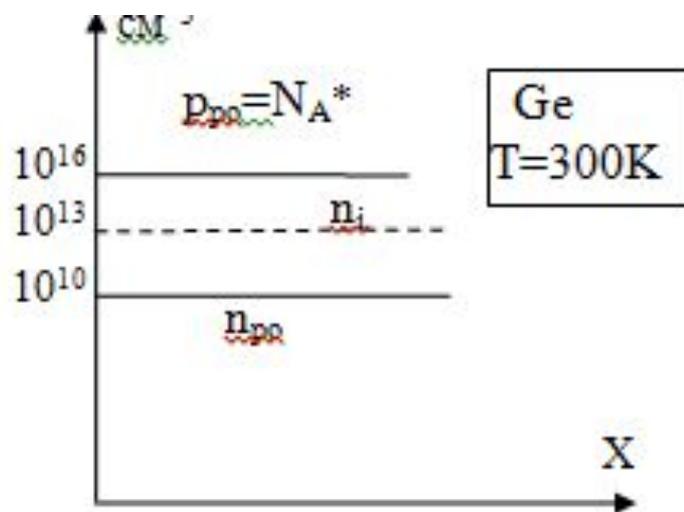
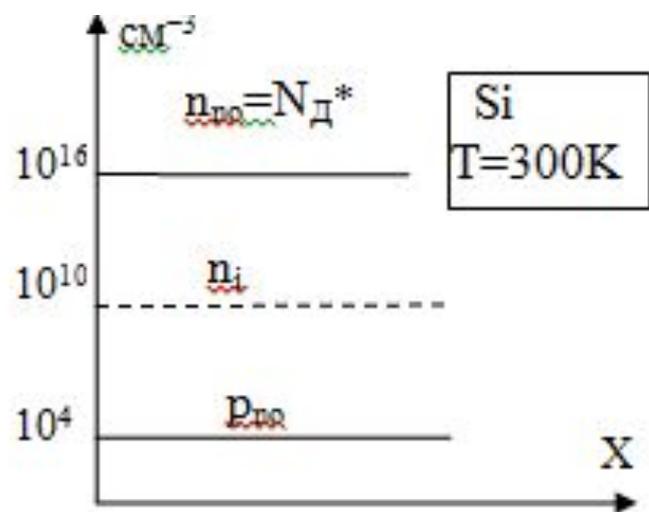
$$p_{no} = n_i^2 / N_D^*$$

Для полупроводника p-типа равновесная концентрация основных зарядов

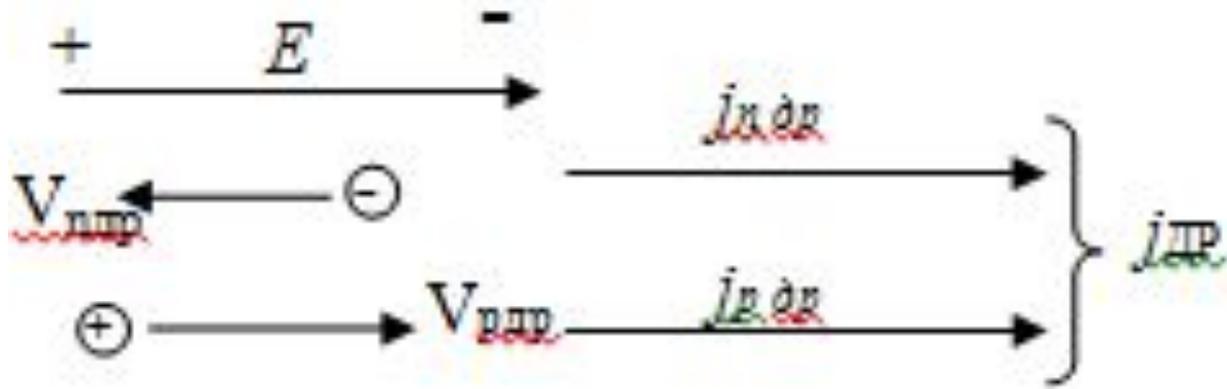
$$p_{po} = N_A^*$$

Равновесная концентрация неосновных зарядов

$$n_{po} = n_i^2 / N_A^*$$



Токи в  
полупроводниках.



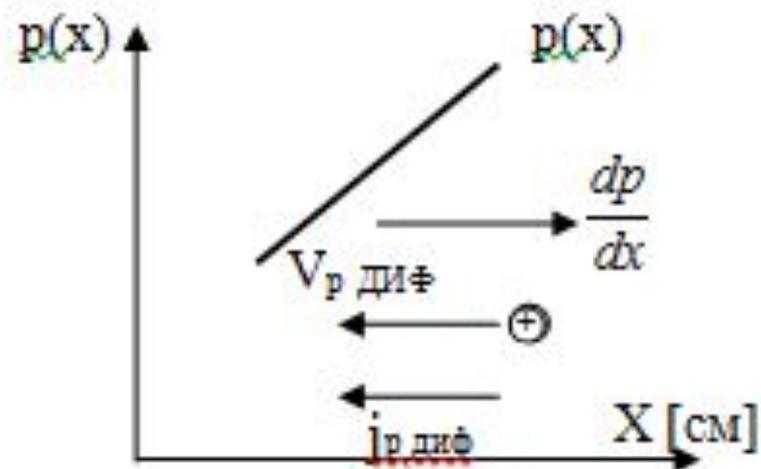
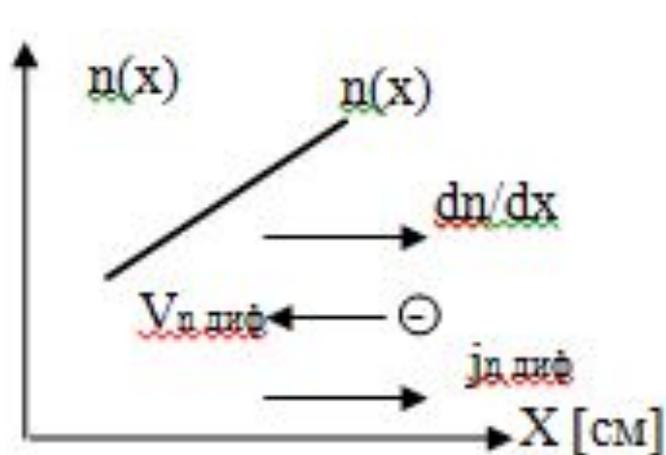
$$j_{др} = j_{n,др} + j_{p,др} = (q \cdot n \cdot \mu_n + q \cdot p \cdot \mu_p) \cdot E$$

$$\text{grad}(\phi) = d\phi/dx = E$$

$$dn/dx$$

$$J =$$

$$D \cdot \nabla n$$



$$j_{n\text{диф}} = -e \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx} =$$

$$q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx},$$

$$j_{p\text{диф}} =$$

$$-q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx}$$

Коэффициенты диффузии электронов  $D_n$  и дырок  $D_p$  в основных полупроводниках:

	Ge	Si	<u>GaAs</u>	<u>InSb</u>
<u><math>D_n</math></u> [ $\text{cm}^2/\text{c}$ ]	100	36	300	1500
<u><math>D_p</math></u> [ $\text{cm}^2/\text{c}$ ]	45	13	12	17

$$j = j_{n,dr} + j_{p,dr} + j_{n,диф} + j_{p,диф} = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E + q \cdot p \cdot \mu_p \cdot E + q \cdot D_n \cdot dn/dx - q \cdot D_p \cdot dp/dx.$$

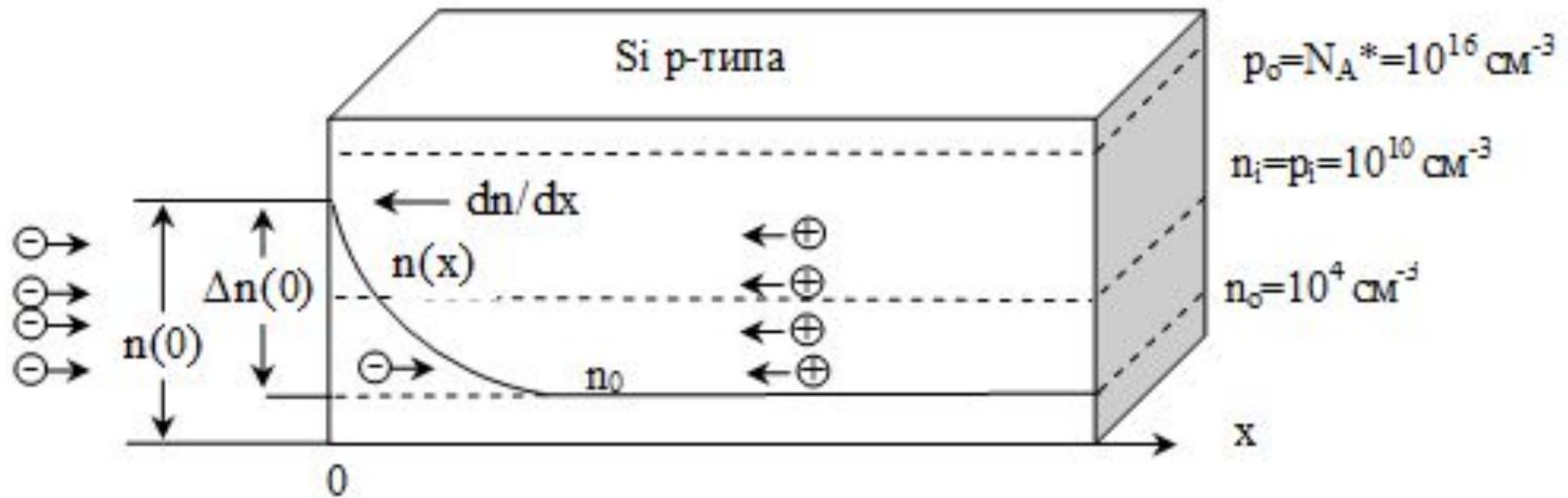
$$D_n = \mu_n \cdot \phi_T,$$

$$D_p = \mu_p \cdot \phi_T.$$

$$\frac{dn}{dt} = \Delta G - \frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{q} \cdot \text{div}(j_n)$$

$$\frac{d^2n}{dx^2} - \frac{n - n_0}{D_n \cdot \tau_n} = 0$$

Пусть на границе полупроводника р-типа с равновесными концентрациями  $p_0$  и  $n_0 \ll p_0$  поддерживается граничная концентрация  $n(0) > n_0$  и избыточная граничная концентрация  $\Delta n(0) = n(0) - n_0$ .



