

# Diffúziós jelenségek félvezetőkben

Töltéshordozók keltése, mozgása, rekombinációja

Diffúziós jelenségek félvezetőkben

Inhomogén félvezetők, diffúzió, Einstein reláció  
Drift vs. diffúzió

Transzport instabilitások félvezetőkben

Negatív differenciális ellenállás, Gunn dióda

Inhomogén félvezetők alkalmazásai

p-n átmenet, Zener dióda, alagút dióda, bipoláris tranzisztorok, JFET

# Töltéshordozók keltése, mozgása, rekombinációja

- Töltéshordozók dinamikája:
- keltés (e - h párok)
  - szórások (termikus egyensúly elérése; fonon, foton, stb.)
  - diffúzió
  - drift
  - rekombináció:  $E_g \leq 0.2..0.3$  eV - közvetlen rekombináció  
 $E_g \geq 0.3$  eV - rekombináció mély nívókon keresztül

Egyensúlyi elektron / lyuk koncentráció:  $n_0, p_0$

Rekombinációs ráta:  $R = Cnp$

A termikus keltés valószínűsége:  
(injektálás, fotonokkal keltés, stb. nélkül)  $G_{\text{therm}} = R^0 = Cn_0p_0$

A „netto” rekombinációs ráta:  $U = R - G_{\text{therm}} = C(np - n_0p_0)$

$$U = C[(n - n_0)(p - p_0) + n_0(p - p_0) + p_0(n - n_0)] \approx C[n_0(p - p_0) + p_0(n - n_0)]$$

n-típusú félvezető:  $p_0 \ll n_0$   $U = Cn_0(p - p_0)$

p-típusú félvezető:  $p_0 \gg n_0$   $U = Cp_0(n - n_0)$

A tiszta rekombinációs rátát a kisebbségi töltéshordozók koncentrációja határozza meg.

# Töltéshordozók keltése, mozgása, rekombinációja

Elektronok (lyukak) rekombinációs élettartama:  $\tau_n, \tau_p$

$$\delta n = -(n - n_0) \frac{\delta t}{\tau_n}$$

$$\delta p = -(p - p_0) \frac{\delta t}{\tau_p}$$

n-típusú félvezető:

$$U = \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad C = \frac{1}{n_0 \tau_p}$$

p-típusú félvezető:

$$U = \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad C = \frac{1}{p_0 \tau_n}$$

A kontinuitási egyenletek:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e} \nabla \mathbf{j}_n = -\frac{p - p_0}{\tau_p}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{e} \nabla \mathbf{j}_p = -\frac{p - p_0}{\tau_p}$$

n-típusú félvezető

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e} \nabla \mathbf{j}_n = -\frac{n - n_0}{\tau_n}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{e} \nabla \mathbf{j}_p = -\frac{n - n_0}{\tau_n}$$

p-típusú félvezető

# Drift vs. diffúzió inhomogén félvezetőkben

Rekombinációs idő:  $10^{-8} \dots 10^{-9}$  s

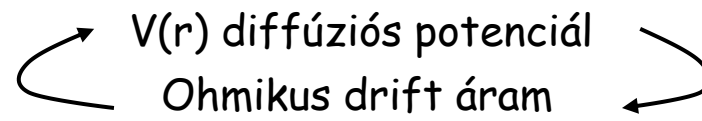
$\gg$

Ütközések közötti idő:  $10^{-13} \dots 10^{-12}$  s

## Diffúziós mozgás

Inhomogén töltéeloszlás  
Termikus egyensúlyban

$$\left. \begin{aligned} \nabla n(\mathbf{r}) &\neq 0 \\ \mathbf{j} &= 0 \end{aligned} \right\}$$



Töltéeloszlás - elektrosztatikus potenciál  
önkonzisztensen meghatározhatók

Diffúziós áram, Fick első trv:  
(n-típusú félvezető)

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_n^{\text{diff}}(\mathbf{r}) &= -D_n \nabla n(\mathbf{r}) \\ \mathbf{j}^{\text{diff}}(\mathbf{r}) &= -e \mathbf{j}_n^{\text{diff}}(\mathbf{r}) = e D_n \nabla n(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

Drift áram:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_n &= -\mu_n \mathbf{E} = \mu_n \nabla V(\mathbf{r}) \\ \mathbf{j}^{\text{drift}}(\mathbf{r}) &= -en(\mathbf{r}) \mathbf{v}_n(\mathbf{r}) = -en(\mathbf{r}) \mu_n \nabla V(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

Egyensúlyban:

$$-en(\mathbf{r}) \mu_n \nabla V(\mathbf{r}) + e D_n \nabla n(\mathbf{r}) = 0$$

$$n(\mathbf{r}) = 2 \left( \frac{m_n^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{\varepsilon_c - eV(\mathbf{r}) - \mu}{k_B T} \right)$$

$$\nabla n(\mathbf{r}) = \frac{e}{k_B T} n(\mathbf{r}) \nabla V(\mathbf{r})$$

$$\mu_n = \frac{e}{k_B T} D_n$$

Einstein reláció

# Drift vs. diffúzió inhomogén félvezetőkben

p-típusú félvezetőre hasonlóan:

Részecske áram, Fick trv:

$$\mathbf{j}_p^{\text{diff}}(\mathbf{r}) = -D_p \nabla p(\mathbf{r})$$
$$\mathbf{j}^{\text{diff}}(\mathbf{r}) = e \mathbf{j}_p^{\text{diff}}(\mathbf{r}) = -e D_p \nabla p(\mathbf{r})$$

Drift áram:

$$\mathbf{v}_p = \mu_p \mathbf{E} = -\mu_p \nabla V(\mathbf{r})$$
$$\mathbf{j}^{\text{drift}}(\mathbf{r}) = ep(\mathbf{r}) \mathbf{v}_p(\mathbf{r}) = -ep(\mathbf{r}) \mu_p \nabla V(\mathbf{r})$$

Egyensúlyban:

$$-ep(\mathbf{r}) \mu_p \nabla V(\mathbf{r}) - e D_p \nabla p(\mathbf{r}) = 0$$
$$p(\mathbf{r}) = 2 \left( \frac{m_p^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{\mu - \varepsilon_v + eV(\mathbf{r})}{k_B T} \right)$$
$$\nabla p(\mathbf{r}) = -\frac{e}{k_B T} p(\mathbf{r}) \nabla V(\mathbf{r})$$

Einstein reláció lyukakra:

$$\mu_p = \frac{e}{k_B T} D_p$$

# Drift vs. diffúzió inhomogén félvezetőkben

Diffúziós hossz (pl. lyukak injektálása n-típusú félvezetőbe,  $x = 0$  -nál, stac. esetben):

$$\frac{1}{e} \nabla \mathbf{j}_p = -\frac{p - p_0}{\tau_p}$$
$$\mathbf{j}^{\text{diff}}(\mathbf{r}) = -e D_p \nabla p(\mathbf{r})$$

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_0}{\tau_p}$$
$$p(x) = p_0 + [p(0) - p_0] e^{-x/L_p}$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$$

A beinjektált kisebbségi töltéshordozók ilyen távolságra jutnak el

Diffúzió véges ( $d$ ) szélességű mintán keresztül:

$$p(x) = p_0 + [p(0) - p_0] \frac{\sinh[(d - x)/L_p]}{\sinh(d/L_p)}$$

A működési tartományokat is meghatározó karakterisztikus hosszak félvezető eszközökben:

- $L_n, L_p$  diffúziós hosszak
- momentum szabad úthossz

# A töltéshordozók mozgásegyenletei félvezető eszközökben

A teljes áram (elektronok és lyukak):  $\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{j}_n(\mathbf{r}) + \mathbf{j}_p(\mathbf{r})$

Drift és diffúzió:

$$\mathbf{j}_n(\mathbf{r}) = en(\mathbf{r})\mu_n\mathbf{E} + eD_n\nabla n(\mathbf{r})$$

$$\mathbf{j}_p(\mathbf{r}) = ep(\mathbf{r})\mu_p\mathbf{E} - eD_p\nabla p(\mathbf{r})$$

Maxwell I.

$$\epsilon\nabla\mathbf{E} = e[n(\mathbf{r}) + n_a^-(\mathbf{r}) - n_d^+(\mathbf{r}) - p(\mathbf{r})]$$

Kontinuitás:

(elektronokra és lyukakra külön is)

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e}\nabla\mathbf{j}_n(\mathbf{r}) = G_{\text{inj},n} + G_{\text{therm}} - R$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{e}\nabla\mathbf{j}_p(\mathbf{r}) = G_{\text{inj},p} + G_{\text{therm}} - R$$

Alsó indexek:

a töltéshordozó koncentrációk  
n / p típusú félvezetőben

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = G_{\text{inj},n} + D_n\nabla^2 n_n + \mu_n\nabla(n_n\mathbf{E}) - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G_{\text{inj},p} + D_p\nabla^2 p_n - \mu_p\nabla(p_n\mathbf{E}) - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = G_{\text{inj},n} + D_n\nabla^2 n_p + \mu_n\nabla(n_p\mathbf{E}) - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

$$\frac{\partial p_p}{\partial t} = G_{\text{inj},p} + D_p\nabla^2 p_p - \mu_p\nabla(p_p\mathbf{E}) - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

# Transzport instabilitások, Gunn dióda

Töltés-fluktuáció lecsengése homogén vezetõben

Kontinuitás: 
$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial x} = 0$$

Poisson egyenlet: 
$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e(n - n_0)}{\epsilon}$$

Áramsűrűség: 
$$j = \frac{E}{\rho} - eD \frac{\partial n}{\partial x}$$

---

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n - n_0}{\rho\epsilon} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0$$

$$n - n_0 = (n - n_0) \Big|_{\substack{x=0 \\ t=0}} \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_D}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_R}\right)$$

Negatív differenciális  
ellenállás mellett  
divergáló megoldás!

