

JUNTURA P-N

Dr. Andrés Ozols

Facultad de Ingeniería

UBA

2007

Juntura p-n

Las Junturas son crucial para muchas aplicaciones de semiconductores.

Métodos para hacer junturas p-n

Difusión (el más antiguo): : El dopante, usualmente aceptor, es difundido bajo calentamiento, de modo que la concentración de impurezas en la superficie del SC excede la del interior, rica en donores.

Implantación iónica: esta técnica parte de materiales tipo n., que son bombardeados con la especie requerida de iones.

Esto produce uniones más abruptas, pero causa daño a la estructura cristalina, incrementando el número de dislocaciones y átomos intersticiales.

Juntura p-n

Deposición Epitaxial: Técnica actual muy bien establecida. Esta emplea como material de partida un monocristal (un solo cristal), de modo que permite el crecimiento capas cristalinas que se ordenan con la orientación del sustrato.

Epitaxia por Haz Molecular (MBE): El método más preciso y más caro para dejar iones de SC junto con átomos de dopante disparados sobre la superficie del SC.

El cristal crece epitaxialmente con los átomos de dopante requeridos e incluidos, bajo condiciones apropiadas (vacío ultra-alto, flujo iónico y temperatura de sustrato correctos). Esta técnica puede producir junturas muy abruptas sin restricciones al tipo de impureza empleado.

Juntura p-n

Una juntura p-n en ausencia de potencial aplicado **está en equilibrio termodinámico**.



Esto significa que el potencial químico (o **energía de Fermi, E_F**) debe **ser constante a través de la juntura**.

