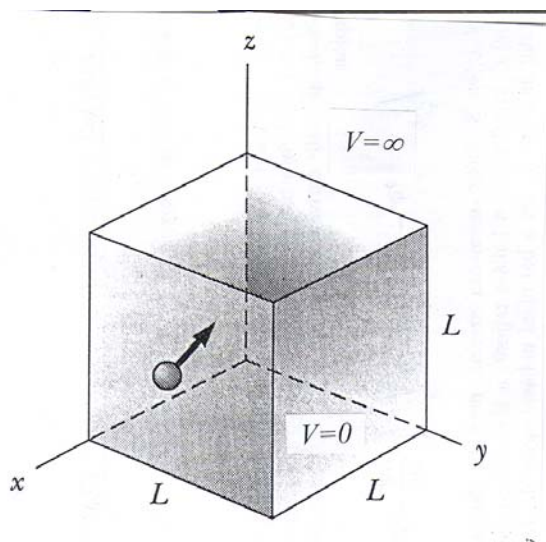


Bevezetés a szilárdtest-fizikába II.

A háromdimenziós potenciáldoboz

Egy L élhosszúságú kocka alakú tartomány belsejében a potenciális energia zérus, azon kívül pedig végtelen.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + V(x, y, z) \psi = E \psi$$



$$V(x, y, z) \equiv U(x, y, z)$$

A potenciáldobozban $V = 0$ $\vec{r} \in L^3$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) = E \psi$$

Egy mikrorészecske (pl. az elektron) nem tud behatolni olyan térrészbe, ahol a potenciális energia végtelen nagy:

$$\psi(\vec{r}) \equiv 0 \quad \vec{r} \notin L^3$$

Határfeltételek: a falakon $\psi(\vec{r}) \equiv 0$

Szeperálás:

$$\psi(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 X(x)}{dx^2} = E_{n_x} X(x)$$

$$\psi(0) = \psi(L) = 0$$

$$X(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{n_x \pi}{L} x$$

$$E_{n_x} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} n_x^2$$

$$n_x = 1, 2, 3, \dots$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 Y(y)}{dy^2} = E_{n_y} Y(y)$$

$$\psi(0) = \psi(L) = 0$$

$$Y(y) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{n_y \pi}{L} y$$

$$E_{n_y} = \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} n_y^2$$

$$n_y = 1, 2, 3, \dots$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 Z(z)}{dz^2} = E_{n_z} Z(z)$$

$$\psi(0) = \psi(L) = 0$$

$$Z(z) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{n_z \pi}{L} z$$

$$E_{n_z} = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} n_z^2$$

$$n_z = 1, 2, 3, \dots$$

A sajátfüggvények:

$$\psi_{n_x, n_y, n_z}(x, y, z) = \sqrt{\frac{8}{L^3}} \cdot \sin\left(\frac{n_x \pi}{L} x\right) \cdot \sin\left(\frac{n_y \pi}{L} y\right) \cdot \sin\left(\frac{n_z \pi}{L} z\right)$$

A sajátértékek:

$$n_x, n_y, n_z = 1, 2, 3, \dots$$

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \equiv E_0 (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$$

Egy dobozba zárt elektron állapotát és energiáját három egész (kvantum)-számmal jellemezhetjük.

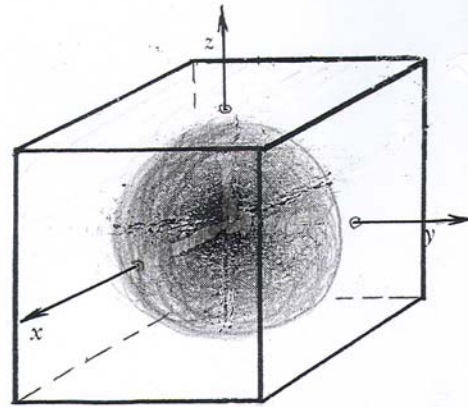
Az alapállapot energiája: $3E_0$ ($n_x = n_y = n_z = 1$)

$$\psi_{1,1,1} = \sqrt{\frac{8}{L^3}} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{L} x\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{L} y\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{L} z\right)$$

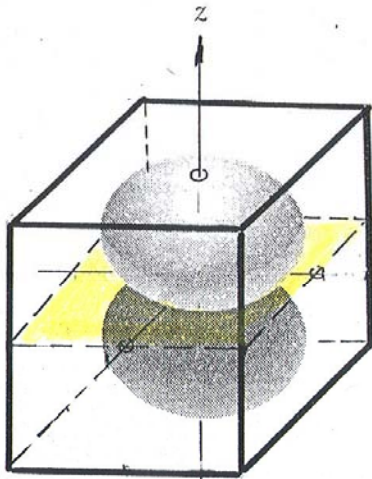
Különböző kvantumszám hármások különböző állapotfüggvényeket adnak meg.