Debye hossz 
$$L_D = \sqrt{\frac{k_B T \epsilon}{e^2 n_0}}$$

Dielektromos relaxációs idő 
$$\tau_R = \rho\epsilon$$

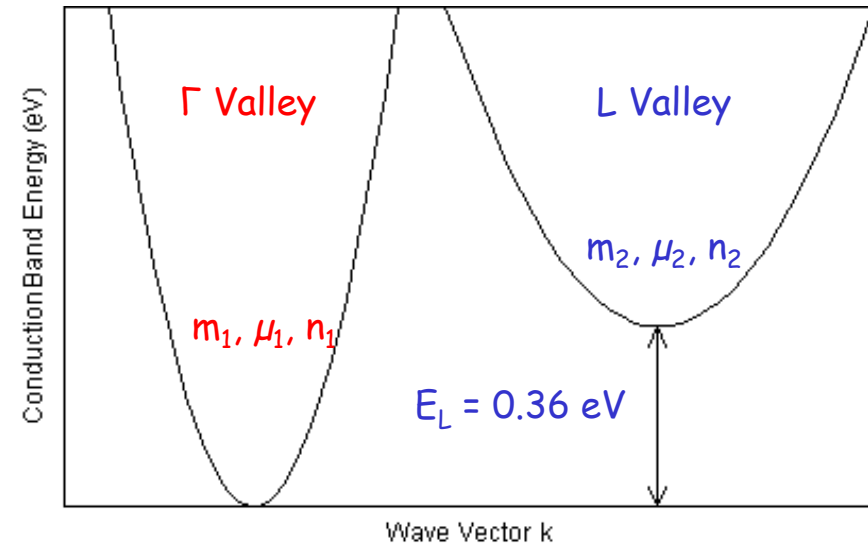
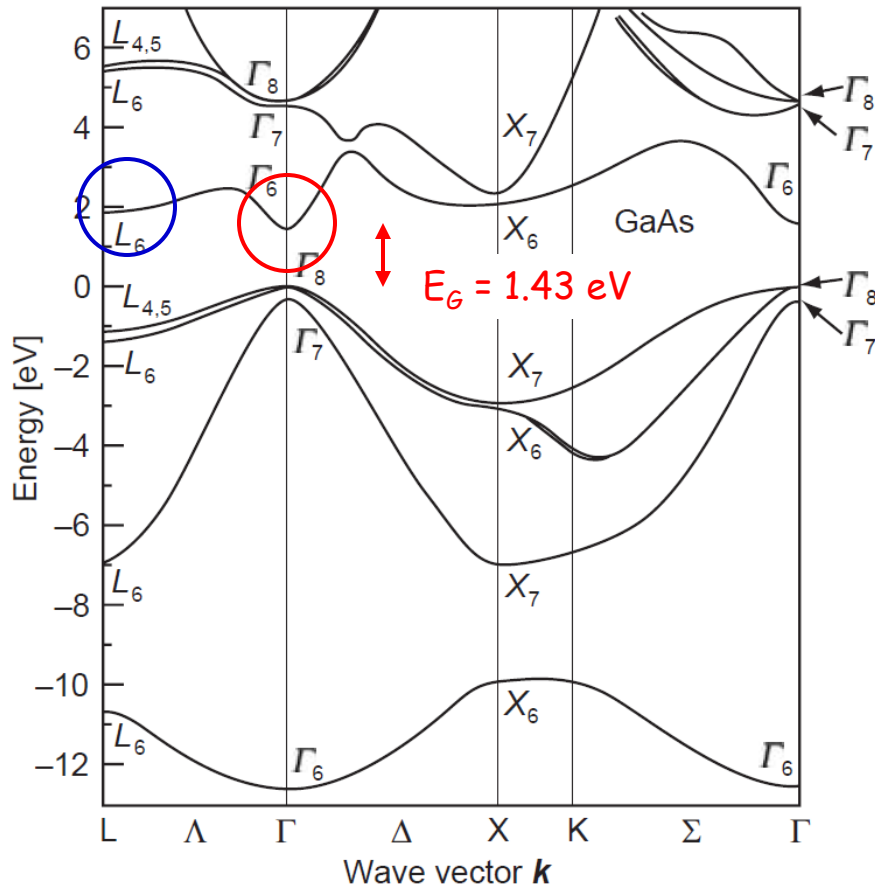
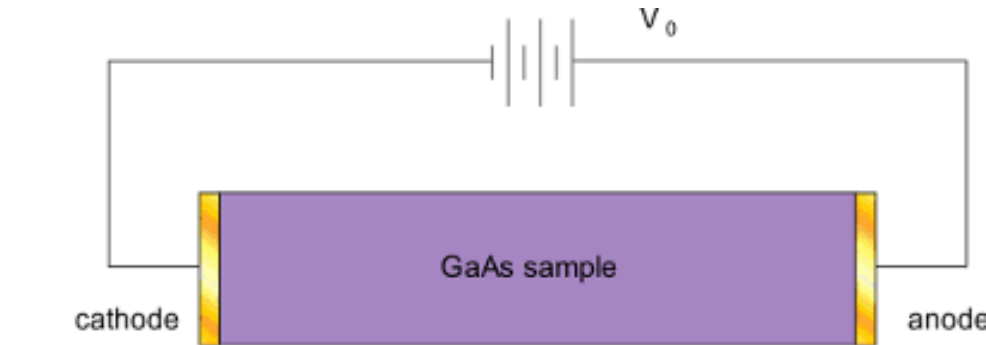


# Transzport instabilitások, Gunn dióda

J. B. Gunn, IBM, 1963

Homogén, fémesen kontaktált n-típusú GaAs vagy InP

Rezonátor környezetbe (üreg, csőtápvonal, stb.) helyezve 1-100 GHz mikrohullámú oszcillátor

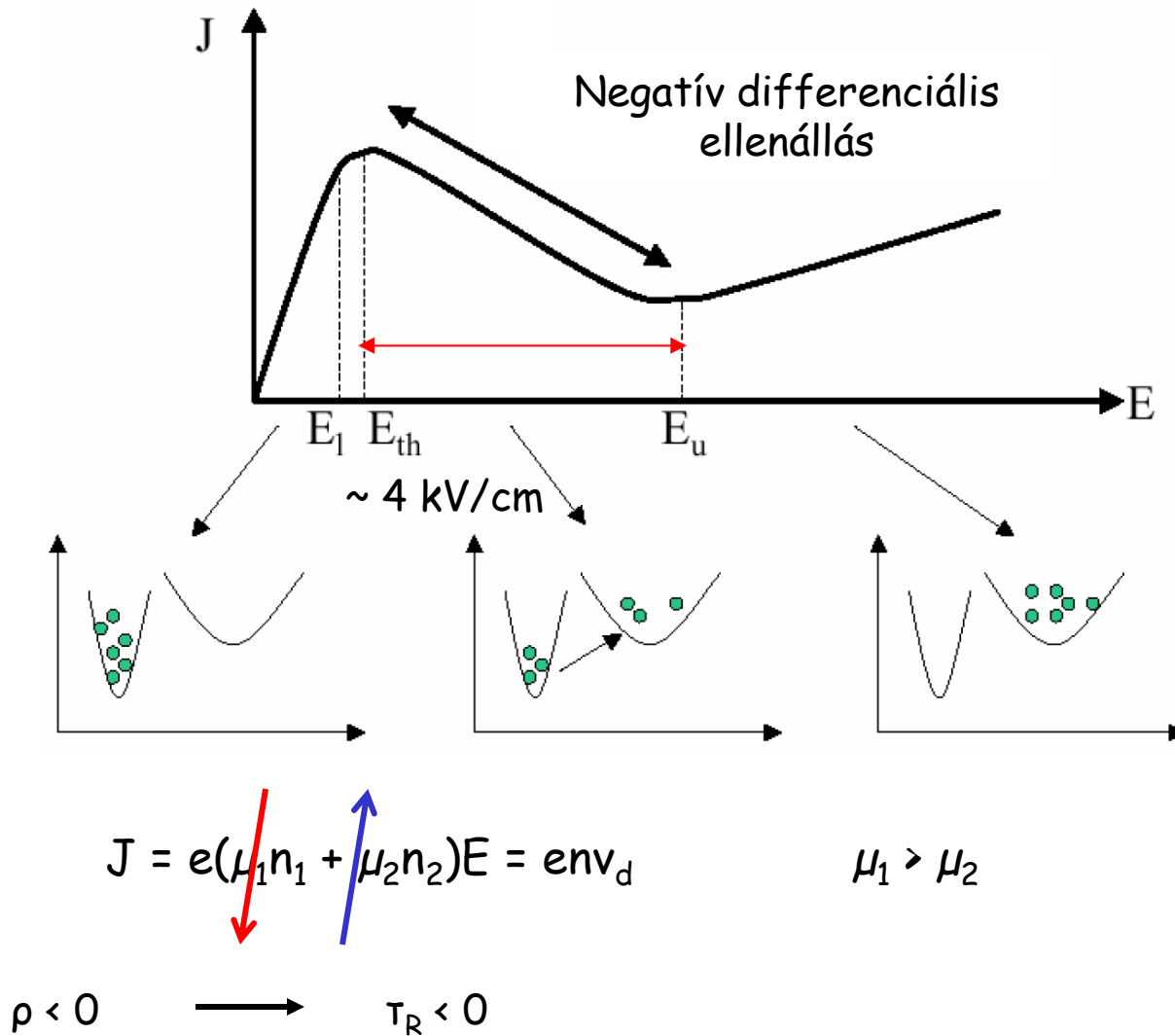


Feltételek:  $\mu_1 = 8000 \text{ cm}^2/\text{Vs} \gg \mu_2 = 180 \text{ cm}^2/\text{Vs}$   
 $m_1 = 0.068 m_0 \ll m_2 = 1.2 m_0$