Переходим в уравнении от полной концентрации  $n$  к избыточной  $\Delta n = n - n_0$ , учтем, что  $d^2n/dx^2 = d^2\Delta n/dx^2$ , и введем параметр

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n} .$$
$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L_n^2} = 0$$

Линейное однородное уравнение второго порядка имеет характеристическое уравнение  $k^2 - 1/L_n^2 = 0$  с корнями  $k_{1,2} = \pm 1/L_n$  и, следовательно, общее решение

$$\Delta n = \Delta n(x) = C_1 e^{x/L_n} + C_2 e^{-x/L_n}$$

Из граничных условий определим коэффициенты

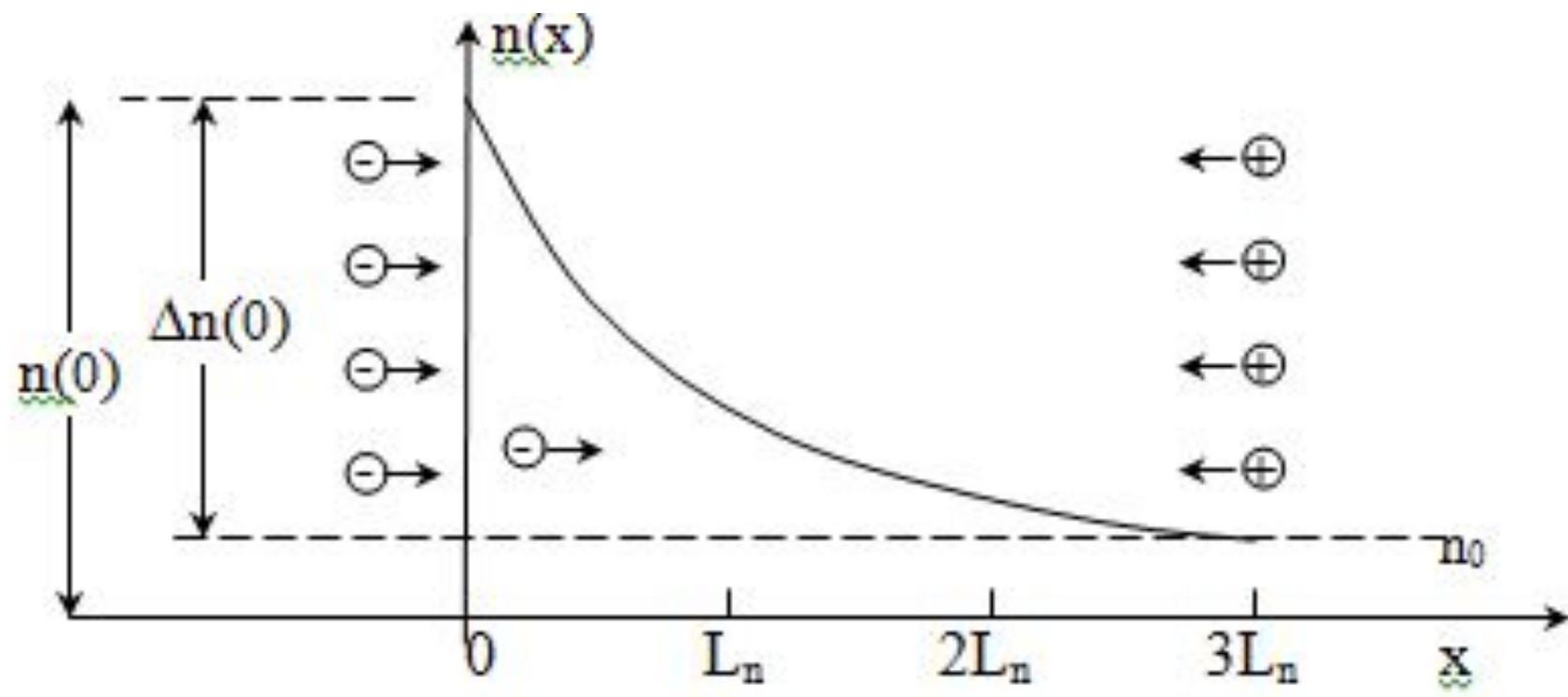
$$\Delta n(\infty) = 0 \Rightarrow C_1 = 0, \quad \Delta n(0) = C_2.$$

Распределение избыточной концентрации по координате

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) \cdot e^{-x/L_n}.$$

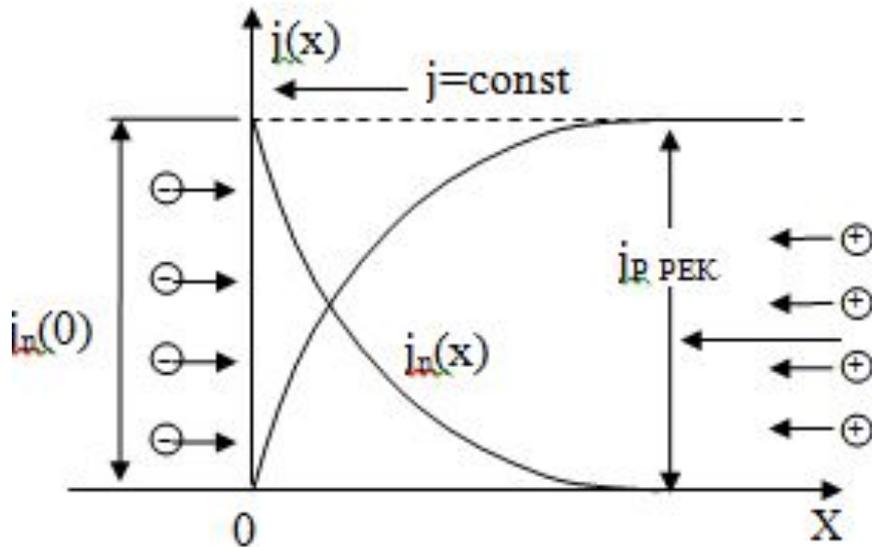
Распределение полной концентрации по координате

$$\underline{n(x)} = \Delta n(x) + n_0 = \Delta n(0) \cdot e^{-x/L_n} + n_0.$$

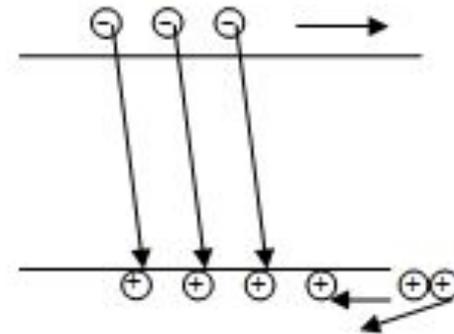


$$j_{\text{ноуф}}(x) = q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx} = q \cdot D_n \cdot \frac{d}{dn} \left[ \Delta n(0) \cdot e^{-\frac{x}{L_n}} + n_0 \right] = -\frac{q \cdot D_n \cdot \Delta n(0)}{L_n} \cdot e^{-\frac{x}{L_n}} = j_n(0) \cdot e^{-\frac{x}{L_n}}$$

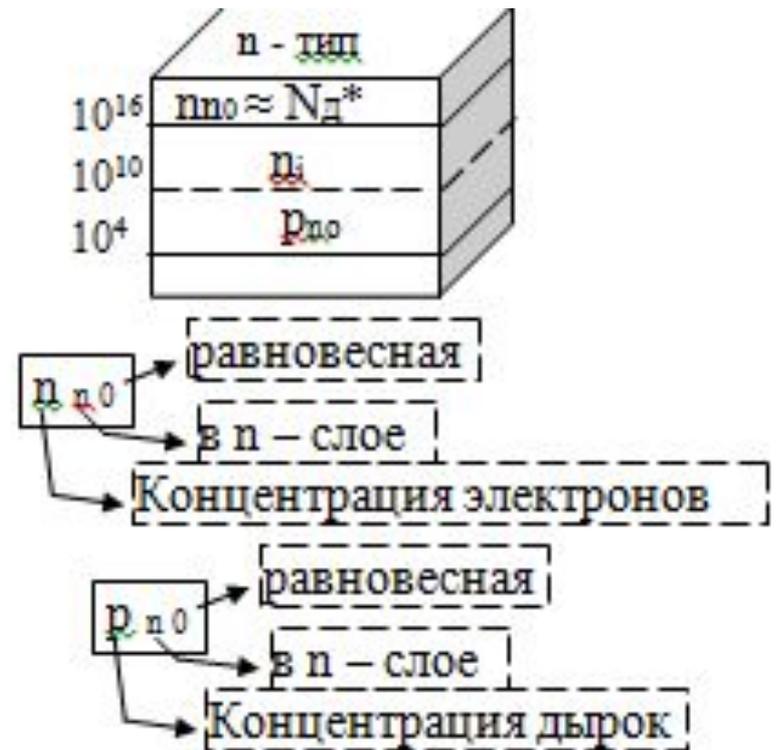
$$j_n(0) = -\frac{q \cdot D_n \cdot \Delta n(0)}{L_n}$$