Létezhetnek olyan különböző kvantumszám hármások, amelyek ugyanakkora energiát adnak. Pl. $(1,1,2)$, $(2,1,1)$, $(1,2,1)$. Azaz előfordulhat, hogy *ugyanahhoz az energia értékhez (energiaszinthez) több különböző állapotfüggvény tartozik*. Ezt nevezzük az állapotok elfajulásának, vagy *degenerációnak*.

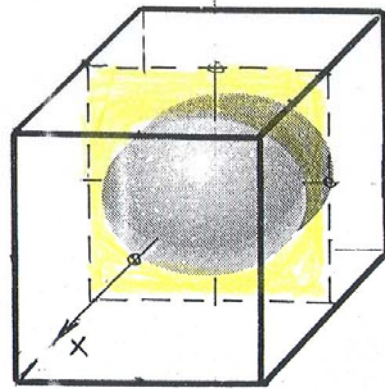
A degeneráció fokát az adott energia szinthez tartozó különböző állapotok számával definiáljuk.



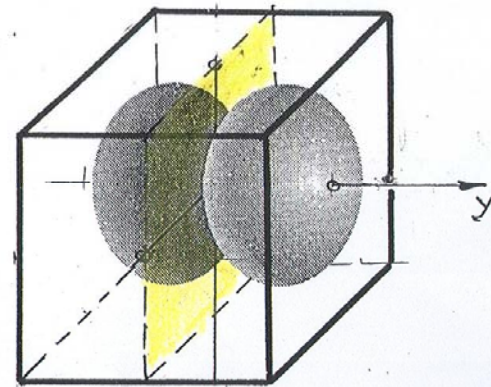
$$|\Psi_{111}|^2$$



$$|\Psi_{112}|^2$$



$$|\Psi_{211}|^2$$



$$|\Psi_{121}|^2$$

Ψ	n x	n y	n z	E
Ψ_{111}	1	1	1	$3E_0$
Ψ_{211}	2	1	1	$6E_0$
Ψ_{121}	1	2	1	$6E_0$
Ψ_{112}	1	1	2	$6E_0$
Ψ_{122}	1	2	2	$9E_0$
Ψ_{212}	2	1	2	$9E_0$
Ψ_{221}	2	2	1	$9E_0$
Ψ_{311}	3	1	1	$11E_0$
Ψ_{131}	1	3	1	$11E_0$
Ψ_{113}	1	1	3	$11E_0$
Ψ_{222}	2	2	2	$12E_0$

Az táblázatban az első öt energiaszinthez tartozó degenerált (elfajult) állapotot adtuk meg.

A fémek szabadelektron elmélete

A fémekben a *vegyérték elektronok* úgy viselkednek, mintha a fém atomjaitól elszakadva a fém teljes makroszkopikus térfogatában mozoghatnának. Első közelítésként azt mondjuk, hogy a fém elektronjai ún. *szabadelektron gázt* alkotnak.

Ezt a modellt pár évvel a Schrödinger egyenlet felfedezése után Sommerfeld dolgozta ki (1928). Egyszerű volta ellenére választ tudott adni néhány olyan mérési tapasztalatra (kontakt potenciál, fémek fajhője, stb...), amelyek magyarázatánál a klasszikus fizika csődöt mondott.

A fém vezetési elektronjai a fémrácsot alkotó iontörzsek terében mozognak, ugyanakkor egymással is kölcsönhatásban vannak. Ezt az igen bonyolultnak tűnő kvantummechanikai problémát alkalmas modellválasztással, egyszerűen meg lehet oldani.

Az egyszerűség kedvéért vegyünk egy egy-vegyértékű fémet! Ekkor az iontörzsek száma megegyezik a fémes kötést létrehozó „szabad” elektronok N számával. Bármelyik elektront tekintve a pozitív töltésű iontörzsek és a többi, negatív töltésű elektron száma gyakorlatilag megegyezik, ezért semlegesítik egymást. Tehát az elektron szabadon mozoghat az egész fém belsejében.

Ugyanakkor tapasztalati tény, hogy normál körülmények között az elektron nem lép ki a fémből. Ezt úgy tudjuk modellezni, hogy az elektront egy potenciáldobozba lévőnek tekintjük. A doboz mérete a fém makroszkopikus méretével egyezik meg és az egyszerűség kedvéért legyen kocka alakú.

Az elektron pályaállapotait a dobozba zárt elektron Schrödinger egyenlete határozza meg. Az energiaszintek

$$E = \frac{h^2}{8mL^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \quad n_x, n_y, n_z = 1, 2, 3, \dots$$

A pályáállapotok degeneráltak. Ezeket a pályáállapotokat kell, a Pauli-elv szerint, az N számú elektronnal betölteni úgy, hogy minden pályáállapotban maximum két elektron lehet ellentétes spinnel. Mivel N nagy (Avogadro számnyi!) a betöltött állapotok zöme viszonylag magas energiaszintekhez tartozik. Az energiaszintek közötti relatív távolság kicsi, ezért célszerű áttérnünk folytonos energiaskálára.