$$E_G \gg E_L$$

$$E_L > k_B T$$

# Transzport instabilitások, Gunn dióda



Felnövekvő töltés instabilitás (nagy terű domén), amely a tér hatására végighalad a mintán.

$$f = v_d / L$$

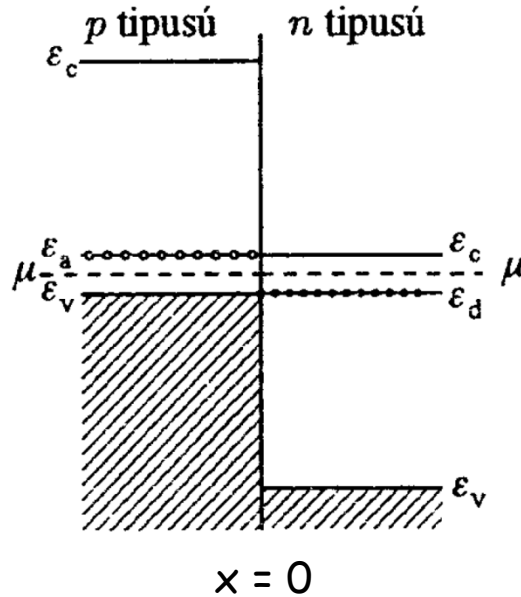
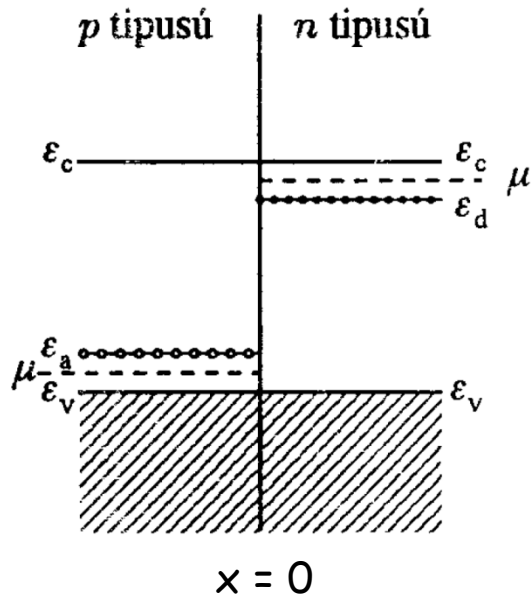
$$v_d = 10^5 \text{ m/s}$$

$$L = 10 \text{ } \mu\text{m}$$

$$f = 10^{10} \text{ Hz}$$

# p-n átmenet egyensúlyban

Két p/n dópolt végtelen, éles határfelülettel rendelkező homogén félvezető féltér összeérintve: a kémiai potenciálok töltésátrendeződéssel kiegyenlítődnek, a határfelületen kiürítési réteg és sávelhajlás jön létre.

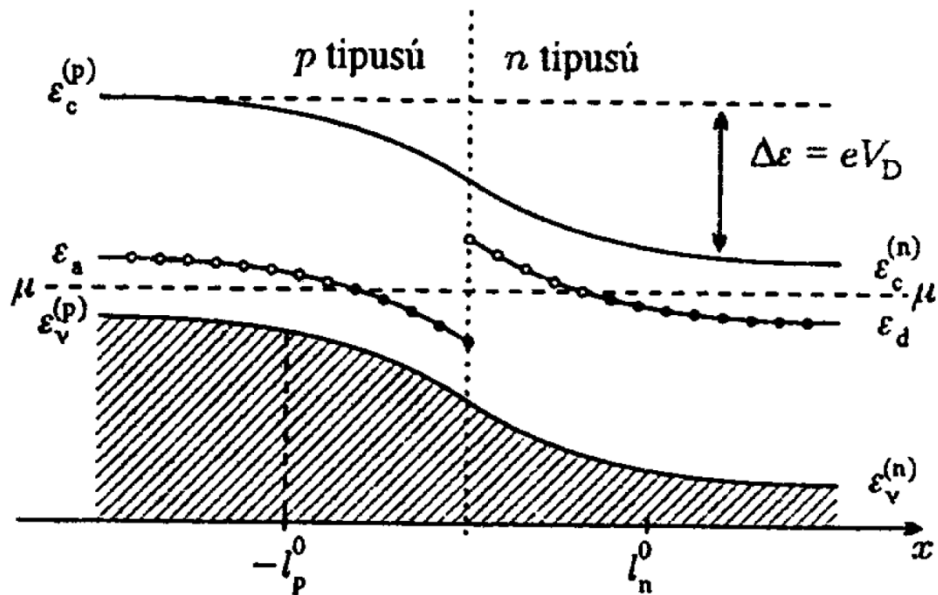


Például homogén félvezető kristály inhomogén szennyezésével

$$n_d(x) = \begin{cases} n_d & \text{ha } x > 0 \\ 0 & \text{ha } x < 0 \end{cases}$$

$$n_a(x) = \begin{cases} 0 & \text{ha } x > 0 \\ n_a & \text{ha } x < 0 \end{cases}$$

# p-n átmenet egyensúlyban



Töltésátrendeződés: elektronok mennek át a p oldalra



A kontaktus közelében megváltozik az elektrosztatikus potenciál (sávelhajlás),  $V_D$  kontaktpotenciál vagy "diffúziós potenciál" épül fel, távol minden homogén marad.

Poisson egyenlet: 
$$\nabla^2 V(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\epsilon} \rho(\mathbf{r})$$

A teljes töltéssűrűség: 
$$\rho(\mathbf{r}) = -e [n(\mathbf{r}) - n_d^+(\mathbf{r}) + n_a^-(\mathbf{r}) - p(\mathbf{r})]$$

Emlékeztető:  $n \cdot p = n_i^2 = N_c(T) P_v(T) e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$  
$$N_c(T) = \int_{\epsilon_c}^{\infty} \varrho_c(\epsilon) e^{-(\epsilon - \epsilon_c)/k_B T} d\epsilon$$

Tömeghatás törvénye  
homogén félvezetőben

$$P_v(T) = \int_{-\infty}^{\epsilon_v} \varrho_v(\epsilon) e^{-(\epsilon_v - \epsilon)/k_B T} d\epsilon$$

# p-n átmenet egyensúlyban

Emlékeztető:  $n(T) = N_c(T)e^{-(\varepsilon_c - \mu)/k_B T}$   
 $p(T) = P_v(T)e^{-(\mu - \varepsilon_v)/k_B T}$

A töltéssűrűségek  
homogén félvezetőben

$$n(\mathbf{r}) = N_c(T)e^{-(\varepsilon_c - eV(\mathbf{r}) - \mu)/k_B T}$$
$$p(\mathbf{r}) = P_v(T)e^{-(\mu - \varepsilon_v + eV(\mathbf{r}))/k_B T}$$

A töltéssűrűségek  
inhomogén félvezetőben

Az elektron- és lyukállapotok termikus betöltöttsége:

$$n(x) = n(\infty) \exp \left[ \frac{e [V(x) - V(\infty)]}{k_B T} \right]$$

$$p(x) = p(-\infty) \exp \left[ -\frac{e [V(x) - V(-\infty)]}{k_B T} \right]$$

Ha a donor és akceptor szennyezők mind ionizáltak:

$$n(\infty) = n_d$$

$$p(-\infty) = n_a$$

A kontaktpotenciál:

$$eV_D = eV(\infty) - eV(-\infty) = k_B T \ln \left( \frac{n_d n_a}{n(x)p(x)} \right) = k_B T \ln \left( \frac{n_d n_a}{n_i^2} \right) =$$
$$= E_g + k_B T \ln \left( \frac{n_d n_a}{N_c(T) P_v(T)} \right) \approx 0.5 \dots 1 \text{ V}$$

# p-n átmenet egyensúlyban

A Poisson egyenlet tagjait összegyűjtve:

$$x > 0: \quad \frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon} \left\{ n_d \exp \left[ -e \frac{V(\infty) - V(x)}{k_B T} \right] - n_d - n_a \exp \left[ -e \frac{V(x) - V(-\infty)}{k_B T} \right] \right\}$$