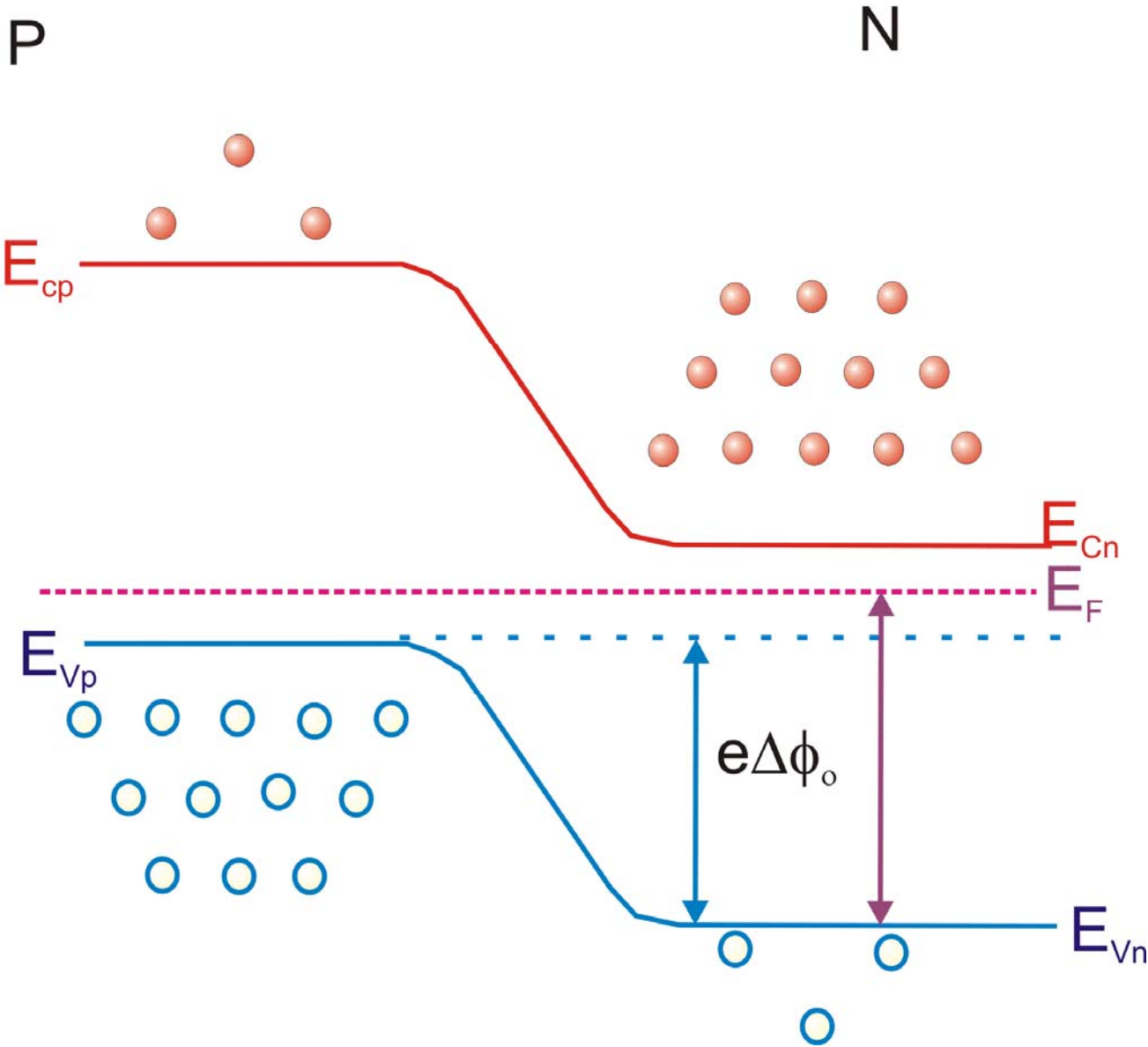


E_F está más **cerca** de la banda de valencia en el SC tipo p y **cerca** de la banda de conducción en el SC tipo n,



Las bandas deben **doblarse**

Juntura p-n en ausencia de potencial aplicado



POTENCIAL de JUNTURA

La diferencia en la altura entre bandas del mismo tipo de cada lado de la juntura