A degeneráció foka helyett bevezetjük a $g(\varepsilon)$ állapotosság fogalmát.

$g(\varepsilon)d\varepsilon$ azon elektronállapotok száma, amelyek az energiája az $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$ tartományba esik

A Pauli elv szerint minden pályáállapothoz két spin-állapot is tartozik, így az állapotosság a pályá-állapotosság kétszerese:

$$g(\varepsilon) = 2N(\varepsilon)$$

A pályaállapot- sűrűség meghatározása.

Minden pályaállapotot három kvantumszám, (n_x, n_y, n_z) határoz meg. Ezért az $\{n_x, n_y, n_z\}$ koordinátarendszerben (azaz a kvantumszámok „terében”) egy pályaállapotot egy pont reprezentál. A kvantumszámok csak (pozitív) egész számokat vehetnek fel. Minden egységnyi térfogatban csak egy reprezentáns pont van.

Az állapothoz tartozó energia értéke

$$\varepsilon = E_0(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$$

A kvantumszámok terében az összes ε energiájú állapot egy R sugarú gömbön helyezkedik el, hiszen:

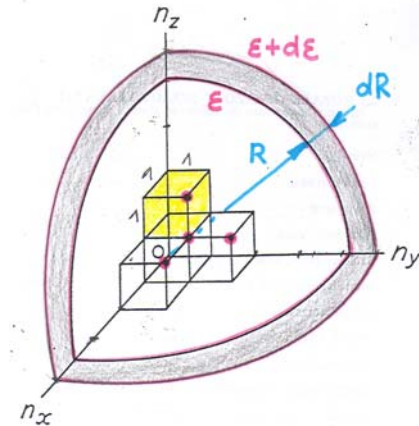
$$n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 = \frac{\varepsilon}{E_0} \equiv R^2$$

Azon állapotokat reprezentáló pontok, amelyek energiája az $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$ tartományba esik, egy gömbhéj nyolcadában vannak. E tartományban lévő állapotok száma megegyezik a gömbhéj-nyolcad térfogatával:

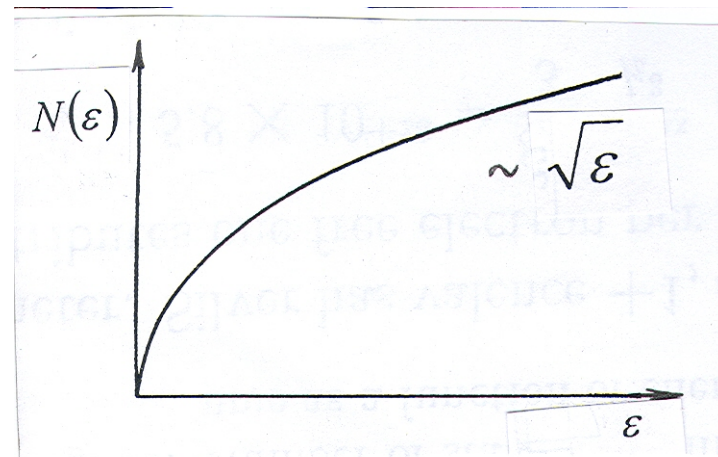
$$N(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{4\pi}{8} R^2 dR$$

$$R = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{E_0}}$$

$$dR = \frac{1}{2\sqrt{E_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} d\varepsilon$$



$$N(\varepsilon) \propto \sqrt{\varepsilon}$$



Az állapotok betöltését az $f^{FD}(\varepsilon, T)$ Fermi-Dirac eloszlásfüggvény határozza meg.

Az elektronok energia szerinti eloszlását az $n(\varepsilon)$ függvény adja meg.
 $n(\varepsilon)d\varepsilon$ megadja azon elektronok számát, amelyeknek az energiája az $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$ tartományban van

Az *alapállapot* (0 K hőmérsékletű) elektrongázban az ε_{F0} *Fermi-energia szint* alatt minden állapot be van töltve, fölötte pedig minden állapot üres. A betöltött állapotok száma N . Ez a feltétel a Fermi szintet egyértelműen meghatározza. Eredményül az adódik, hogy ε_{F0} értéke a kérdéses fém *térfogati elektronsűrűségétől* függ.

A T_F *Fermi hőmérsékleten* értjük **annak az ideális gáznak a hőmérsékletét, amelynek az átlagenergiája megegyezik a 0 K fokos elektrongáz átlagenergiájával.**

Fémek Fermi-hőmérséklete néhányszor 10 000 K. Tehát a Pauli elvből adódó Fermi energia a klasszikus fizikai energiaskálán meglehetősen nagy érték. Ez azt is jelenti, ha a fém hőmérséklete (pár száz fokkal) megemelkedik, akkor a vezetési elektronjainak az átlagenergiája relatíve alig változik. Tehát a szobahőmérsékletű fém vezetési elektronjait nulla 0 K fokos elektrongáznak lehet tekinteni. (Ugyanis 300 K sokkal kisebb mint a 10 000 K!)