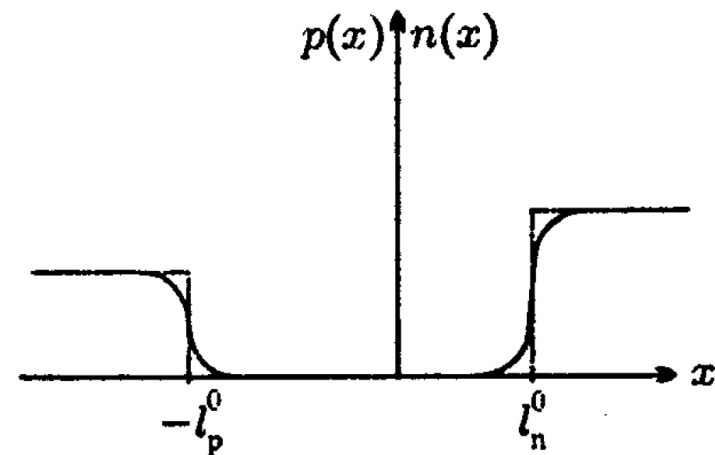
$$x < 0: \quad \frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon} \left\{ n_d \exp \left[ -e \frac{V(\infty) - V(x)}{k_B T} \right] + n_a - n_a \exp \left[ -e \frac{V(x) - V(-\infty)}{k_B T} \right] \right\}$$

**Schottky közelítés:** a töltéssűrűségek csak az átmenet kis környezetében térnek el a tömbi értékektől.

$$\begin{array}{lll} x \geq l_n^0 & n(x) = n_d & V(x) = V(\infty) \\ x \leq -l_p^0 & p(x) = n_a & V(x) = V(-\infty) \end{array}$$

Többségi töltéshordozók:  $n_n, p_p$

Kisebbségi töltéshordozók:  $p_n, n_p$



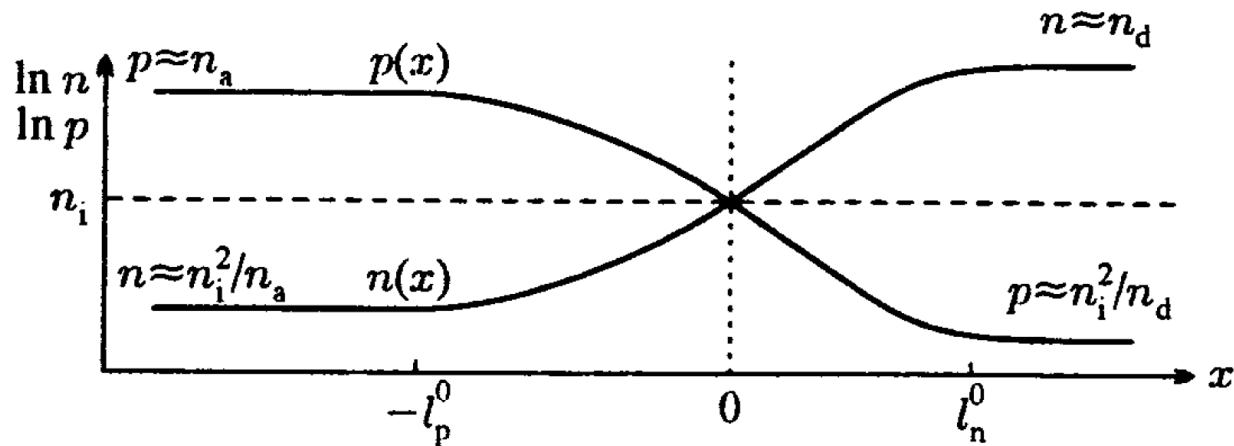
# p-n átmenet egyensúlyban

$$p_n(x) = \frac{n_i^2}{n_d} \exp \left\{ -\frac{e [V(x) - V(\infty)]}{k_B T} \right\} \quad x > 0$$

$$n_p(x) = \frac{n_i^2}{n_a} \exp \left\{ \frac{e [V(x) - V(-\infty)]}{k_B T} \right\} \quad x < 0$$

$$\left. \begin{aligned} p_n(x) &\approx \frac{n_i^2}{n_d} \ll n_d & x &\geq l_n^0 \\ n_p(x) &\approx \frac{n_i^2}{n_a} \ll n_a & x &\leq -l_p^0 \end{aligned} \right\}$$

A kisebbségi töltéshordozók koncentrációi a kiürítési rétegen túl elhanyagolhatók.



# p-n átmenet egyensúlyban

Az átmeneti rétegben:  $e\Delta V \sim E_g \gg k_B T$

$$n(x) = n_d \exp \left[ -e \frac{V(\infty) - V(x)}{k_B T} \right] \sim n_d \exp \left[ -\frac{E_g}{k_B T} \right] \ll n_d$$

$$p(x) = n_a \exp \left[ -e \frac{V(x) - V(-\infty)}{k_B T} \right] \sim n_a \exp \left[ -\frac{E_g}{k_B T} \right] \ll n_a$$

Az átmeneti réteg n oldaláról kiürülnek az elektronok, a p oldalról pedig a lyukak.

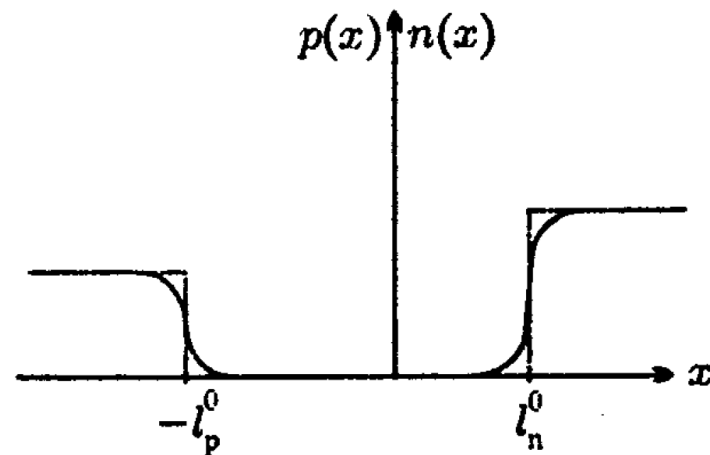
“Tértöltési tartomány”

$$\rho(x) = \begin{cases} en_d & 0 < x < l_n^0 \\ -en_a & -l_p^0 < x < 0 \end{cases}$$

A töltés semlegesség feltétele:  $n_d l_n^0 = n_a l_p^0$

Az egyszerűsített Poisson egyenlet:

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon} \begin{cases} n_d & 0 < x < l_n^0 \\ -n_a & -l_p^0 < x < 0 \end{cases}$$





# p-n átmenet egyensúlyban

E folytonos, és a tértöltési tartományon kívül eltűnik:

$$E(x) = \begin{cases} \frac{en_d}{\epsilon}(x - l_n^0) & 0 < x < l_n^0 \\ -\frac{en_a}{\epsilon}(x + l_p^0) & -l_p^0 < x < 0 \end{cases}$$

$$V(x) = \begin{cases} V(\infty) - \frac{en_d}{2\epsilon}(x - l_n^0)^2 & 0 < x < l_n^0 \\ V(-\infty) + \frac{en_a}{2\epsilon}(x + l_p^0)^2 & -l_p^0 < x < 0 \end{cases}$$

V(x = 0) folytonos:  $V(\infty) - \frac{en_d}{2\epsilon}(l_n^0)^2 = V(-\infty) + \frac{en_a}{2\epsilon}(l_p^0)^2$

$$V_D = V(\infty) - V(-\infty) = \frac{e}{2\epsilon} [n_d(l_n^0)^2 + n_a(l_p^0)^2]$$

A semlegességet felhasználva:

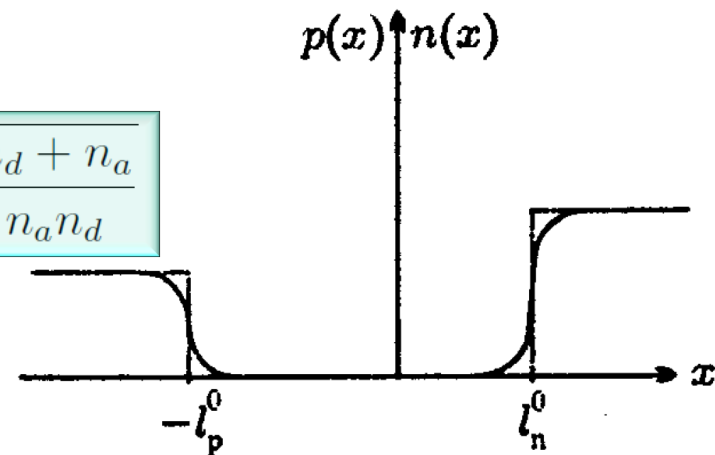
$$l_n^0 = \sqrt{\frac{2\epsilon V_D}{e} \frac{n_a/n_d}{n_a + n_d}}$$

$$l_p^0 = \sqrt{\frac{2\epsilon V_D}{e} \frac{n_d/n_a}{n_a + n_d}}$$

$$l = l_n^0 + l_p^0 = \sqrt{\frac{2\epsilon V_D}{e} \frac{n_d + n_a}{n_a n_d}}$$

$l \sim 10 \dots 100 \text{ nm}$   
 $E \sim 10^4 \dots 10^6 \text{ Vcm}^{-1}$

(Közéltések jogossága)