$$e\Delta\phi_0 = E_{V_p} - E_{V_n} = E_{C_p} - E_{C_n}$$

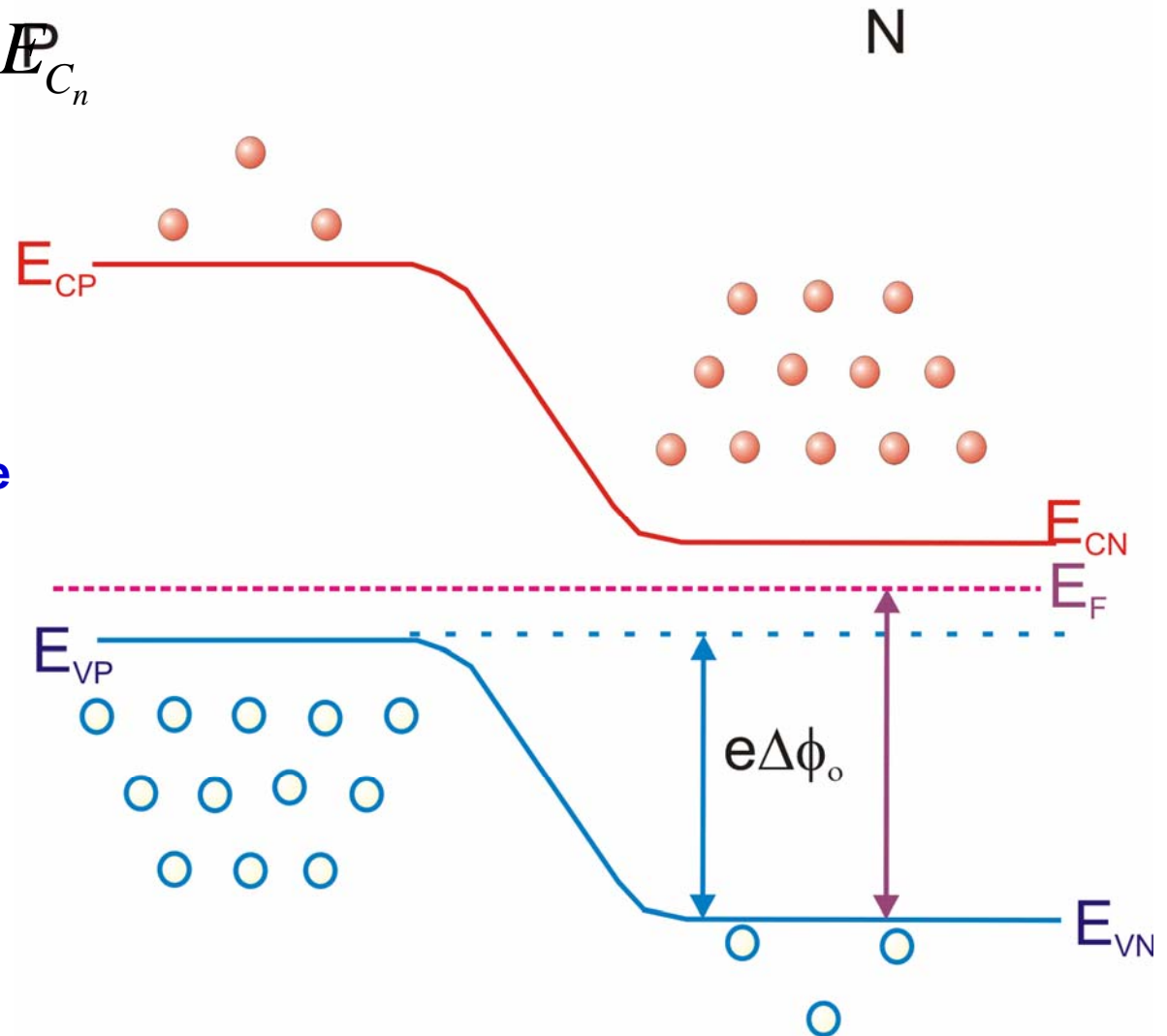
Como

$$n = N_C e^{-(E_C - E_F)/kT}$$

Para Semiconductores fuertemente

Lado N $n_n \approx N_d$

Lado P $n_p \approx \frac{n_i^2}{N_a}$



POTENCIAL de JUNTURA

Lado N $N_d \cong N_C e^{-(E_{CN} - E_F)/kT}$

Lado P $\frac{n_i^2}{N_a} \cong N_C e^{-(E_{CP} - E_F)/kT}$

Dividiendo ambas ecuaciones

$$\frac{N_d}{\frac{n_i^2}{N_a}} = \frac{N_d N_a}{n_i^2} \cong \frac{N_C e^{-(E_{CN} - E_F)/kT}}{N_C e^{-(E_{CP} - E_F)/kT}} = e^{[-(E_{CN} - E_F) + (E_{CP} - E_F)]/kT} = e^{(E_{CP} - E_{CN})/kT}$$