Az elektronok energia szerinti eloszlását az állapotűrűség függvény és az Fermi-Dirac eloszlásfüggvény szorzata adja meg:

$$n(\varepsilon) = g(\varepsilon) f^{FD}(\varepsilon, T) = 2N(\varepsilon) f^{FD}(\varepsilon, T)$$

A T hőmérsékletű szabad elektrongáz Fermi energiája a "hétköznapi" hőmérsékleti tartományban gyakorlatilag ε_{F0} értékűnek vehető.

A Fermi-Dirac eloszlásfüggvény 0 K-en lépcsőfüggvény. T hőmérsékleten kissé "lekerekedik". A változás azonban az értékek csak körülbelül a $4kT$ nagyságú környezetére korlátozódik. Ez fizikailag azt jelenti, hogy csak azok az elektronok kerülhetnek magasabb energiájú állapotba (azok gerjesztődnek), amelyeknek a kezdeti energiája a Fermi szint közelében volt.

A gerjesztett elektronok száma közelítőleg

$$N_g \approx N \frac{T}{T_F}$$

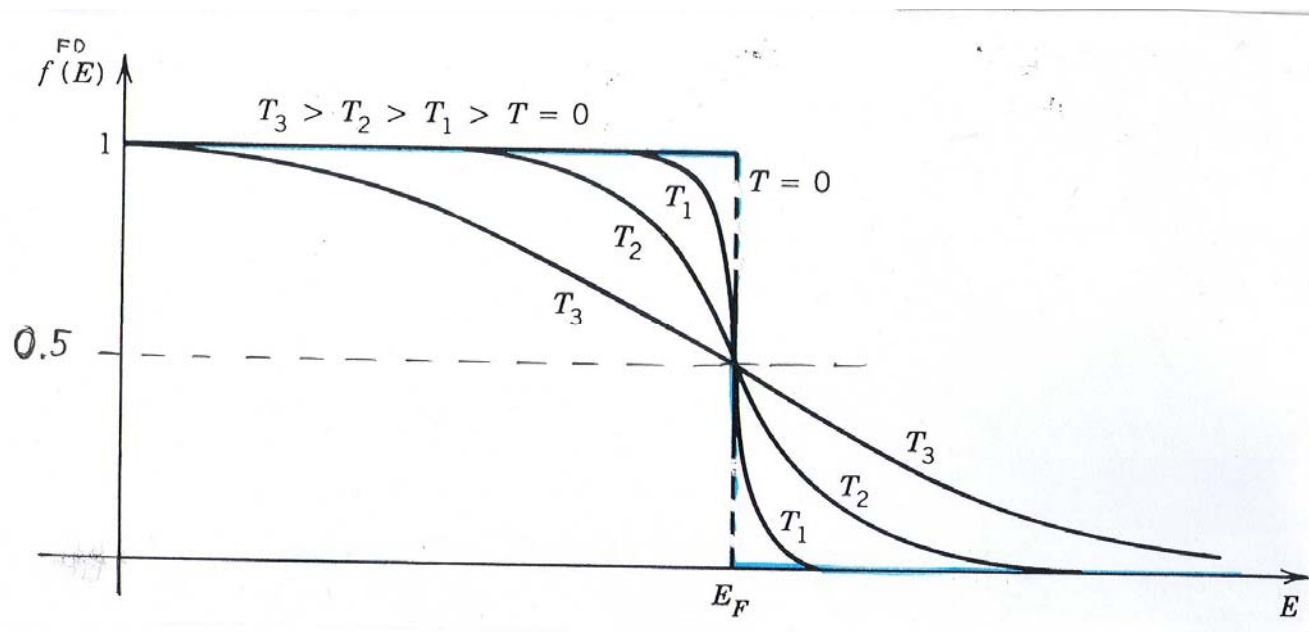
A T hőmérsékletű elektrongáz energiája az alapállapot energiától csak kevéssé ($N_g kT$ - vel) tér el.

Ez azt is jelenti, hogy fémekben az elektronok fajhője elhanyagolható az iontörzsek fajhőjéhez képest. A Dulong-Petit törvénynek ez a kvantummechanikai magyarázata.