# p-n átmenet feszültség alatt

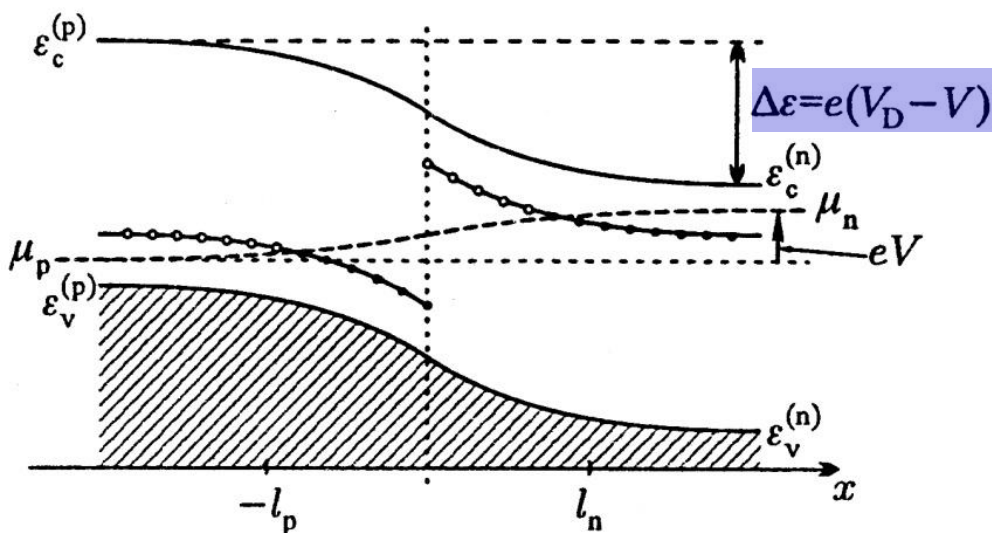
p-n átmenet egyensúlyban: a diffúziós- és drift áramok kompenzálják egymást.

$$\mathbf{j}_n(\mathbf{r}) = en(\mathbf{r})\mu_n\mathbf{E} + eD_n\nabla n(\mathbf{r}) = 0$$

$$\mathbf{j}_p(\mathbf{r}) = ep(\mathbf{r})\mu_p\mathbf{E} - eD_p\nabla p(\mathbf{r}) = 0$$

p-n átmenet feszültség alatt:

$$\mu_n - \mu_p = eV$$



$V > 0$  nyitó feszültség

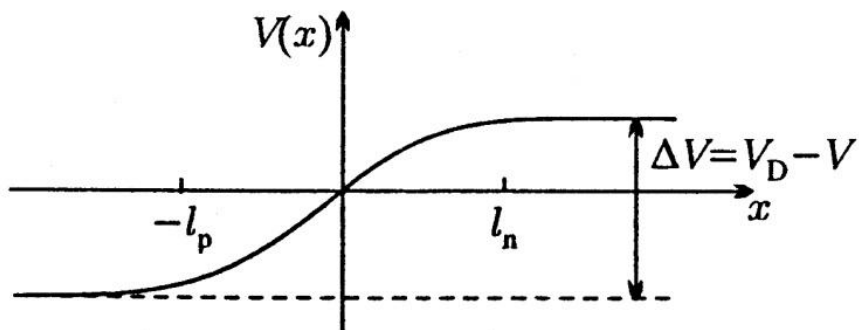
$V < 0$  záró feszültség

A kiürülési réteg vastagsága is változik:

$$n_d l_n = n_a l_p$$

$$V_D - V = \frac{e}{2\epsilon} (n_d l_n^2 + n_a l_p^2)$$

$$l = \sqrt{\frac{2\epsilon(V_D - V)}{e} \frac{n_d + n_a}{n_a n_d}}$$



Nyitó feszültség mellett a kiürülési réteg vastagsága lecsökken: nagy térerősség és nagy ellentétes koncentráció gradiens ad kis eredő áramot.

# p-n átmenet feszültség alatt

$L_{n,p} > l$  A kisebbségi töltéshordozók diffúziója és rekombinációja a kiürülési tartományon kívül zajlik le.

Közelítés: a töltéshordozók keltése és rekombinációja a kiürülési tartományon belül elhanyagolható, az elektronok / lyukak árama a kiürítési rétegen gyengítetlenül halad át.

$$\begin{aligned}j_n(l_n) &= j_n(-l_p) \\j_p(-l_p) &= j_p(l_n)\end{aligned}$$

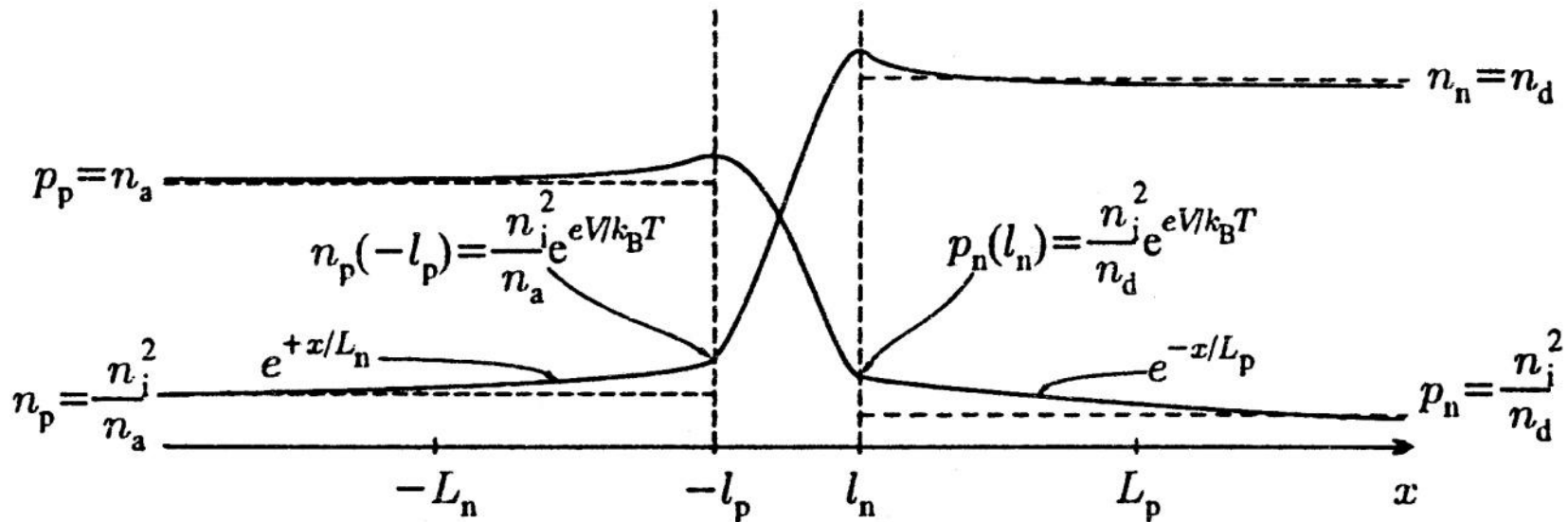
A kiürülési réteg szélén a kisebbségi töltéshordozók koncentrációja még nem cseng le az egyensúlyi értékére: külső feszültség hatására effektív injektálás.

$$n_p(-l_p) = n_d \exp\left(-\frac{e(V_D - V)}{k_B T}\right) = \frac{n_i^2}{n_a} \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right)$$

$$\frac{n_i^2}{n_a} = n_d \exp\left(-\frac{eV_D}{k_B T}\right)$$

$$p_n(l_n) = \frac{n_i^2}{n_d} \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right)$$

# p-n átmenet feszültség alatt



A teljes áram meghatározható a kiürülési tartomány határán; az elektronok/lyukak járulékából a p/n oldalon.