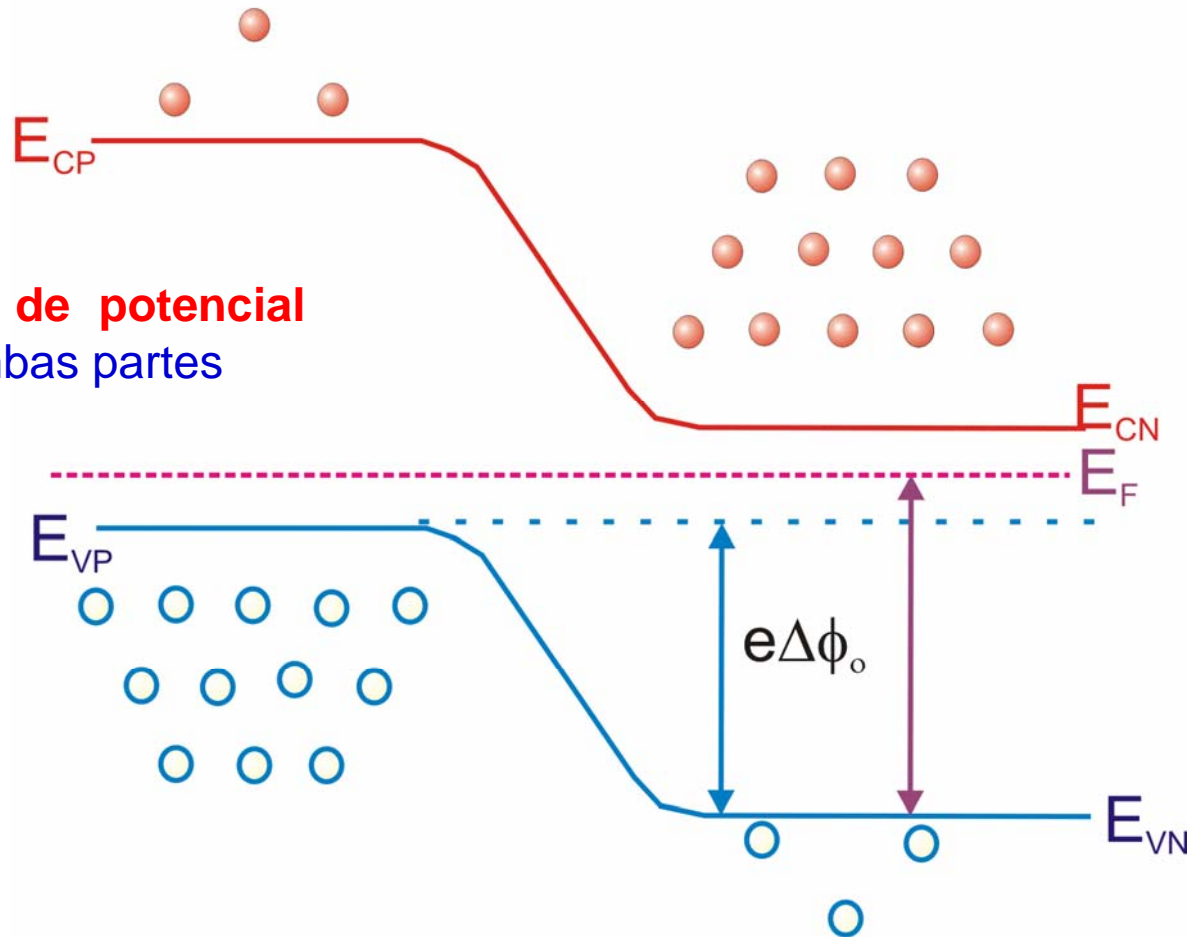
POTENCIAL de JUNTURA

$$e\Delta\phi_0 = E_{C_P} - E_{C_N} \cong kT \ln \left(\frac{N_d N_a}{n_i^2} \right)$$

es la diferencia de energía entre electrones en el fondo de las bandas de conducción de los dos lados

N

$\Delta\phi_0$ Esta es la **diferencia de potencial electrostático** entre ambas partes



CAMPO ELÉCTRICO en la JUNTURA

Supuesto juntura abrupta con una **densidad de carga**:

$$\rho(x) \begin{cases} +eN_a & -x_p \leq x < 0 \\ -eN_d & 0 < x \leq x_p \end{cases}$$

Donde x_p y x_n **anchos** de las **zonas de vaciamiento** de carga de los lados P y N, respectivamente:

CAMPO ELÉCTRICO en la JUNTURA

El vector de desplazamiento satisface la ley de Gauss:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \qquad \vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$$

ϵ_r permitividad dieléctrica relativa

En una dimensión $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{dE}{dx}$

$$\frac{dE}{dx} \left\{ \begin{array}{l} -\frac{eN_a}{\epsilon_0 \epsilon_r} \qquad -x_p \leq x < 0 \\ +\frac{eN_d}{\epsilon_0 \epsilon_r} \qquad 0 < x \leq x_N \\ 0 \end{array} \right.$$

Fuera de la zona de vaciamiento de carga

CAMPO ELÉCTRICO en la JUNTURA

Si la juntura está en equilibrio

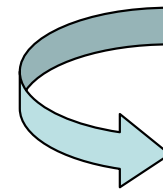
Las **condiciones de contorno son $E=0$** para $x < -x_p$ y $x > x_n$

$$E(x) \begin{cases} -\frac{eN_a}{\epsilon_0\epsilon_r} (x + x_p) & 0 < x \leq x_p \\ +\frac{eN_d}{\epsilon_0\epsilon_r} (x - x_n) & 0 < x \leq x_n \end{cases}$$