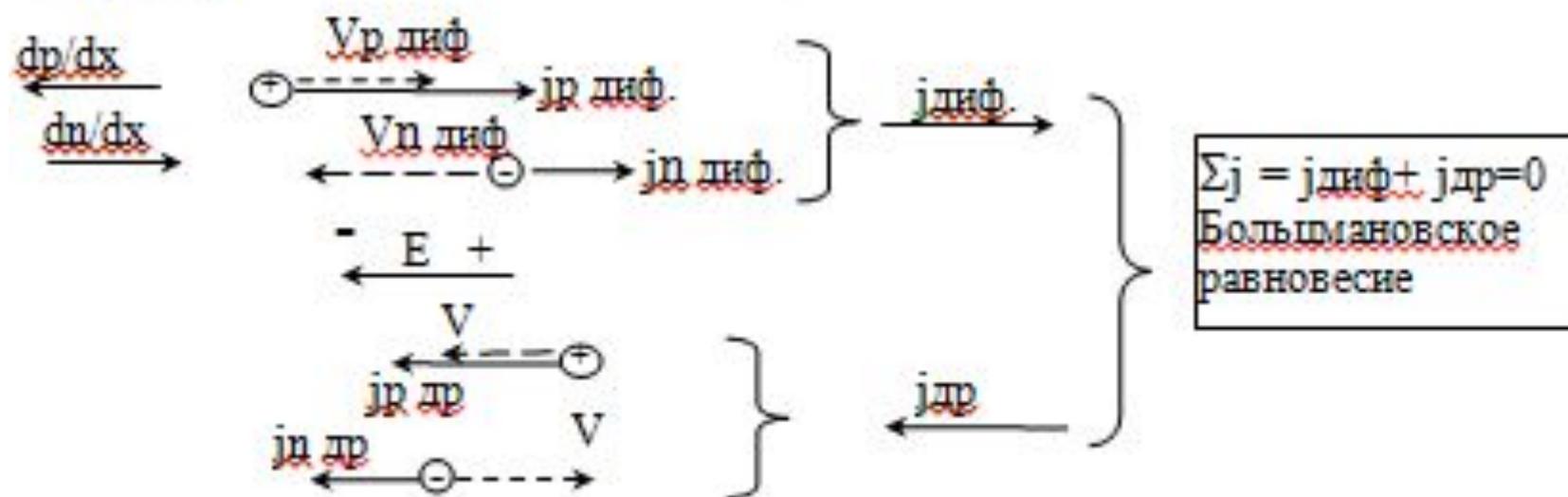
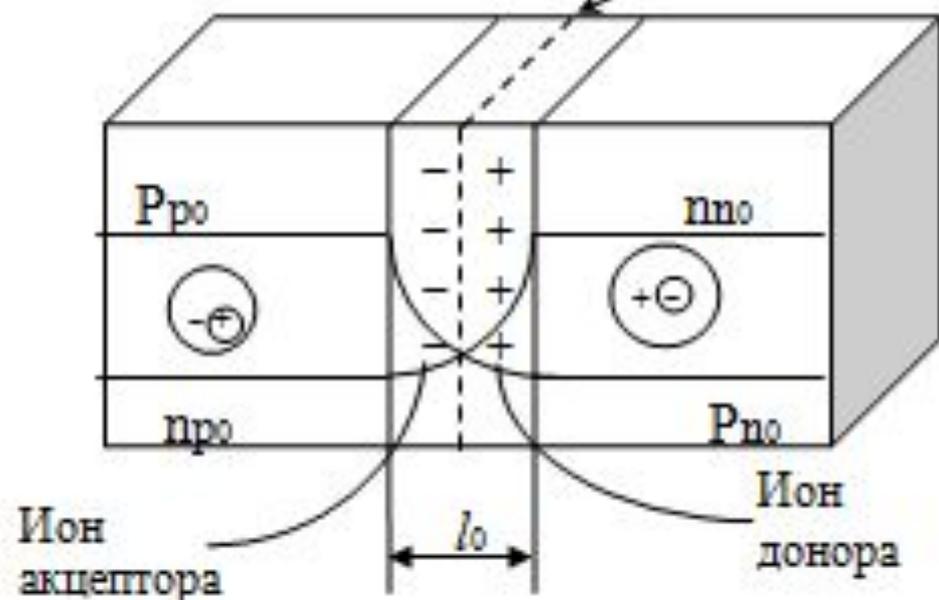
полупроводник р - типа



# Теория р-п перехода



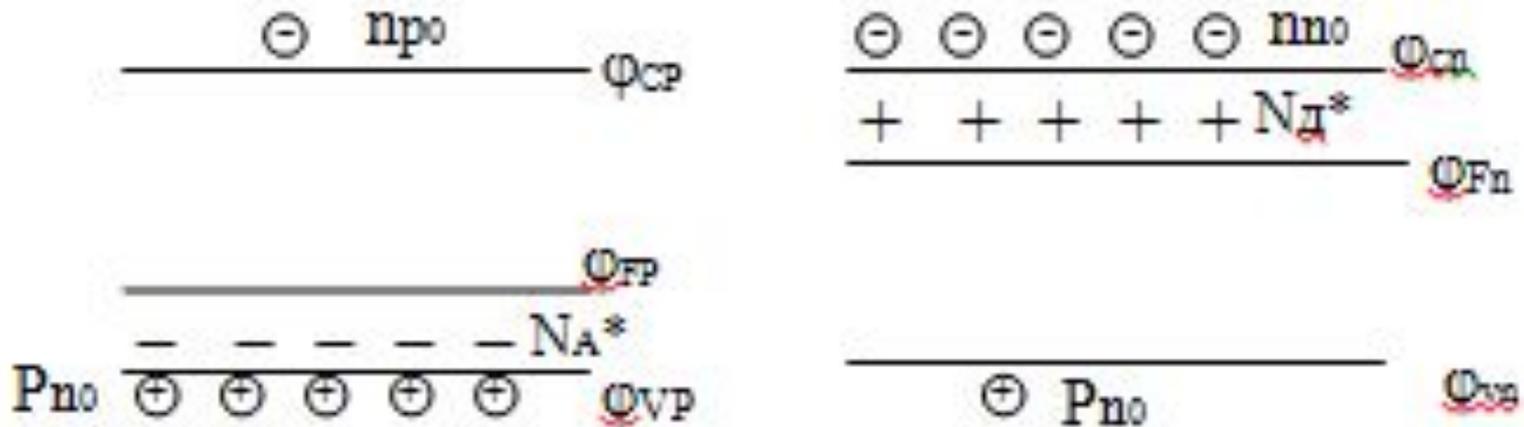
# Металлургическая граница

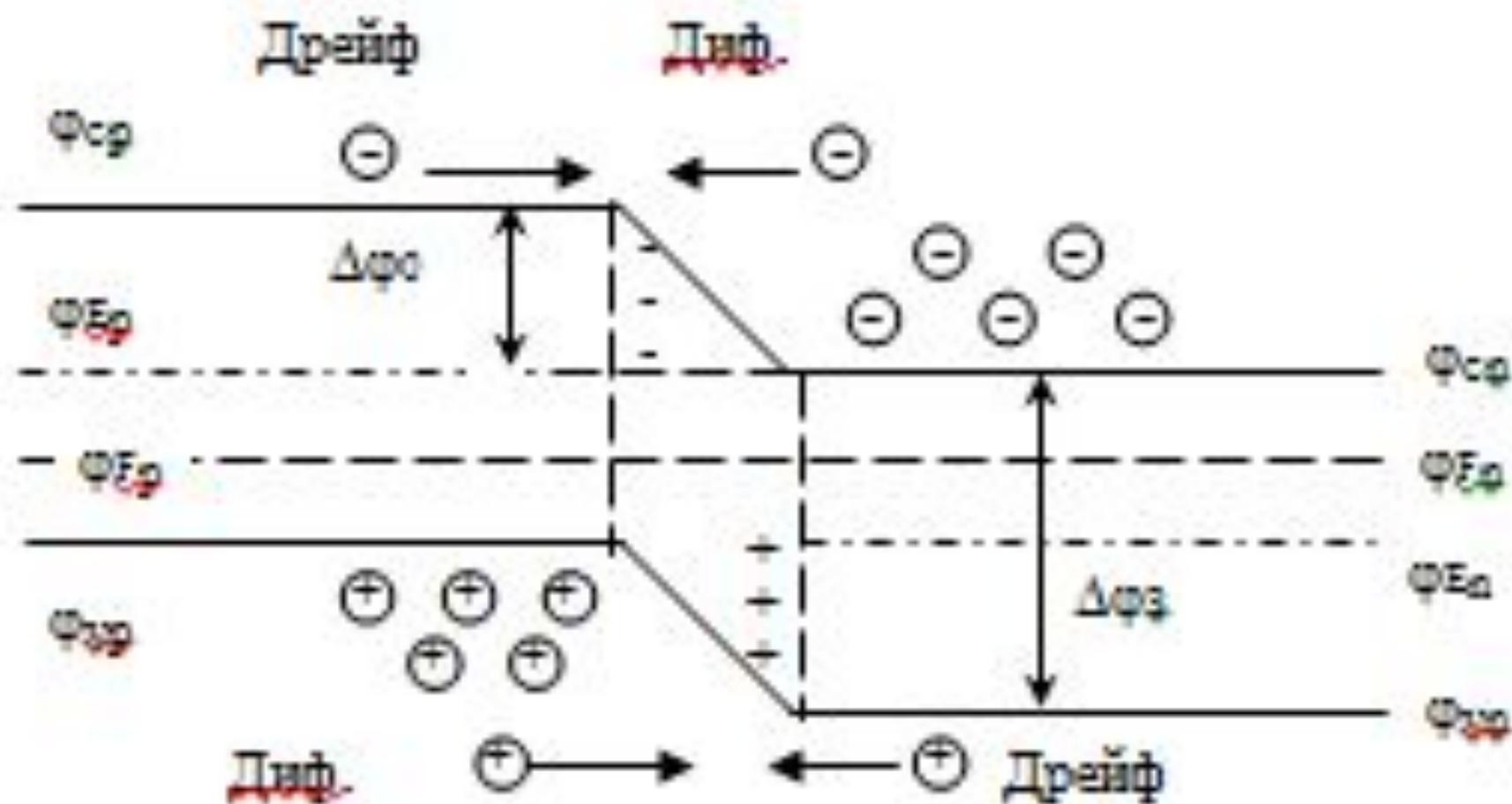


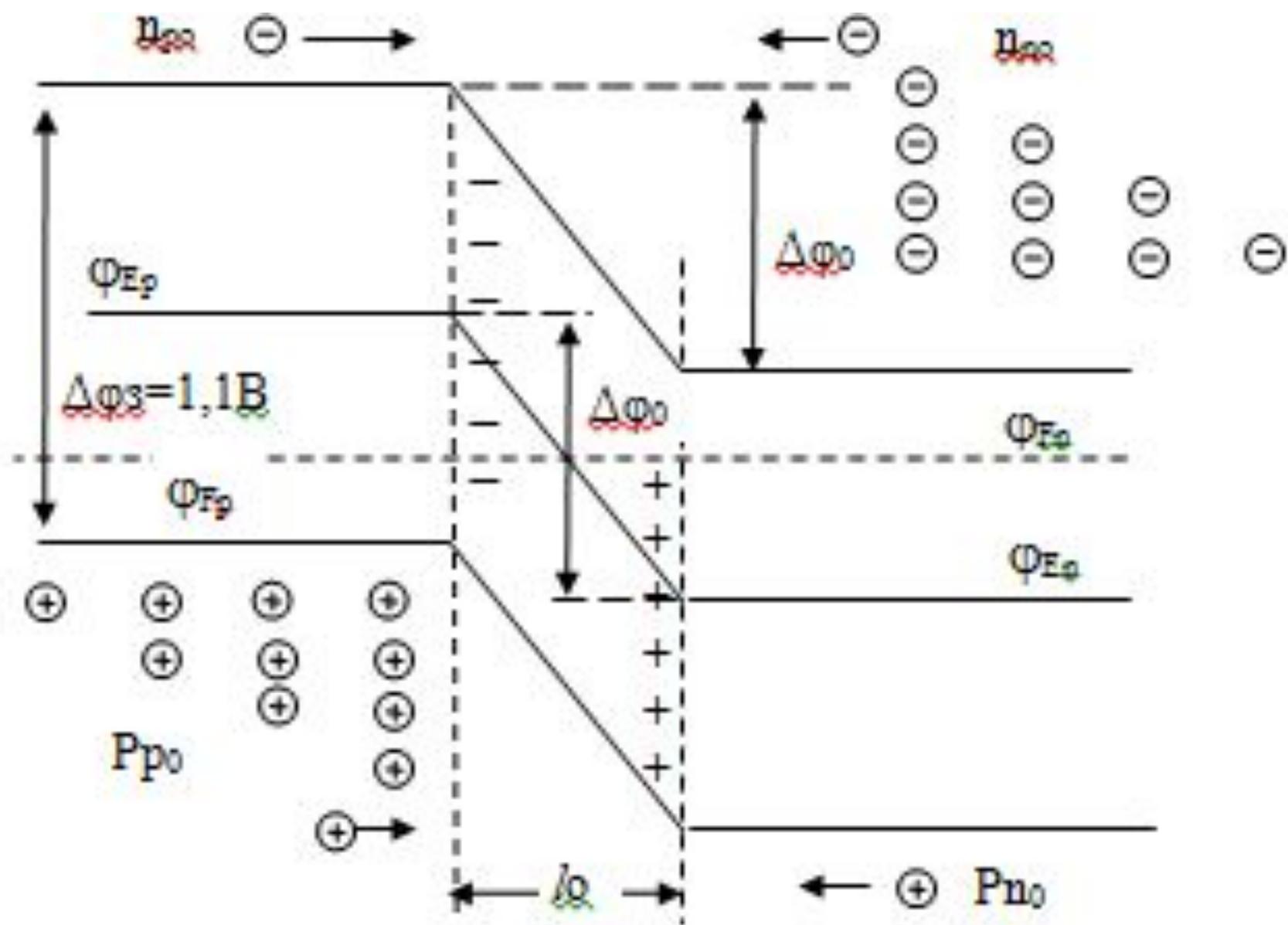
$$\left. \begin{aligned} \frac{dn}{dx}, \frac{dp}{dx} \rightarrow \text{Диффузия} \rightarrow q \cdot N_D^* \Leftrightarrow q \cdot N_A^* \rightarrow E = \frac{d\phi}{dx} \rightarrow \text{Дрейф} \end{aligned} \right\} I = 0$$