A kiürülési rétegben:

$$\mathbf{j}_n(\mathbf{r}) = en(\mathbf{r})\mu_n\mathbf{E} + eD_n\frac{dn(x)}{dx} \approx 0$$

$$\mathbf{j}_p(\mathbf{r}) = ep(\mathbf{r})\mu_p\mathbf{E} - eD_p\frac{dp(x)}{dx} \approx 0$$

$$n(x)\mu_n\frac{dV(x)}{dx} = eD_n\frac{dn(x)}{dx}$$

$$ep(x)\mu_p\frac{dV(x)}{dx} = -eD_p\frac{dp(x)}{dx}$$

A diffúziós tartományban:  $\mathbf{E}$  kicsi, ezért a drift áram is kicsi, de a diffúziós áram még számottevő, azaz

$$\mu_{n,p}E\tau_{n,p} \ll \sqrt{D_{n,p}\tau_{n,p}}$$

$$E \ll \frac{k_B T}{e} \frac{1}{\sqrt{D_{n,p}\tau_{n,p}}} = \frac{k_B T}{eL_{n,p}}$$

# p-n átmenet feszültség alatt

A kiürülési réteg p/n oldalán az elektronok / lyukak árama diffúziós:

$$j_n(-l_p) = eD_n \frac{dn(x)}{dx} \Big|_{x=-l_p}$$

$$j_p(l_n) = -eD_p \frac{dp(x)}{dx} \Big|_{x=l_n}$$

A koncentrációk a diffúziós egyenletből:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_0}{L_p^2} \quad n(-\infty) = \frac{n_i^2}{n_a}$$
$$\frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{n - n_0}{L_n^2} \quad p(\infty) = \frac{n_i^2}{n_d}$$

A fenti egyenletek megoldásai:

$$n(x) = \frac{n_i^2}{n_a} + \left[ n(-l_p) - \frac{n_i^2}{n_a} \right] \exp\left(\frac{x + l_p}{L_n}\right) \quad x \leq -l_p$$

$$p(x) = \frac{n_i^2}{n_d} + \left[ p(l_n) - \frac{n_i^2}{n_d} \right] \exp\left(-\frac{x - l_n}{L_p}\right) \quad x \geq l_n$$

# p-n átmenet feszültség alatt

$$j_n(-l_p) = e \frac{n_i^2 D_n}{n_a L_n} \left[ \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right]$$
$$j_p(l_n) = -e \frac{n_i^2 D_p}{n_d L_p} \left[ \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right]$$

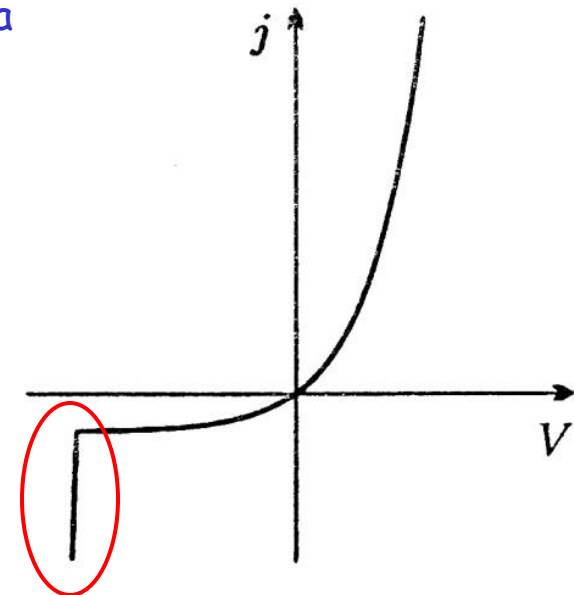
A teljes áram a kiürítési rétegen keresztül:

$$j = en_i^2 \left( \frac{D_n}{L_n n_a} + \frac{D_p}{L_p n_d} \right) \left[ \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right] = j^0 \left[ \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right]$$

Shockley törvény, nem lineáris egyenirányító karakterisztika

$V \ll 0$  esetén *lavina letörés*:

- Joule hő okozta instabilitás kisebbségi töltéshordozók keltése pozitív visszacsatolással.
- túl nagy  $E$  tér az átmeneti tartományban, a gyorsuló elektronok kiszakítják a törzsi elektronokat.



Zener dióda

# p-n átmenet feszültség alatt

$$j = en_i^2 \left( \frac{D_n}{L_n n_a} + \frac{D_p}{L_p n_d} \right) \left[ \exp \left( \frac{eV}{k_B T} \right) - 1 \right] = j^0 \left[ \exp \left( \frac{eV}{k_B T} \right) - 1 \right]$$

Az áram komponenseként:

$$j_n(n \rightarrow p) = e \frac{n_i^2 D_n}{n_a L_n} \exp \left( \frac{eV}{k_B T} \right)$$

elektronok „rekombinációs” árama: könnyen átjutnak, p oldalon többségi lyukakkal rekombinálnak.

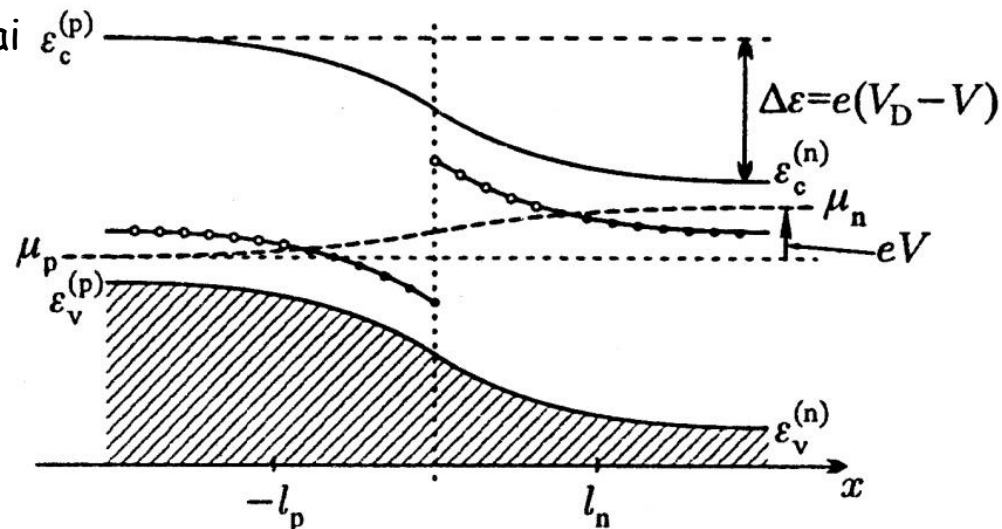
$$j_n(p \rightarrow n) = -e \frac{n_i^2 D_n}{n_a L_n}$$

„Keltési áram”: p oldalon termikusan gerjesztett elektronok, V-től függetlenül átjutnak az n oldalra.

Lyukak rekombinációs- és keltési áramai

$$j_p(p \rightarrow n) = e \frac{n_i^2 D_p}{n_d L_p} \exp \left( \frac{eV}{k_B T} \right)$$

$$j_p(n \rightarrow p) = -e \frac{n_i^2 D_p}{n_d L_p}$$

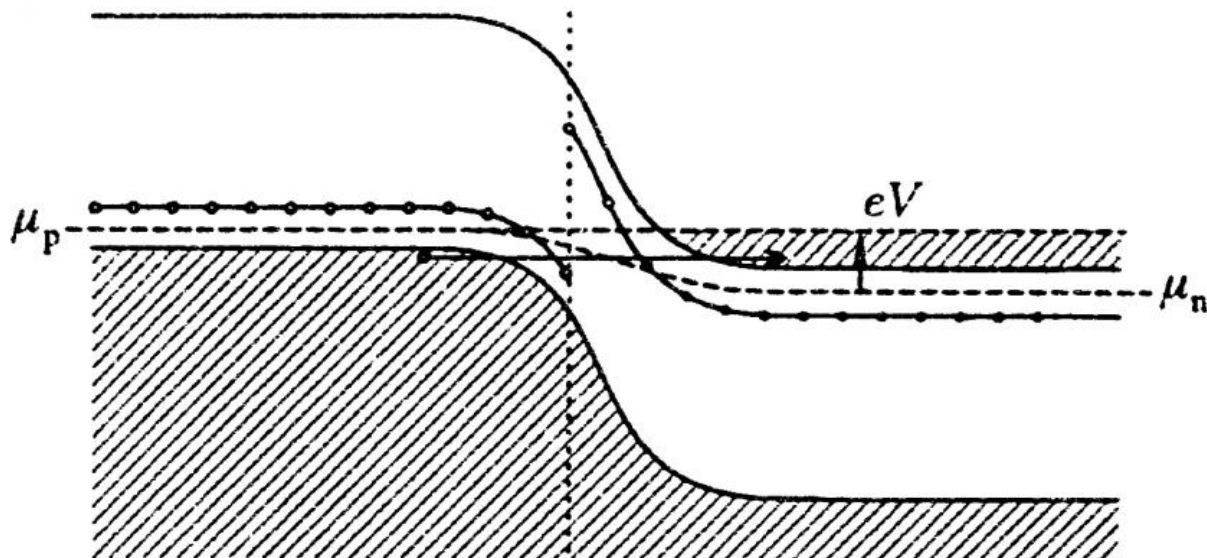


# Zener effektus

Mindkét oldalon erősen adalékolt dióda esetén a kiürítési réteg elég vékony ahhoz, hogy rajta keresztül a „szemben” lévő állapotok között alagútáram folyhasson.