A Fermi-Dirac eloszlásfüggvény

Feles spinű, azonos részecskékből álló rendszert a Fermi-Dirac statisztikával tudunk leírni. A feles spinű részecskék egyensúlyi eloszlását a Fermi-Dirac eloszlásfüggvény határozza meg. Így az elektronok energia szerinti eloszlását is:

$$f^{FD}(\varepsilon, T) = \frac{1}{\left[\exp\left\{ \frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT} \right\} + 1 \right]}$$



Magas energiaszintek esetén a klasszikus statisztikus mechanikában tanult Maxwell-féle eloszláshoz jutunk:

$$\lim_{\varepsilon \gg \varepsilon_F} f^{FD}(\varepsilon, T) = \text{állandó} \cdot \exp\left\{-\frac{\varepsilon}{kT}\right\} = f^{MB}(\varepsilon, T)$$

azaz az elektronok *kvantumstatisztikája* határesetben visszaadja a klasszikus fizikában tapasztalt eredményt.

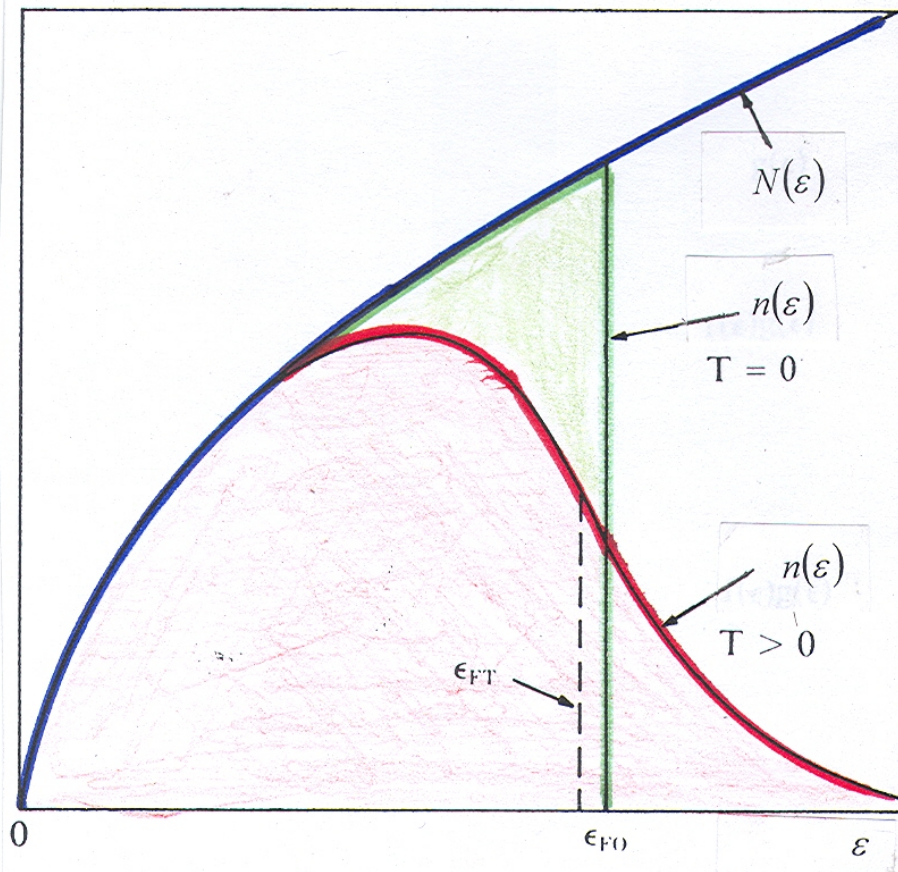
Szabadelektron gáz állapotosűrűsége $g(\varepsilon) = a\sqrt{\varepsilon}$

Alapállapotban ($T = 0$) a Fermi-Dirac eloszlásfüggvény $f^{FD}(\varepsilon, T = 0)$ egy lépcsőfüggvény

$$\lim_{T \rightarrow 0} f^{FD}(\varepsilon, T) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{\left[\exp\left\{\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}\right\} + 1 \right]} = \begin{cases} 1 & \text{ha } \varepsilon \leq \varepsilon_F \\ 0 & \text{ha } \varepsilon \geq \varepsilon_F \end{cases}$$