$$\sum j = j_{p.\text{диф}} + j_{n.\text{диф}} + j_{p.\text{др}} + j_{n.\text{др}} = 0$$

Зонные диаграммы изолированных слоев







Положение уровней Ферми в контактирующих слоях

$$\varphi_{Fn} = \varphi_{Ep} - \varphi_T \cdot \ln(p_{po}/n_i) \Rightarrow \varphi_{Ep} = \varphi_{Fn} + \varphi_T \cdot \ln(p_{po}/n_i),$$

$$\varphi_{Fn} = \varphi_{En} + \varphi_T \cdot \ln(n_{no}/n_i) \Rightarrow \varphi_{En} = \varphi_{Fn} - \varphi_T \cdot \ln(n_{no}/n_i).$$

Закон действующих масс для слоев p и n-типа:

$$p_{po} \cdot n_{po} = n_i^2$$

$$n_{no} \cdot p_{no} = n_i^2$$

Высоту потенциального барьера (контактную разность потенциалов) определим из условия |

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_{Ep} - \varphi_{En} = \varphi_T \cdot \ln \frac{p_{po} \cdot n_{no}}{n_i^2} = \varphi_T \cdot \ln \frac{p_{po}}{p_{no}} = \varphi_T \cdot \ln \frac{n_{no}}{n_{po}}$$

$$p_{no} = p_{po} \cdot e^{-\frac{\Delta\varphi_0}{\varphi_T}}$$

$$n_{po} = n_{no} \cdot e^{-\frac{\Delta\varphi_0}{\varphi_T}}$$

Пример 1. **Si**:  $T=300\text{K}$ ,  $\phi_T=25\text{mV}$ ,  $\Delta\phi_3=1.1\text{V}$ ,  $n_i=10^{10}\text{cm}^{-3}$

p-слой:  $p_{p0}=N_A^*=10^{16}\text{cm}^{-3}$ ,  $p_{p0} = n_i^2/p_{p0} = 10^4\text{cm}^{-3}$

n-слой:  $n_{n0}=N_D^*=10^{16}\text{cm}^{-3}$ ,  $p_{n0} = n_i^2/n_{n0} = 10^4\text{cm}^{-3}$

$$\Delta\phi_0 = 25\text{mV} \cdot \ln \frac{10^{16}}{10^4} = 25\text{mV} \cdot \ln 10^{12} = 25 \cdot 12 \cdot \ln 10 = 300 \cdot 2,3 = 690\text{mV} \approx 0,7\text{V}$$

Si: $\Delta\phi_0=0,7\text{V}$
--------------------------------

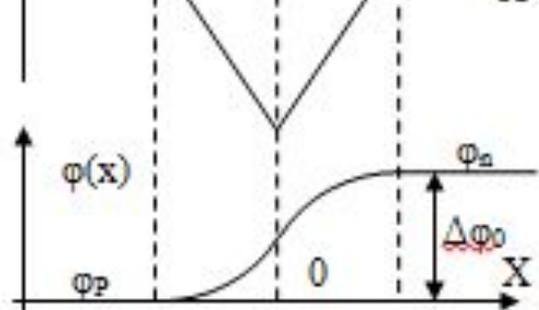
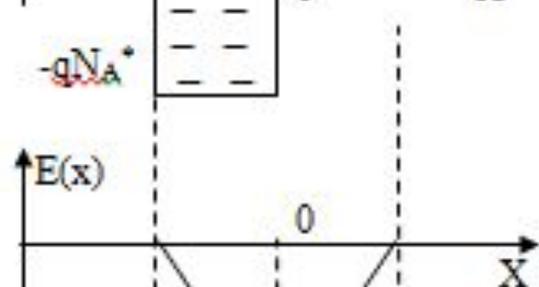
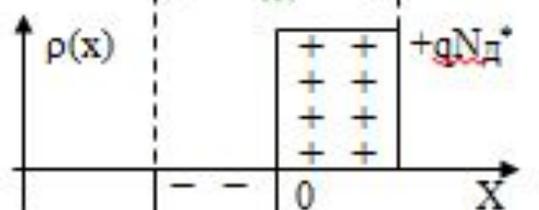
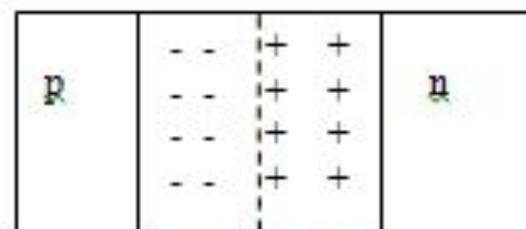
Пример 2. **Ge**:  $T=300\text{K}$ ,  $\phi_T=25\text{mV}$ ,  $\Delta\phi_3=0.7\text{V}$ ,  $n_i=10^{13}\text{cm}^{-3}$

p-слой:  $p_{p0}=N_A^*=10^{17}\text{cm}^{-3}$ ,  $p_{p0} = n_i^2/p_{p0} = 10^9\text{cm}^{-3}$

n-слой:  $n_{n0}=N_D^*=10^{15}\text{cm}^{-3}$ ,  $p_{n0} = n_i^2/n_{n0} = 10^{11}\text{cm}^{-3}$

$$\Delta\phi_0 = 25\text{mV} \cdot \ln \frac{10^{17}}{10^{11}} = 25\text{mV} \cdot \ln 10^6 = 25 \cdot 6 \cdot \ln 10 = 150 \cdot 2,3 = 350\text{mV}$$

Ge: $\Delta\phi_0=0,35\text{V}$
---------------------------------



Плотность заряда

$$\rho(x) = \begin{cases} -q \cdot N_A^*, & -l_{0p} < x < 0 \\ q \cdot N_D^*, & 0 < x < l_{0n} \end{cases} \quad (2.13)$$

Одномерное уравнение Пуассона

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \begin{cases} \frac{q}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \cdot N_A^*, & -l_{0p} < x < 0 \\ -\frac{q}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \cdot N_D^*, & 0 < x < l_{0n} \end{cases} \quad (2.14)$$

Интегрируем (2.14) в пределах  $-l_{0p} \div +l_{0n}$

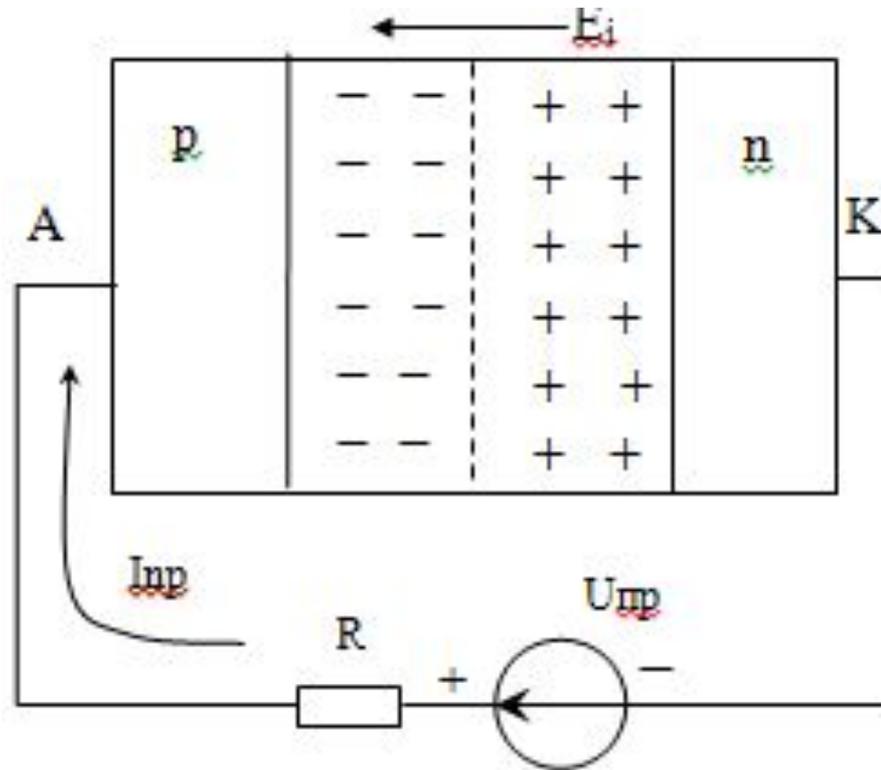
$$E = -\frac{d\phi}{dx} = \begin{cases} -\frac{q}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \cdot N_A^* \cdot (x + l_{0p}), & -l_{0p} < x < 0 \\ \frac{q}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \cdot N_D^* \cdot (x - l_{0n}), & 0 < x < l_{0n} \end{cases} \quad (2.15)$$