$$l = \sqrt{\frac{2\epsilon(V_D - V)}{e} \frac{n_d + n_a}{n_a n_d}}$$

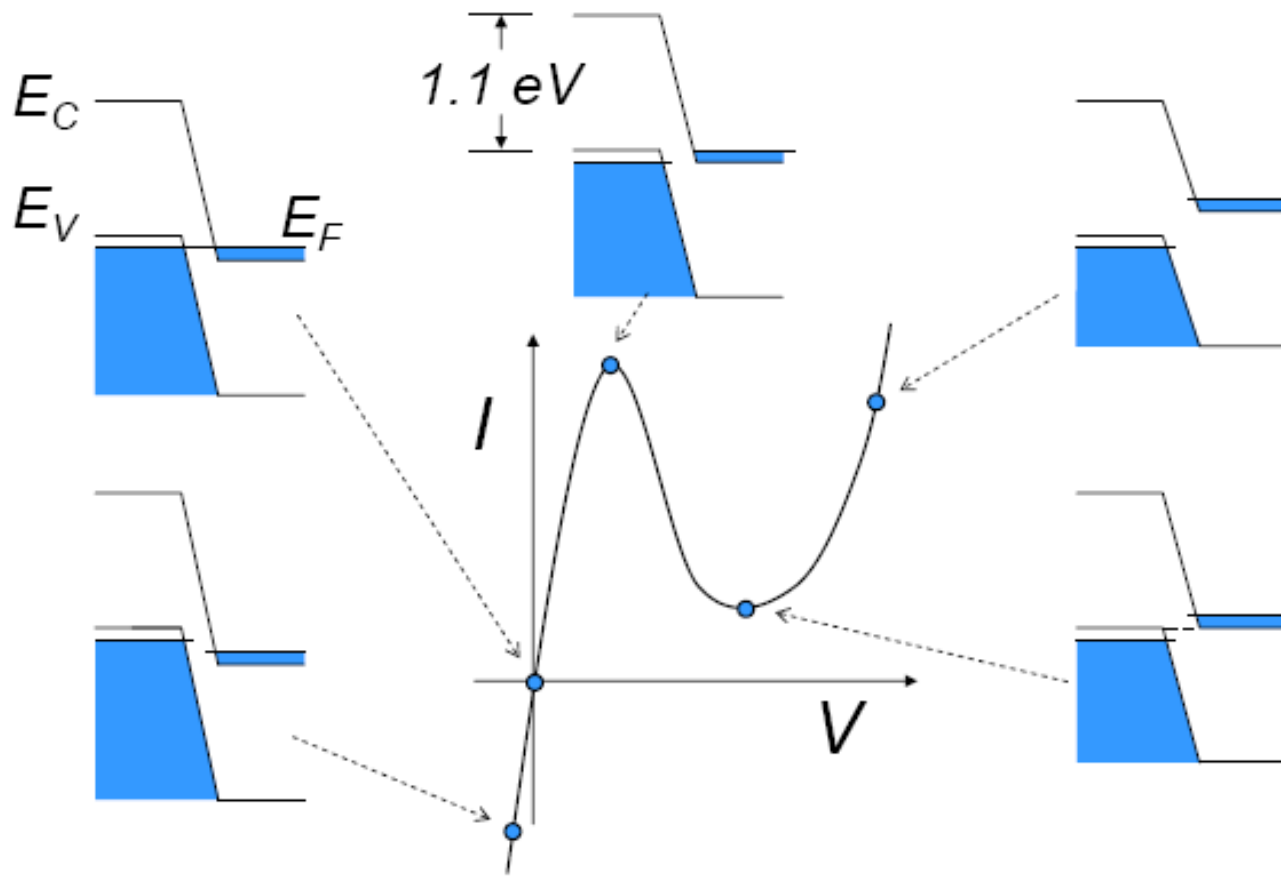
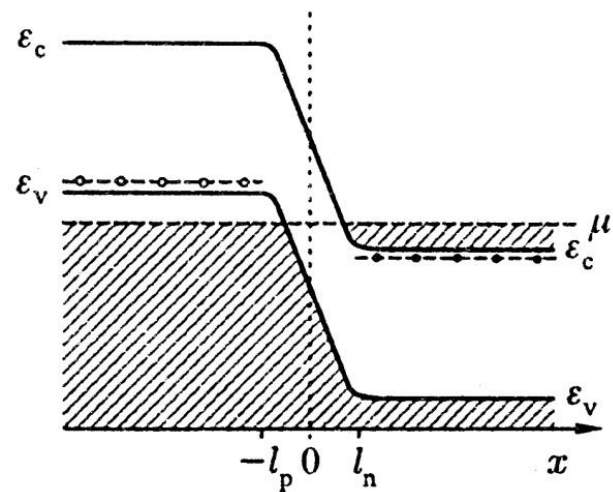
Nagy negatív feszültség hatására a p oldal valencia sávjának a teteje egy magasságba kerül az n oldal vezetési sávjának az aljával; a p oldalról a sáv tetején lévő betöltött állapotokból elektronok alagutaznak át az n oldal betöltetlen állapotaiba.





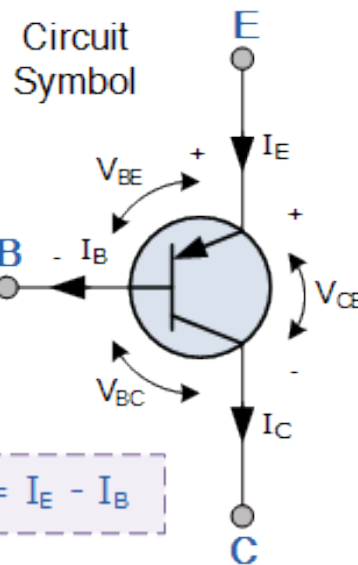
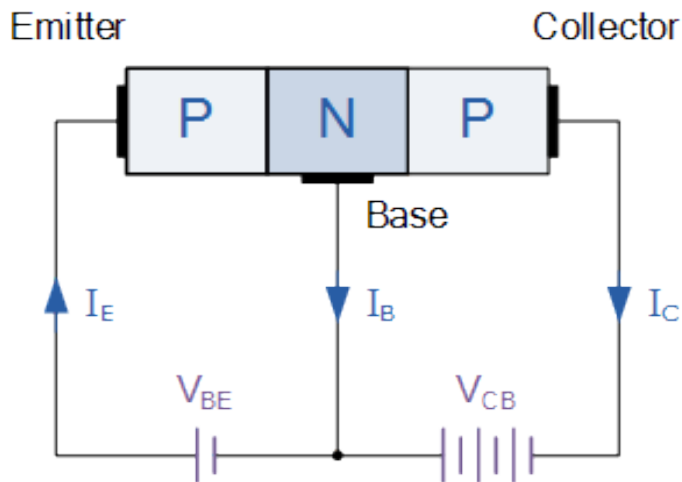
# Alagút (Esaki) dióda

Olyan erős adalékolás mindkét oldalon, hogy a kémiai potenciál a sávokon belülre kerül (degenerált félvezetők) és a kiürítési réteg extrém vékonyá válik, így széles feszültség tartományban az alagútáram dominál.



Negatív differenciális ellenállás!

# Bipoláris tranzisztorok (pnp)

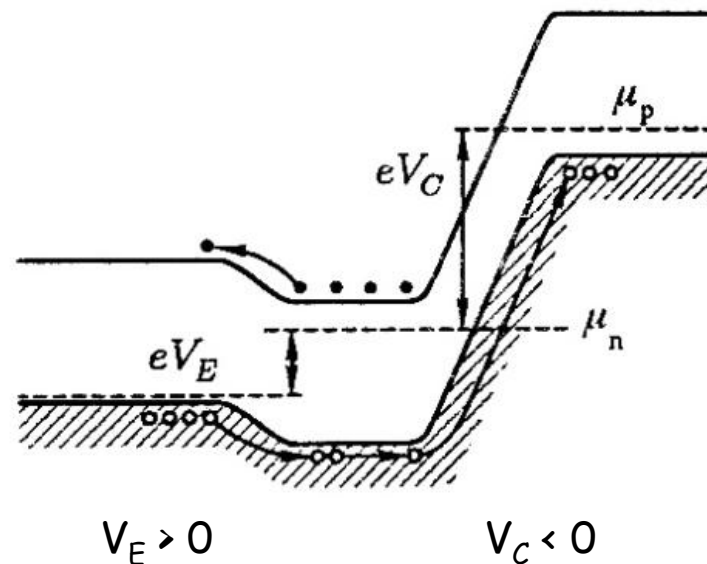
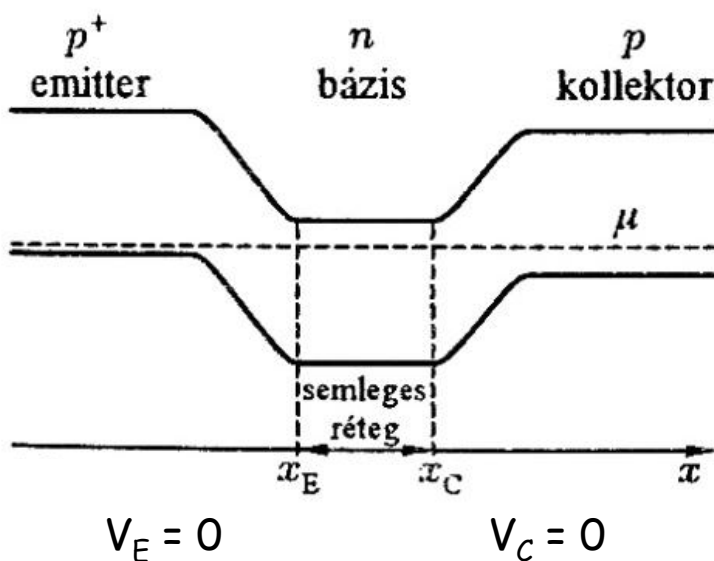


$$I_C = I_E - I_B$$

**Emitter:** erősen adalékolt, p

**Bázis:** gyengén adalékolt, (a diffúziós hosszhoz képest) keskeny, n

**Kollektor:** gyengén adalékolt, p



# Bipoláris tranzisztorok (pnp)

Egyensúlyi lyuk-koncentrációk:  $p_E, p_B, p_C$

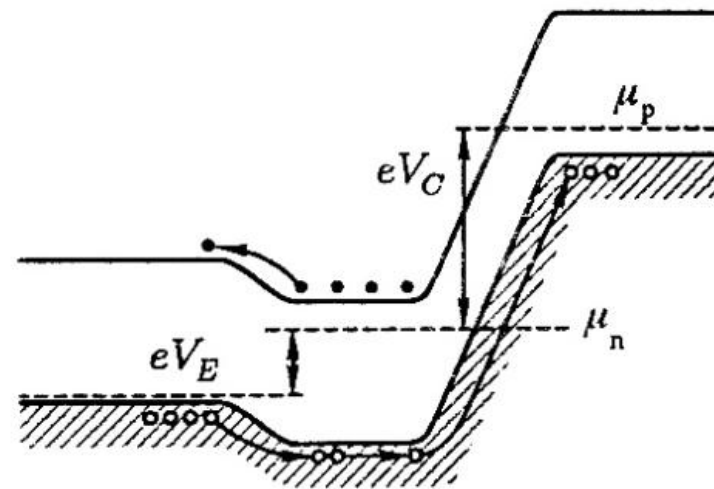
Egyensúlyi elektron-koncentrációk:  $n_E, n_B, n_C$