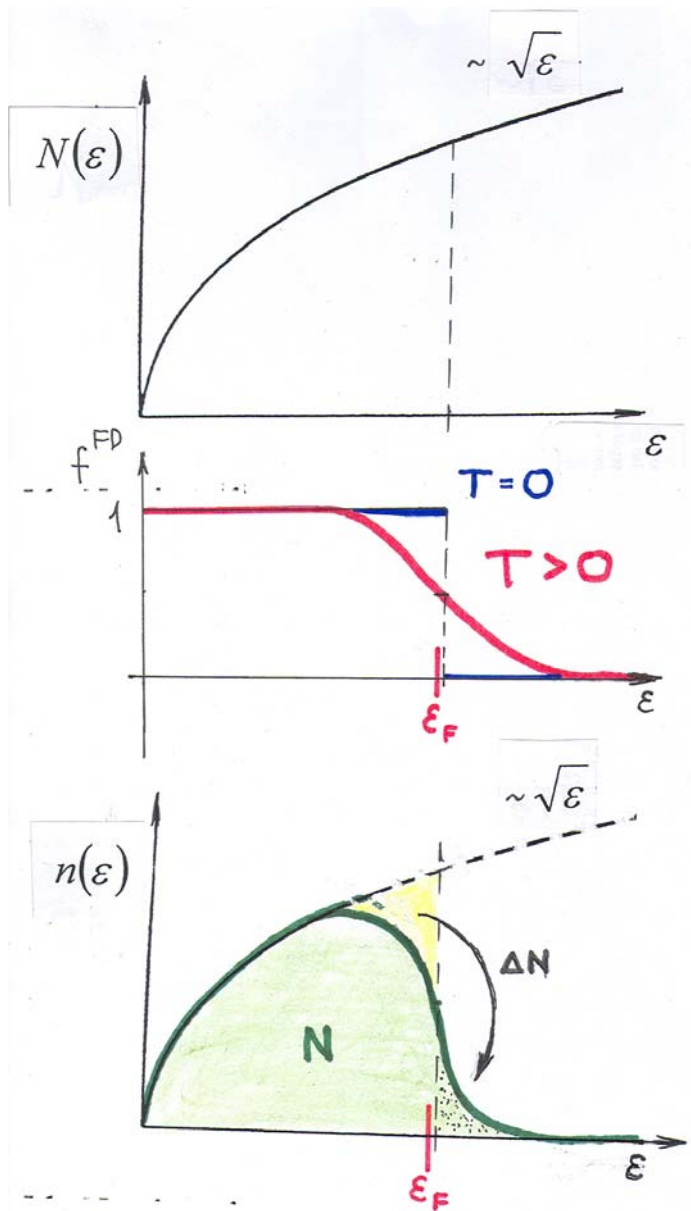
Alapállapotban az elektronok az ε_F energiaszintig minden állapotot betöltenek, azon felül pedig minden állapot üres lesz. Ennek az energiaszintnek a neve *Fermi-szint* vagy *Fermi-energia*. A Fermi-szint értékét abból a feltételből határozzuk meg, hogy az állapotokat betöltő elektronok száma N .

$T > 0$ hőmérsékleten, az elektronok az alacsonyabb energiájú állapotokból magasabb energiájú állapotokba jutnak. Ez tükröződik az eloszlásfüggvény alakjában is. *Fermi-energiának* most azt az energiaszintet hívjuk, amelynél az eloszlásfüggvény $1/2$ értéket vesz fel.



Az eloszlásfüggvény *szimmetrikus* a Fermi-szint környezetében. Ha az állapotsűrűség monoton növekvő függvény, akkor a Fermi-szintet csökkenteni kell ahhoz, hogy a kiürülő és az újonnan betöltődő állapotok száma megegyezzen. Ahhoz, hogy az N összelektron-szám állandó maradjon, az kell, hogy a Fermi-szint függjön a hőmérséklettől. Jelen esetben csökkenjen az alapállapotban ($T=0$) adódott $\epsilon_F(0)$ -hoz képest.

A hőmérsékletfüggés szabadelektron gáz esetén elhanyagolhatóan kicsi, így a Fermi-szintet (szobahőmérsékletű tartományban) állandónak vehetjük.



Azon elektronok száma, amelyek energiája T hőmérsékleten ε és $\varepsilon + d\varepsilon$ közé esik

$$n(\varepsilon)d\varepsilon = a \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot f(\varepsilon, T) = a \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot \frac{1}{\left[\exp\left\{ \frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT} \right\} + 1 \right]}$$

Adalékolt félvezetők

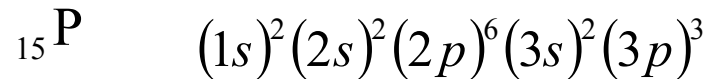
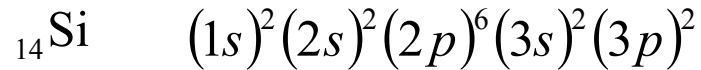
Eddig az ún. *szerkezeti (intrinsic) félvezetővel* foglalkoztunk. Ez egy *homogén* félvezető egykristály. Alapállapotban ($T = 0$ K) a vegyérték sáv állapotai mind be vannak töltve és a vezetési sáv minden állapota üres.

Ha az alapállapotban lévő ($T = 0$ K) rendszerhez hozzáadnánk egy elektront, akkor az csak a vezetési sávba kerülhetne, hiszen a vegyérték sávban már nincsen több hely (hiszen az alapállapotban teljesen tele van.).

A vezetési elektronok számát azonban a gyakorlatban ilyen módon megnövelni nem tudjuk, mert így a félvezető kristály eredő elektromos töltése megváltozna. A kristály feltöltődne, ami makroszkopikus szinten is éreztetné nem kívánatos hatásait.