Además, E debe ser continua en $x=0$

$$E(0) = -\frac{eN_a}{\epsilon_0\epsilon_r} x_p = -\frac{eN_d}{\epsilon_0\epsilon_r} x_n$$

condición **neutralidad eléctrica** de toda la zona de vaciamiento



$$N_a x_p = N_d x_n$$

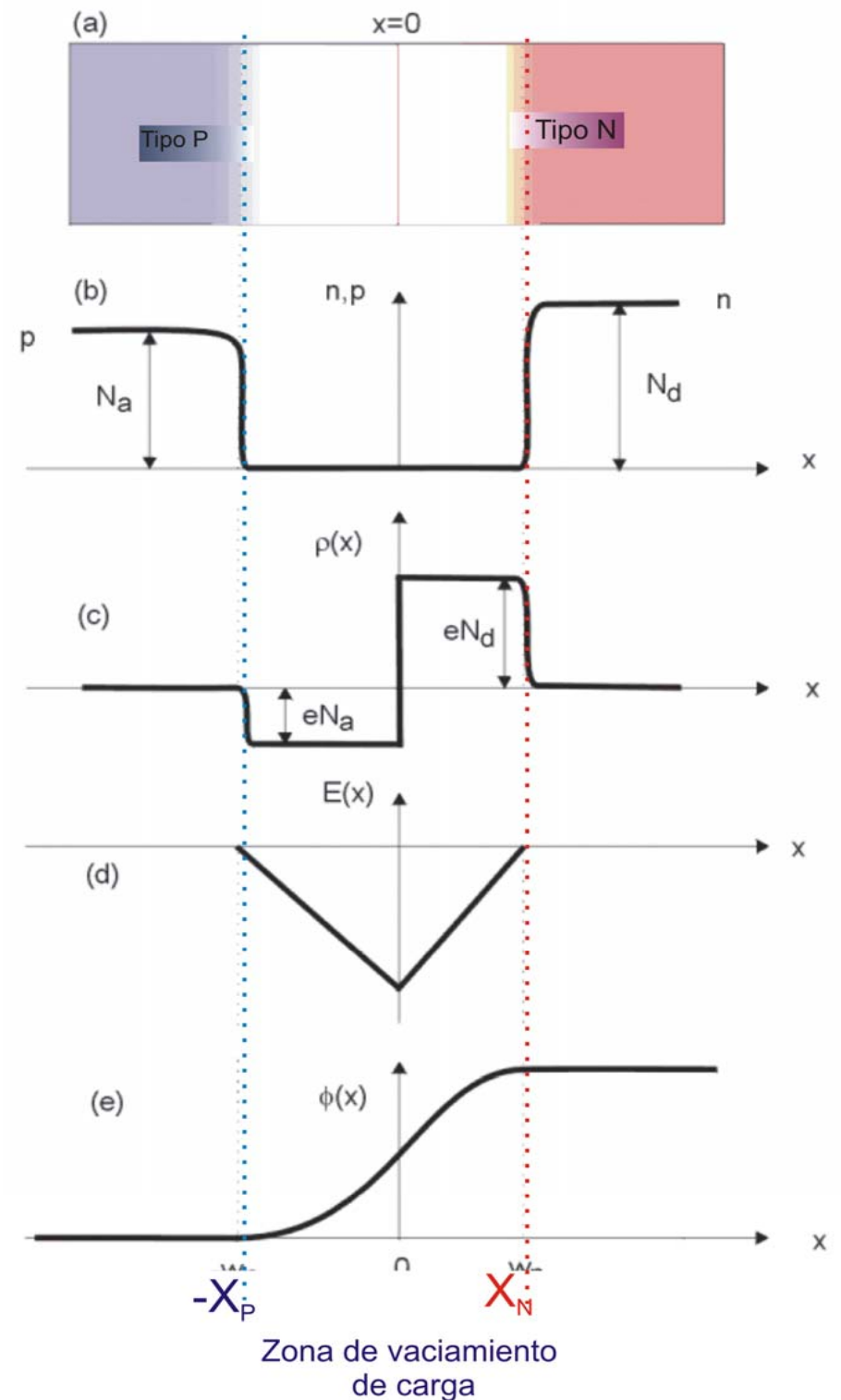
POTENCIAL en la JUNTURA

La variación de potencial $V(x)$

$$E = -\frac{dV}{dx} \quad \text{Campo eléctrico}$$

Tomando como referencia de potencial $V(-x_p) = 0$

$$V(x) \begin{cases} +\frac{eN_a}{2\epsilon_0\epsilon_r}(x+x_p)^2 & 0 < x \leq x_p \\ \Delta\phi_0 - \frac{eN_d}{2\epsilon_0\epsilon_r}(x-x_n)^2 & 0 < x \leq x_n \end{cases}$$