Приравняем напряженности поля в точке  $x=0$ , тогда

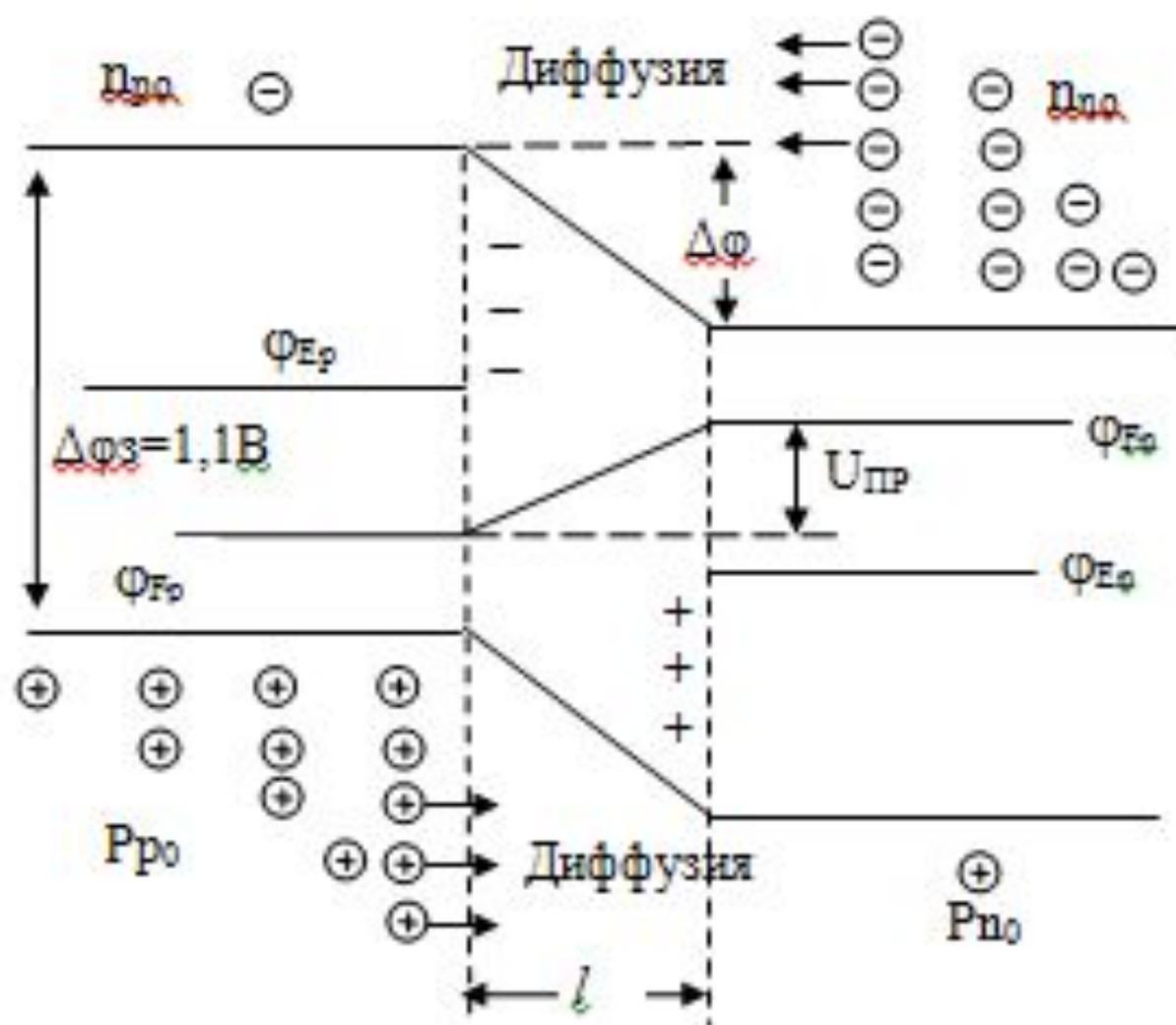
$$N_A^* \cdot l_{0p} = N_D^* \cdot l_{0n} \quad (2.16)$$

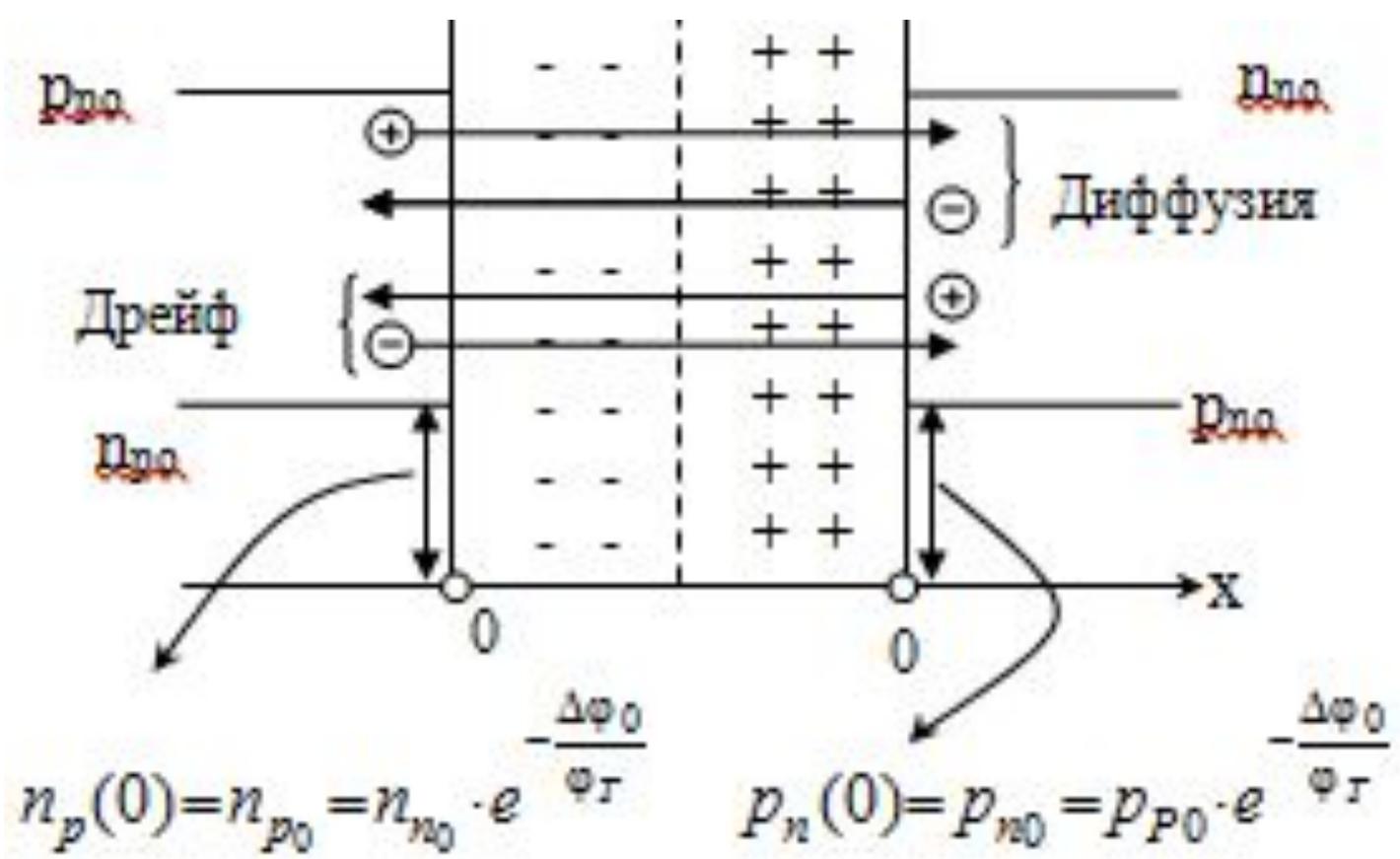
В симметричном p-n переходе ( $N_A = N_D$ ) также и  $l_{0p} = l_{0n} = \frac{1}{2} l_0$

Прямое смещение р-п  
перехода.