Emitter-bázis átmenet:

$$n_a \gg n_d$$

$$p_p \gg n_n$$

$$n_p \ll p_n$$



$V_E > 0$ : Az emitter - bázis áramot a lyukak dominálják.

$$V_E > 0$$

$$V_C < 0$$

Határfeltételek a bázis két oldalán (mint az előfeszített p-n átmenetnél):

$$p(x_E) = p_E \exp\left(\frac{eV_E}{k_B T}\right) \quad p(x_C) = p_C \exp\left(\frac{eV_C}{k_B T}\right)$$

A kisebbségi töltéshordozó koncentrációk (diffúziós egyenlet a fenti határfeltételekkel):

$$p(x) = p_B + (p_E - p_B) \frac{\sinh(x_C - x)/L_B}{\sinh(x_C - x_B)/L_B} + (p_C - p_B) \frac{\sinh(x - x_E)/L_B}{\sinh(x_C - x_B)/L_B}$$

$$n(x) = n_E + n_E \left[ \exp\left(\frac{eV_E}{k_B T}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x - x_E}{L_E}\right) \quad x < x_E$$

$$x_E < x < x_C$$

$$n(x) = n_C + n_C \left[ \exp\left(\frac{eV_C}{k_B T}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x - x_C}{L_C}\right) \quad x > x_C$$

# Bipoláris tranzisztorok (pnp)

A teljes áram az emitter-bázis átmeneten:

$$j_E = \frac{ep_B D_B}{L_B} \frac{1}{\sinh(x_C - x_E)/L_B} \times \\ \times \left\{ \cosh(x_C - x_E)/L_B \left[ \exp\left(\frac{eV_E}{k_B T}\right) - 1 \right] - \left[ \exp\left(\frac{eV_C}{k_B T}\right) - 1 \right] \right\} + \\ + \frac{en_E D_E}{L_E} \left[ \exp\left(\frac{eV_E}{k_B T}\right) - 1 \right]$$

A teljes áram a bázis-kollektor átmeneten:

$$j_C = \frac{ep_B D_B}{L_B} \frac{1}{\sinh(x_C - x_E)/L_B} \times \\ \times \left\{ \left[ \exp\left(\frac{eV_E}{k_B T}\right) - 1 \right] - \coth(x_C - x_E)/L_B \left[ \exp\left(\frac{eV_C}{k_B T}\right) - 1 \right] \right\} - \\ - \frac{en_C D_C}{L_C} \left[ \exp\left(\frac{eV_C}{k_B T}\right) - 1 \right]$$

$$j_B = j_E - j_C \ll j_E, j_C$$

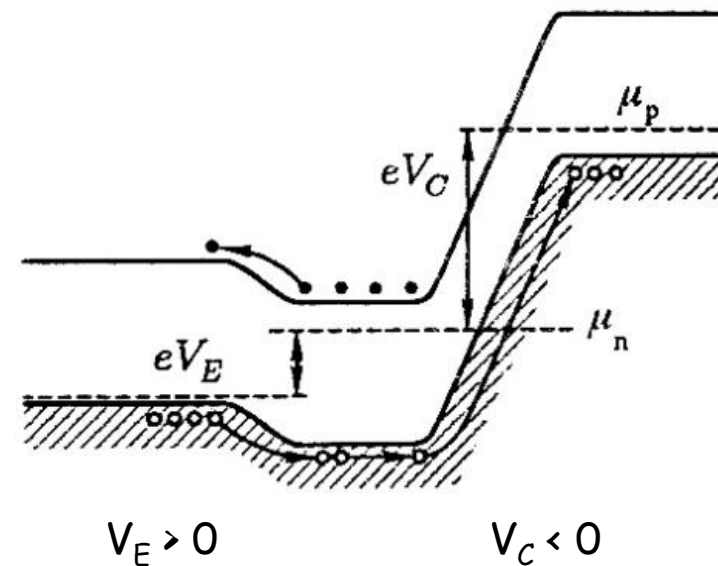
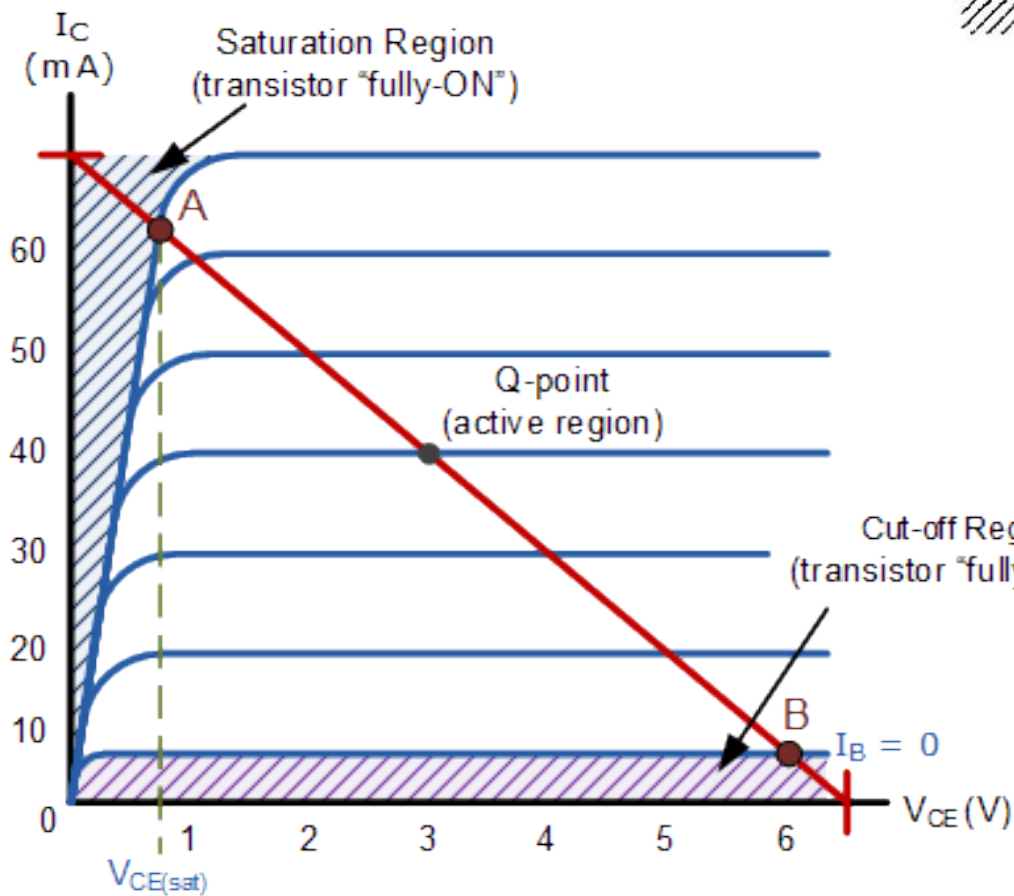
Áram erősítési tényező:  $\beta = j_C/j_B$

Töltésemlegesség; ha  $j_B$ -t növeljük, a  $j_E$  és  $j_C$  áramoknak is nőniük kell.  $\beta \gg 1$  is lehet.

# Bipoláris tranzisztorok (pnp)

ON:  $I_B \gg 0$ ,  $V_E \gg 0$ ,  $V_C \approx 0$ :

keskeny kiürítési réteg, maximális emitter - kollektor áram



OFF:  $I_B = 0$ ,  $V_C \gg 0$ :

széles kiürítési réteg, nulla emitter - kollektor áram

# JFET (Junction Field Effect Transistor)

W. Shockley, 1952

Erősen adalékolt p rétegek között fémesen kontaktált (Source & Drain) vékony n réteg. A G kapukra negatív feszültséget kapcsolva a két p-n átmenet kiürítési tartománya kiszélesedik, az n vezetési csatorna elkeskenyedik, ellenállása megnő.

Kapufeszültséggel szabályozott ellenállás (~ a MOSFET elődje).