POTENCIAL en la JUNTURA

El potencial $V(X)$ *debe ser continuo en $x = 0$*

$$V(0) = \frac{eN_a}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} x_P^2 = \Delta\phi_0 - \frac{eN_d}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} x_N^2$$



Otra relación sobre las concentraciones de portadores

$$\Delta\phi_0 = \frac{eN_a}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} x_P^2 + \frac{eN_d}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} x_N^2 = \frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} (N_a x_P^2 + N_d x_N^2)$$

ANCHO de las ZONAS de VACIAMIENTO

Las condiciones de continuidad del campo eléctrico y potencial permiten obtener x_N y x_P

$$\left| \begin{array}{l} N_a x_P = N_d x_N \\ N_a x_P^2 + N_d x_N^2 = \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r}{e} \Delta\phi_0 \end{array} \right. \longrightarrow x_P = \frac{N_d}{N_a} x_N$$

$$N_a \left(\frac{N_d}{N_a} x_N \right)^2 + N_d x_N^2 = \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r}{e} \Delta\phi_0$$

$$\left[N_a \left(\frac{N_d}{N_a} \right)^2 + N_d \right] x_N^2 = \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r}{e} \Delta\phi_0 \longrightarrow x_N = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r}{e} \Delta\phi_0 \frac{N_a}{N_d} \frac{1}{(N_a + N_d)}}$$

ANCHO de las ZONAS de VACIAMIENTO

$$x_P = \frac{N_d}{N_a} \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e} \Delta\phi_0 \frac{N_a}{N_d} \frac{1}{(N_a + N_d)}}$$

$$x_P = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e} \Delta\phi_0 \frac{N_d}{N_a} \frac{1}{(N_a + N_d)}}$$

El ancho total de la zona de vaciamiento

$$x_T = x_N + x_P = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e} \Delta\phi_0 \left(\frac{N_d}{N_a} + \frac{N_a}{N_d} \right) \frac{1}{(N_a + N_d)}}$$

ANCHO de las ZONAS de VACIAMIENTO

Como el potencial de juntura depende de la temperatura T

$$\Delta\phi_0 \cong \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_d N_a}{n_i^2} \right)$$

El ancho depende de la temperatura T

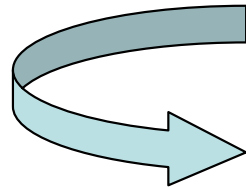
$$x_T (T) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e^2} kT \ln \left(\frac{N_d N_a}{n_i^2} \right) \left(\frac{N_d}{N_a} + \frac{N_a}{N_d} \right) \frac{1}{(N_a + N_d)}}$$

ANCHO de la ZONA de VACIAMIENTO

Si $N_d = N_a$

$$x_T (T) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e^2} kT \ln\left(\frac{N_a^2}{n_i^2}\right)} \left(2\right) \frac{1}{2N_a} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e^2} kT \ln\left(\frac{N_a^2}{n_i^2}\right)} \frac{1}{N_a}$$