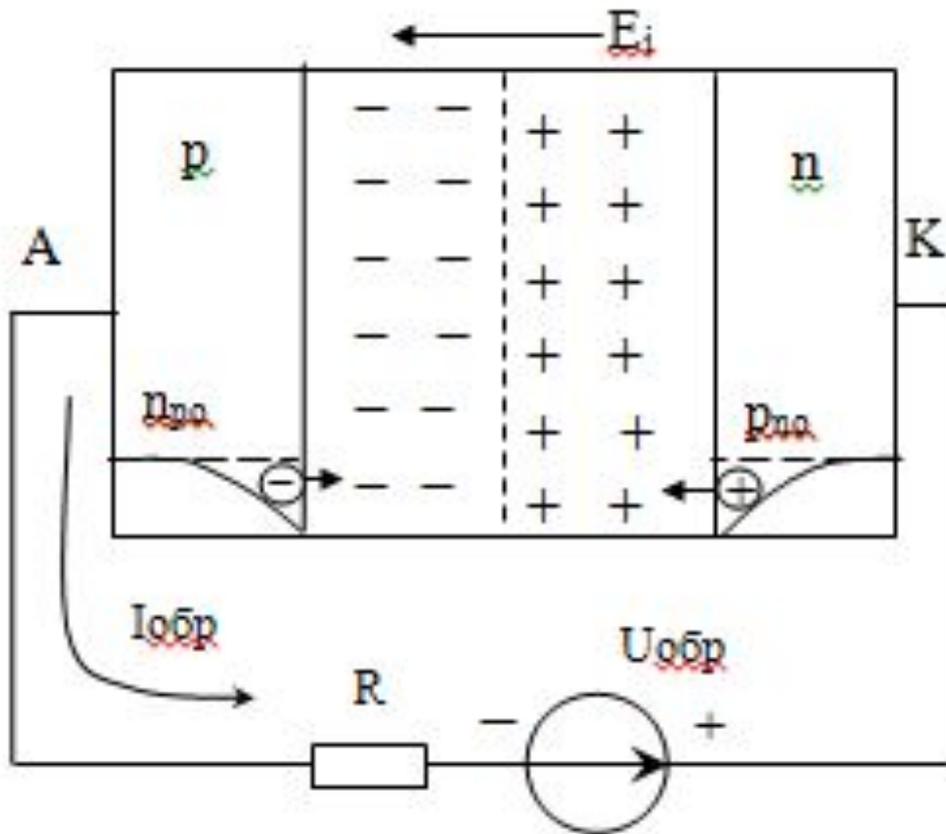


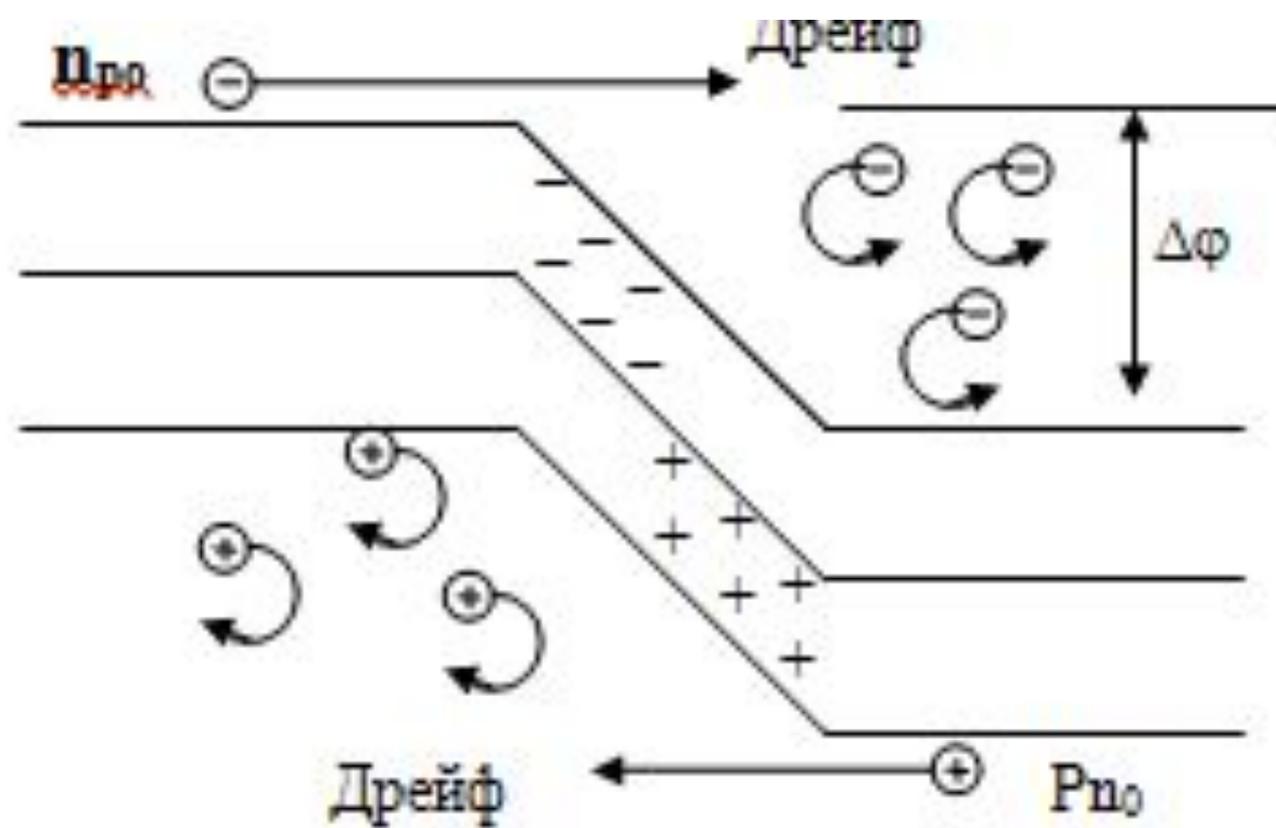
$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 - U_{np}$$





# Обратное смещение р-n перехода.





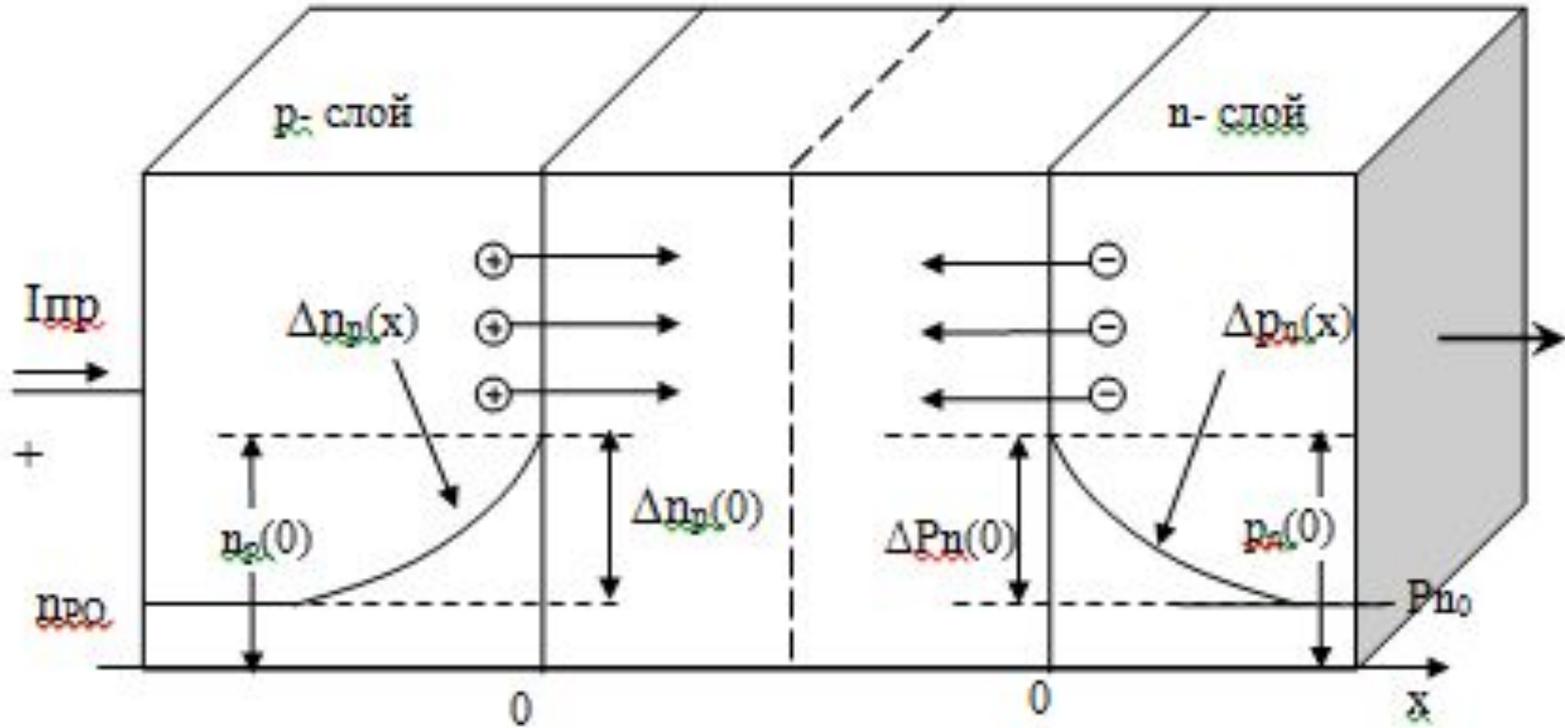
$$p_n(0) = p_{PO} \cdot e^{-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}} = p_{PO} \cdot e^{-\frac{\Delta\varphi_0 + U_{OBR}}{\varphi_T}} = Pn_0 \cdot e^{-\frac{U_{OBR}}{\varphi_T}}$$

$$n_p(0) = n_{nO} \cdot e^{-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}} = n_{nO} \cdot e^{-\frac{\Delta\varphi_0 + U_{OBR}}{\varphi_T}} = n_{PO} \cdot e^{-\frac{U_{OBR}}{\varphi_T}}$$

$$\Delta p_n(0) = p_n(0) - Pn_0 = -Pn_0$$

$$\Delta n_p(0) = n_p(0) - n_{PO} = -n_{PO}$$

# ВАХ идеализированного p-n перехода.











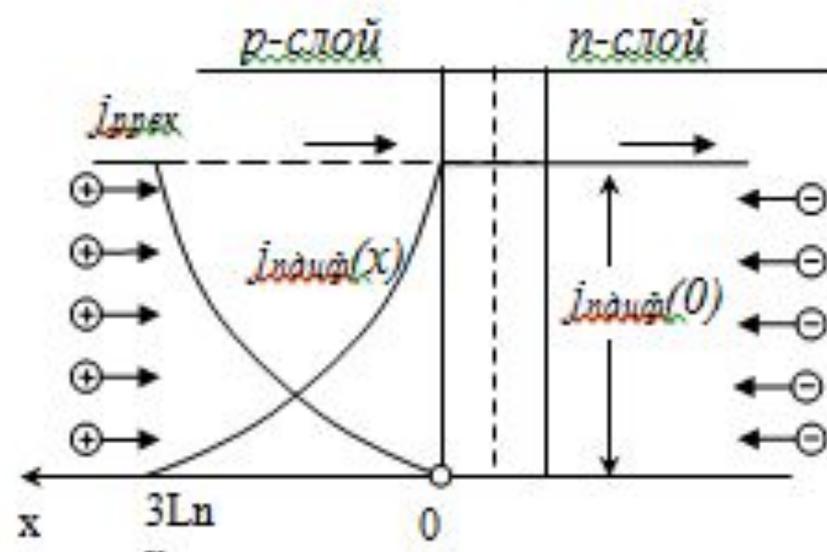
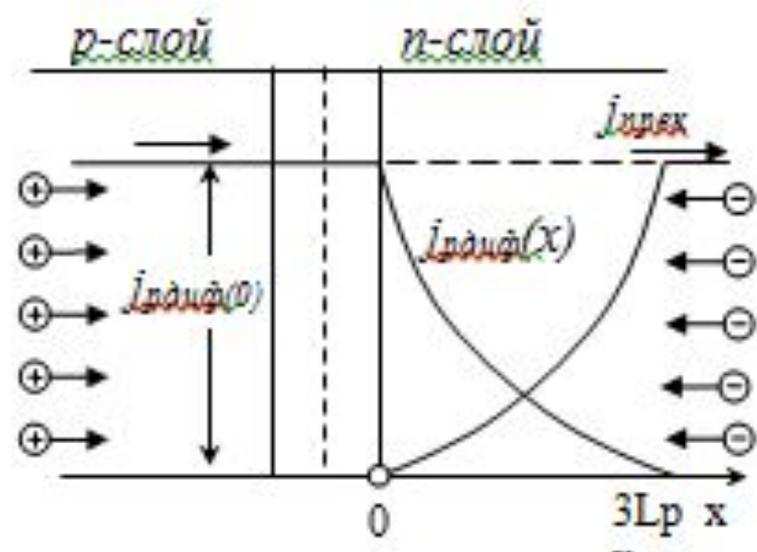