La dependencia logarítmica
es muy débil comparada
con el denominador



x_T crece con T

x_T disminuye cuando el crece el dopaje

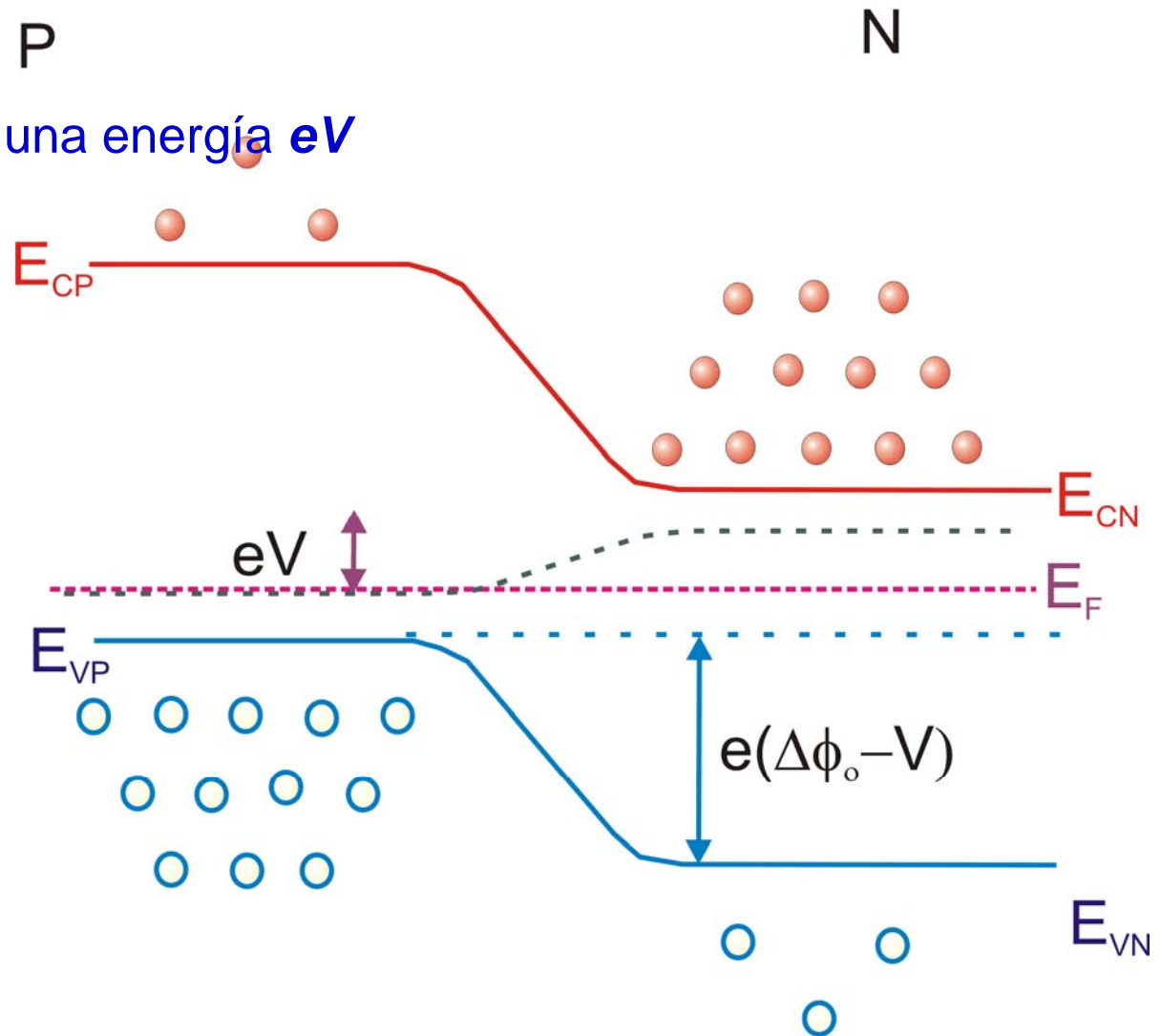
ANCHOS de la ZONA de VACIAMIENTO

La aplicación de las junturas p-n depende del potencial y por lo tanto del flujo de a través de ésta.

Si el potencial aplicado introduce una energía eV

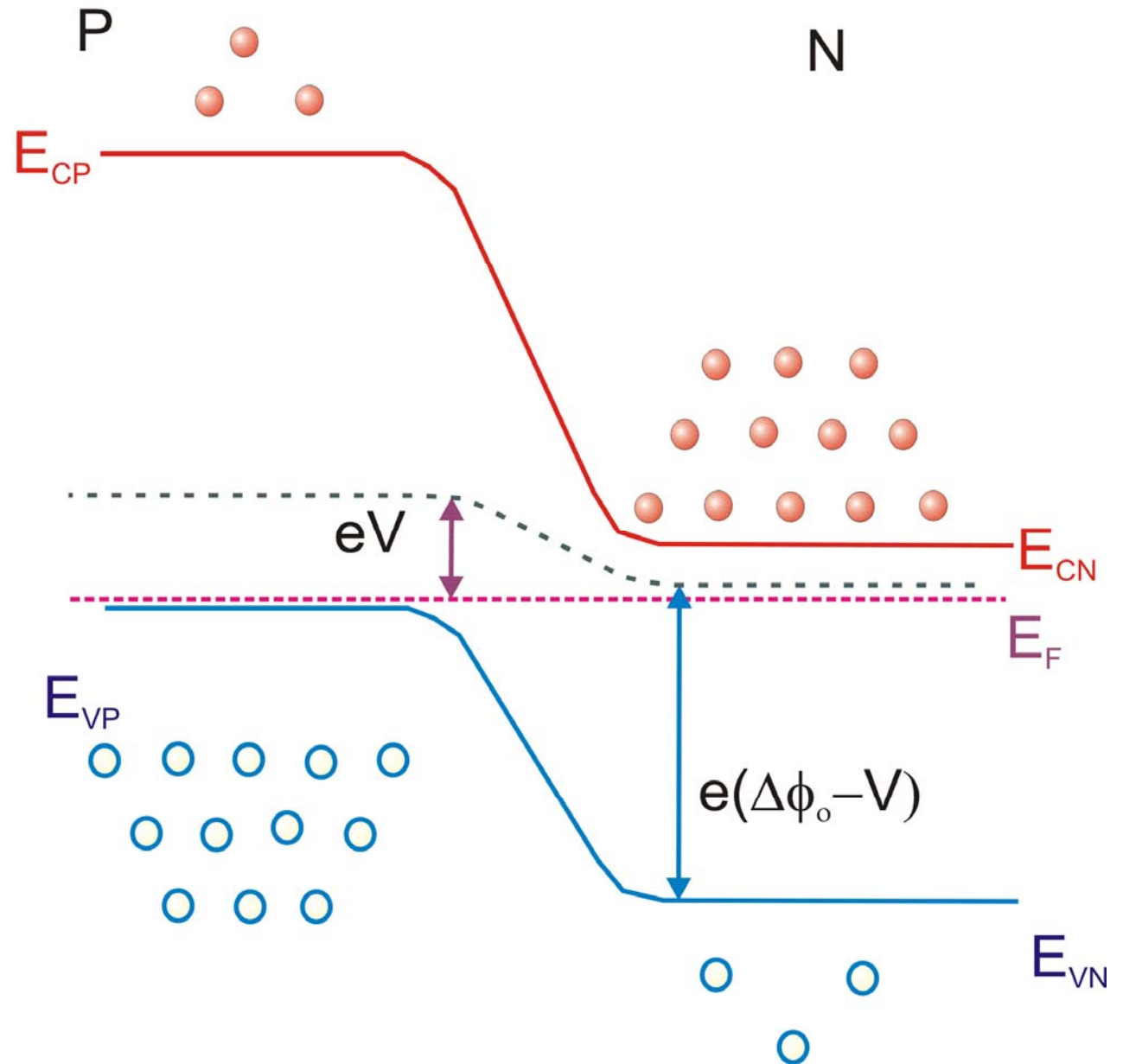
Surgen dos situaciones:

Polarización directa:



ANCHOS de la ZONA de VACIAMIENTO

Polarización inversa:



ANCHO de la ZONA de VACIAMIENTO

El cálculo de las zonas incluyendo la polarización:

$$x_N = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e} (\Delta\phi_0 - V) \frac{N_a}{N_d} \frac{1}{(N_a + N_d)}}$$

$$x_P = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e} (\Delta\phi_0 - V) \frac{N_d}{N_a} \frac{1}{(N_a + N_d)}}$$

Existe una separación de carga en la zona de vaciamiento.

CAPACITANCIA de JUNTURA

La separación de cargas se comporta como un capacitor

La carga en cada región de la juntura de sección A

$$Q = x_N N_d A = x_P N_a A$$

La capacidad en la región de la juntura será

$$C = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = N_d A \left| \frac{dx_N}{dV} \right| = N_d A \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r}{e} \frac{N_a}{N_d} \frac{1}{(N_a + N_d)}} \frac{1}{2\sqrt{\Delta\phi_0 - V}}$$

Entonces la capacitancia de la juntura será

$$C_A = \frac{C}{A} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{2e} \frac{N_a N_d}{(N_a + N_d) \Delta\phi_0 - V}}$$