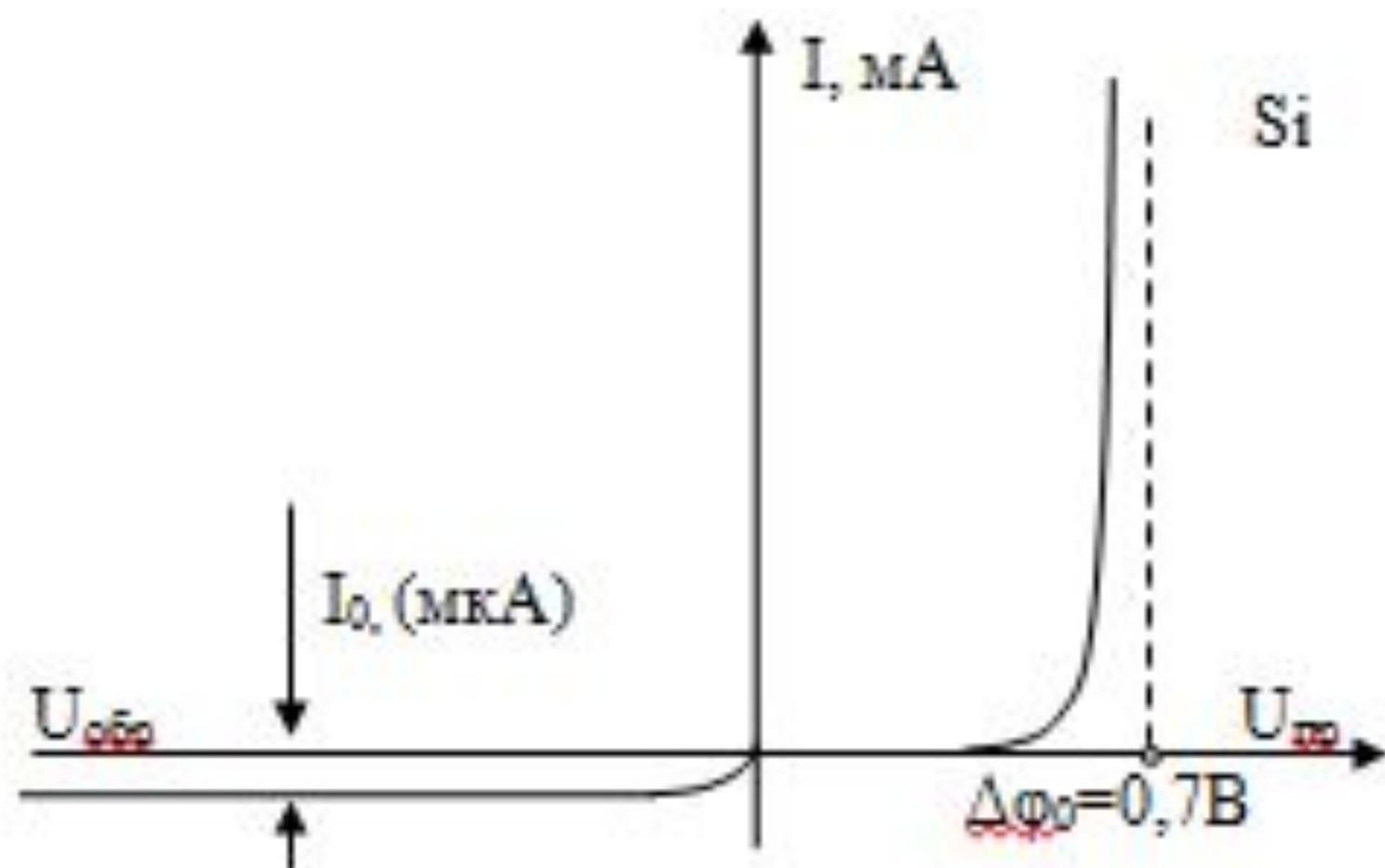


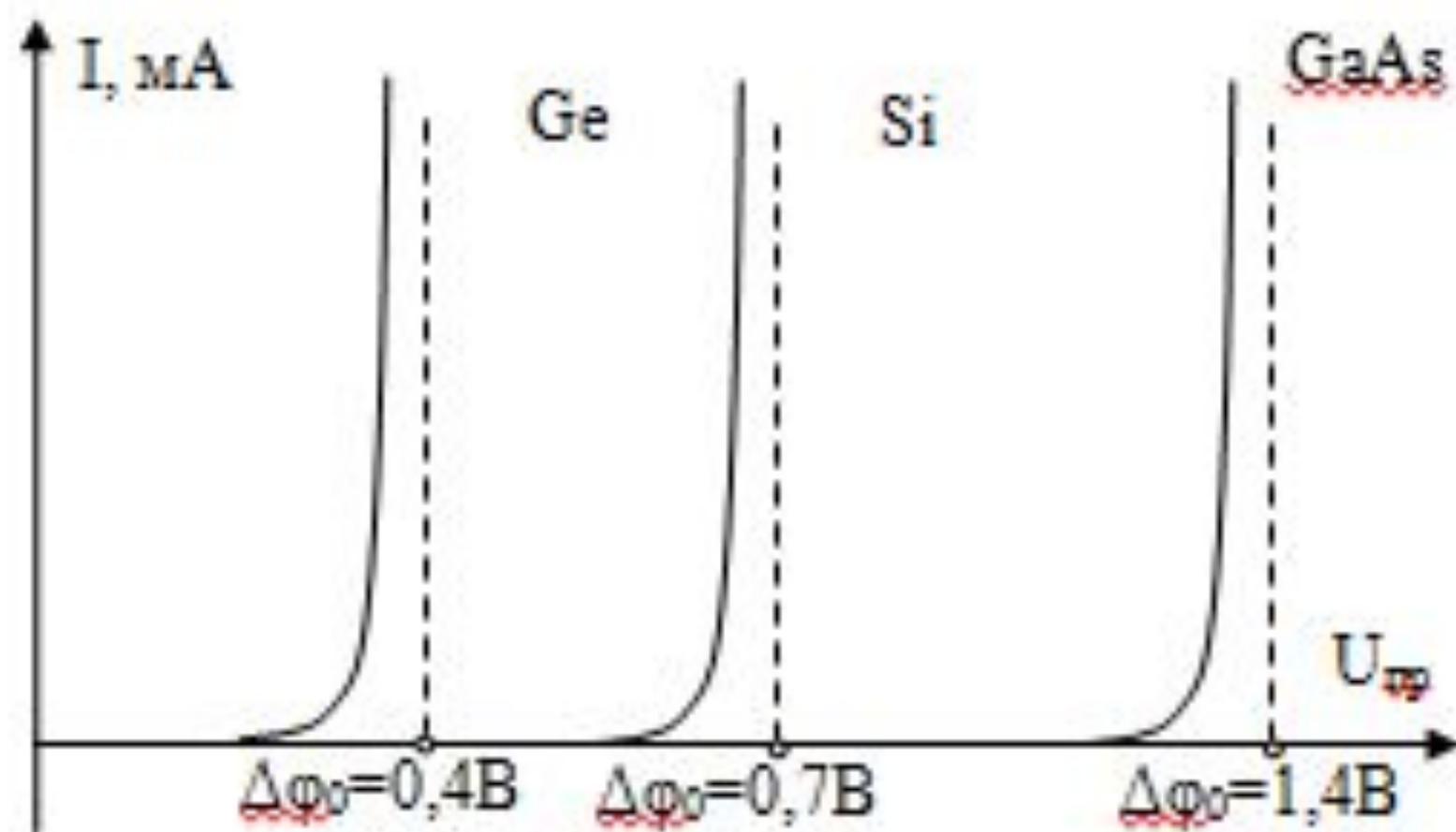




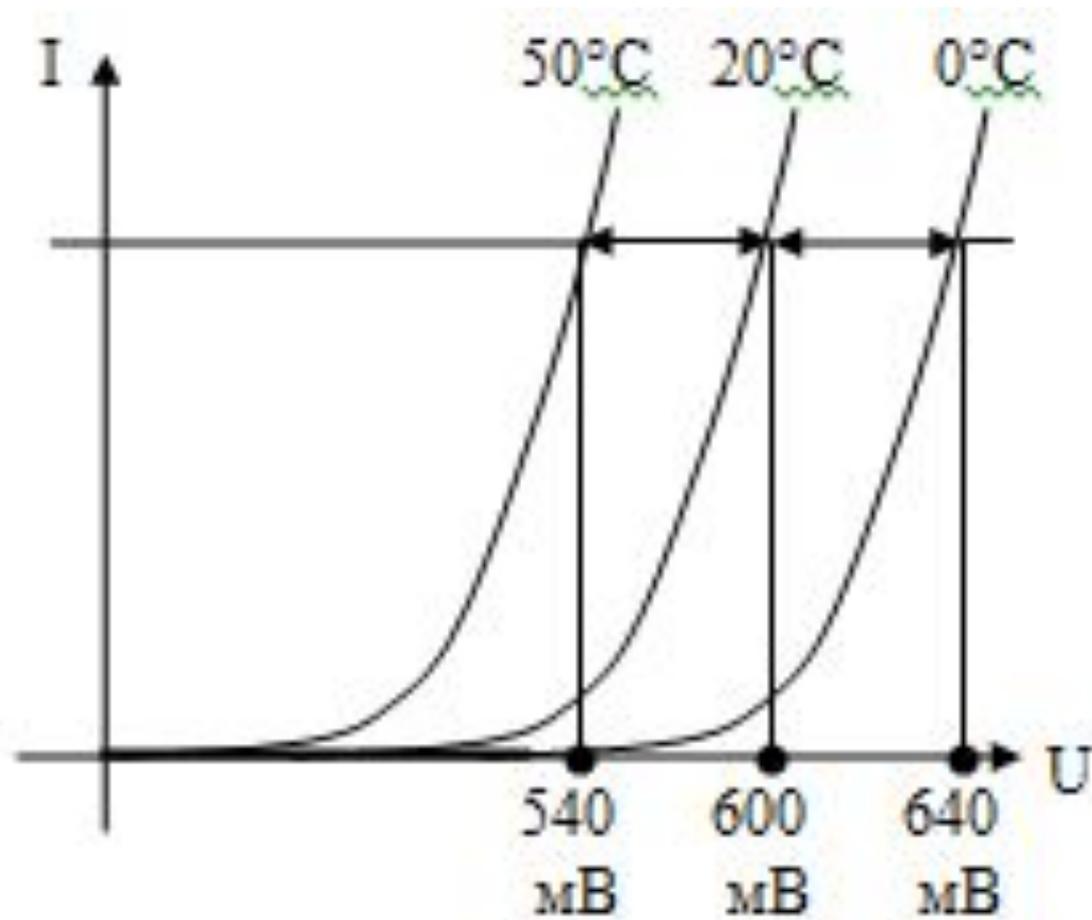
Структура токов:



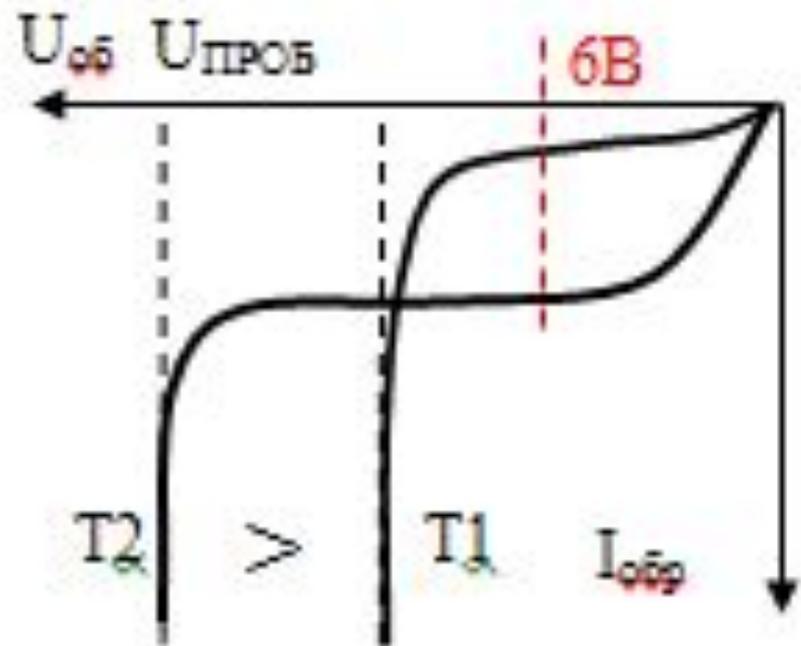
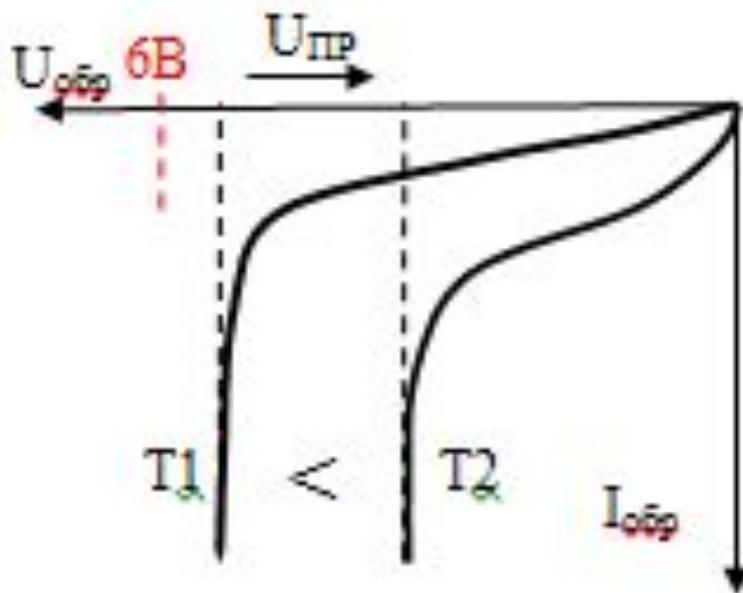




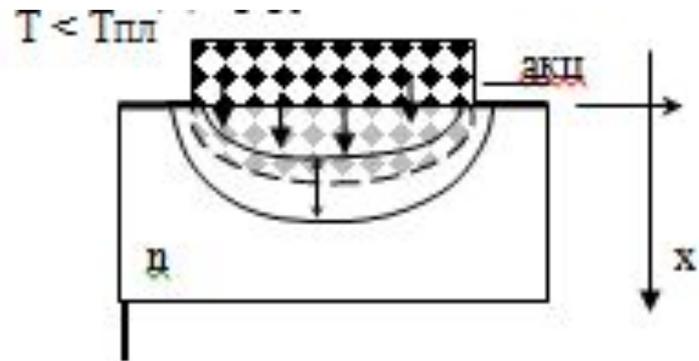
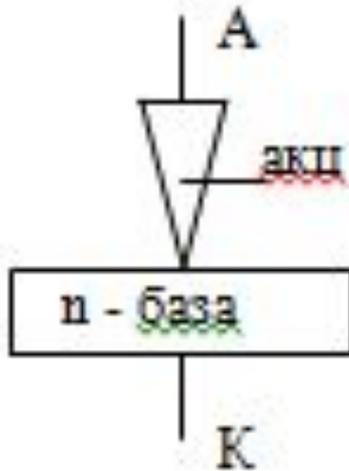
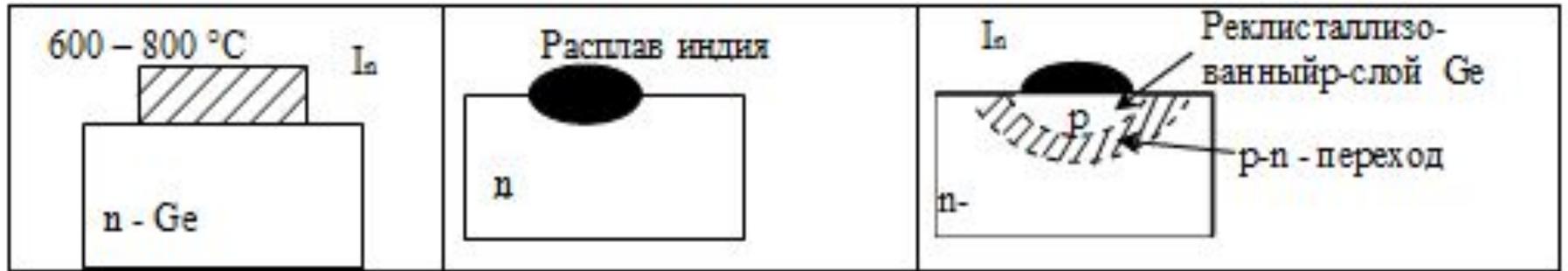
## Температурная зависимость прямого напряжения

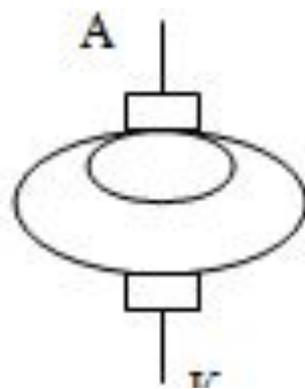
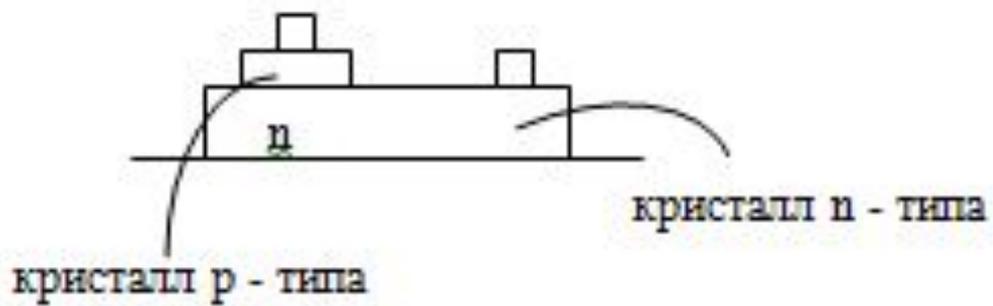
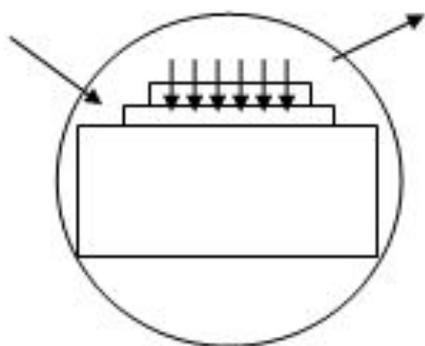


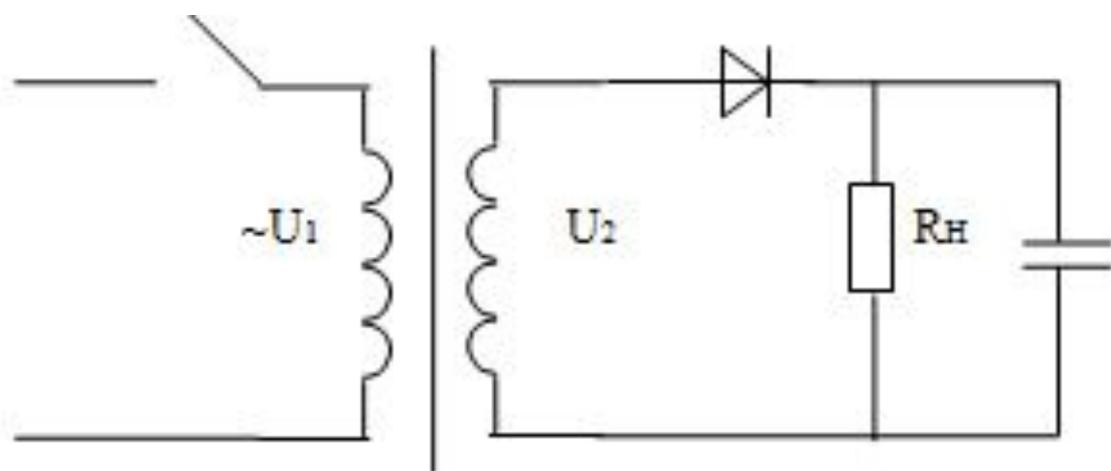
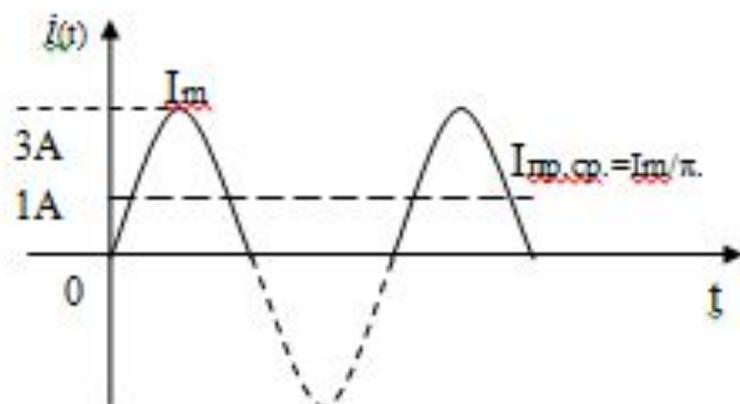
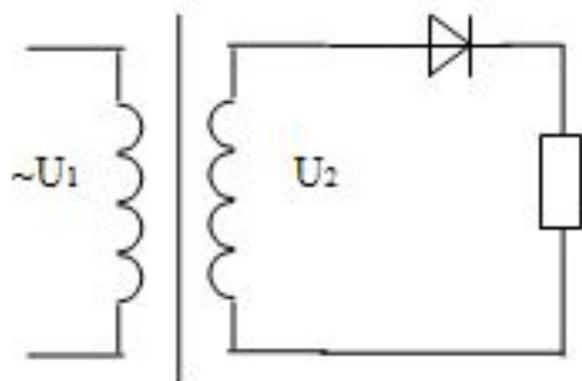
Пробой р-n перехода. Механизмы пробоя.  
Температурная зависимость напряжения пробоя



# . Полупроводниковые диоды.







# транзистор