Az ötlet egy egyszerű trükkel megvalósítható. Eszerint az elektronnal együtt adjunk egy protont is a rendszerhez! Ezt legegyszerűbben úgy érhetjük el, hogy egy (Si) szilícium atomot pl. egy (P) foszfor atomra cserélünk ki. Ezt nevezzük adalékolásnak (néha szennyezésnek).

A két atom elektronszerkezete:



A kétféle atom iontörzse azonos, a vegyérték elektronok állapotai is egyformák, csak számuk különböző (4 és 5). A kétféle iontörzs mérete gyakorlatilag megegyezik.

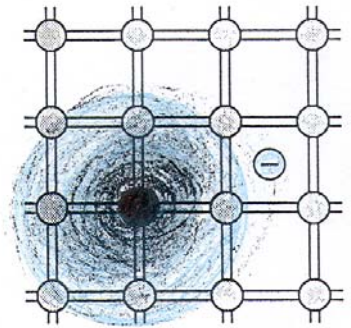
Tehát ez az atomcsere gyakorlatilag semmiféle rács deformációt nem fog okozni. Mivel ezáltal a kristályba egy többlet elektron került, a foszfor atomokat *donor* atomoknak nevezzük. A többlet elektron neve a *donor elektron*.

(donor = valamit adó)

A foszfor atom környezetében azonban a fizikai viszonyok megváltoznak. Ennek oka az, hogy a foszfor iontörzs a környezetéhez képest egy protonnyi (pozitív) töltéstöbblettel rendelkezik. Ez az első pillanatra bonyolultnak tűnő rendszer egy egyszerű „hidrogénszerű modellel” közelítőleg egészen jól leírható.

Tekintsük, ugyanis a szilícium kristályt folytonos (kontinuum) közegnek. Ekkor a foszfor atom helyén egy pontszerű pozitív (többlet)töltés fog megjelenni. A foszfor atom ötödik (többlet) vegyérték (donor) elektronja pedig ennek a térben kötött állapotban van.

Ha a donor elektron energiája elegendően nagy, akkor „leszakadva” a pozitív ponttöltéstől, attól nagyon *eltávolodik*. Ha az elektron olyan messze került a pozitív töltéstől, hogy annak hatása már elhanyagolható, akkor ő már *csak a tiszta szilícium kristályt érzékeli* maga körül.



○ = Félvezető atom

● = Adalékolt atom

⊖ = Extra elektron

Az elektron ekkor a szilícium kristályban immáron *szabadon* fog mozogni és így részt vesz a kristály elektromos vezetésében. Energiájának a szilícium kristály *vezetési sávjába* kell esnie.

Mindebből következik, hogy a foszfor atom jelenléte a szilícium kristályban *úgy modellezhető, mint egy (folytonos) szilícium közegben lévő hidrogén atom, amelynek ionizációs energiaszintje (a vákuum szint helyett) a szilícium kristály vezetési sávjának az alja.*

Ennek a hidrogén atomnak az elektronja is érzékeli azt, hogy ő egy szilícium kristályba van "beágyazva". Például úgy, hogy az elektromos töltése polarizálja a környezetében lévő kristályt, amit a szilícium permittivitásán (dielektromos állandóján) keresztül lehet figyelembe venni. Mindez azt jelenti, hogy a foszfor atom körül kialakuló kötött állapotok energiaszintjeit úgy kell meghatározni, hogy a hidrogén atom energiaszintjeit megadó összefüggésbe a vákuum ϵ_0 dielektromos állandója helyett a szilícium $\epsilon_0 \epsilon_r$ dielektromos állandóját írjuk.

A részletesebb modell szerint a *kristályrács jelenléte* egy összetett kvantummechanikai kölcsönhatás révén is megnyilvánul. Ezt az elektron *tömegének* a módosításával tudunk figyelembe venni (ezt nevezzük *effektív tömeg közelítésnek*).

A hidrogén atom kötött elektronjának a lehetséges energiaszintjeit:

$$E_n = -\frac{me^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2}$$

Si kristályba ágyazott hidrogén atom modell esetén az energiaszintek:

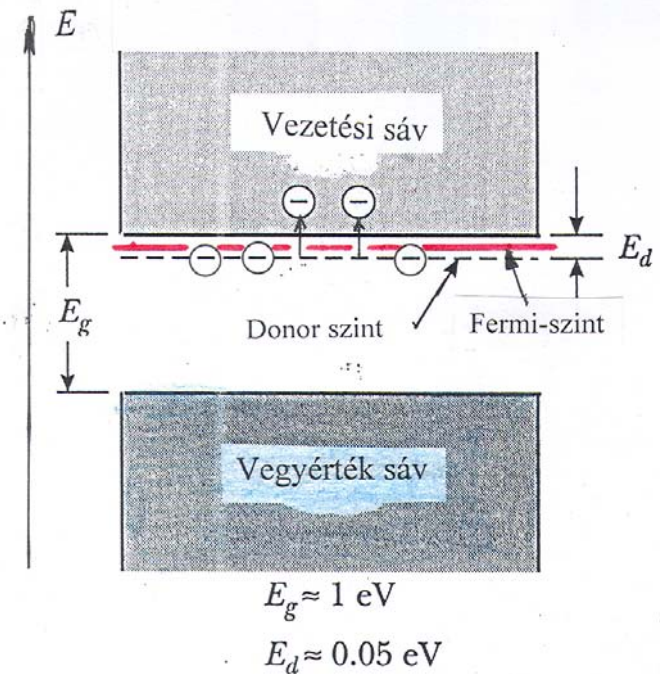
$$E_n = -\frac{me^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{\varepsilon_r^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad E_n = -\frac{13.6 \text{ eV}}{\varepsilon_r^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

$\varepsilon_r \approx 12$, így az ionizációs energia: $\frac{13.6}{12^2} = 0.09 \text{ eV}$

A Si tiltott sávjának szélessége 1.1 eV, így a kötött állapotok energiaszintjei a *vezetési sáv alja alatt*, ahhoz nagyon közel, **a tiltott sávban** helyezkednek el.

Alapállapotban (0 K hőmérsékleten) tehát az adalékolt félvezetők elektronszerkezete úgy néz ki, hogy a *vegyérték sáv teljesen tele van*, a *vezetési sáv teljesen üres* és a (donor) elektronok a foszfor atomok környezetében kötött állapotban vannak.

Már nagyon *kis hőmérséklet emelkedésre* a kötött állapotban lévő *donor elektronok leszakadnak* a donor atomokról és *felkerülnek a vezetési sávba*. Sikertel tehát megnövelni a vezetésben résztvevő elektronok (*n* típusú, negatív töltéshordozók) számát. Ezért ezt a félvezetőt *n-típusú félvezetőnek* hívjuk.



Számoljuk ki a donor atomot modellező hidrogén atom „méretét”!

Vákuumban lévő hidrogén atom esetében

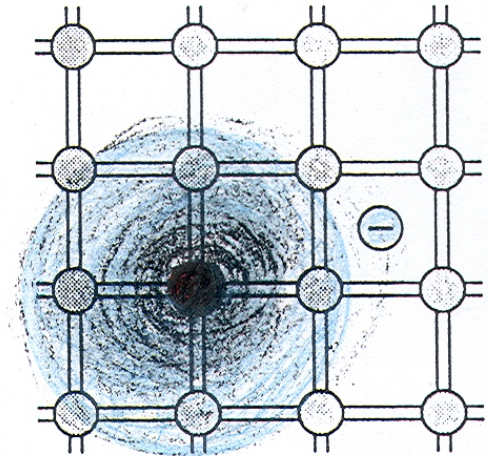
$$r_n = a_0 \cdot n^2 \quad a_0 = \frac{h^2}{\pi m e^2} \cdot \epsilon_0 = 0.0529 \text{ nm}$$

Szilíciumban

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r = 12 \cdot \epsilon_0$$

így "modell hidrogén" atomunk *sugara* kb. 12-ször *akkora mint egy szabad hidrogén atomé.*

A kristályrácsban az atomok távolsága a szabad hidrogén atom sugarának kb. 3-4 szerese. Ebből az következik, hogy a szilícium kristályban lévő hidrogénszerű atom kb. 60 db kristályatomot foglal magába. Ez a modell kiindulásául szolgáló „folytonos anyag” feltételezésével nagyjában összhangban van.

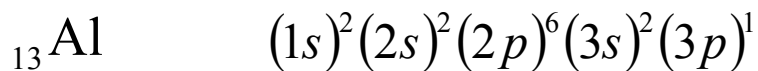


○ = Félvezető atom

● = Adalékolt atom

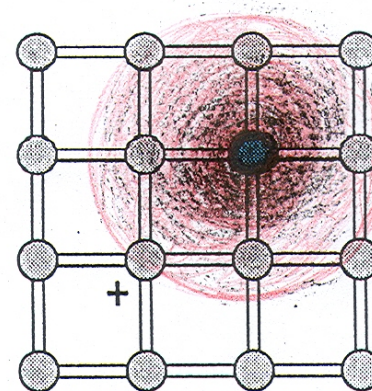
⊖ = Extra elektron

Hasonló a helyzet akkor, ha egy szilícium atomot egy alumínium (Al) atomra cserélünk ki.



Most a rendszerből elvettünk egy elektront és egy protont is. Ezért az alumínium atomot *akceptor atomnak*, a kristályt *akceptor félvezetőnek* nevezzük. (akceptor = valamit elfogadó, itt elvevő)

Az egy elektron elvétele azt jelenti, hogy *a vegyérték sávban egy üres hely* jelenik meg.



○ = Félvezető atom

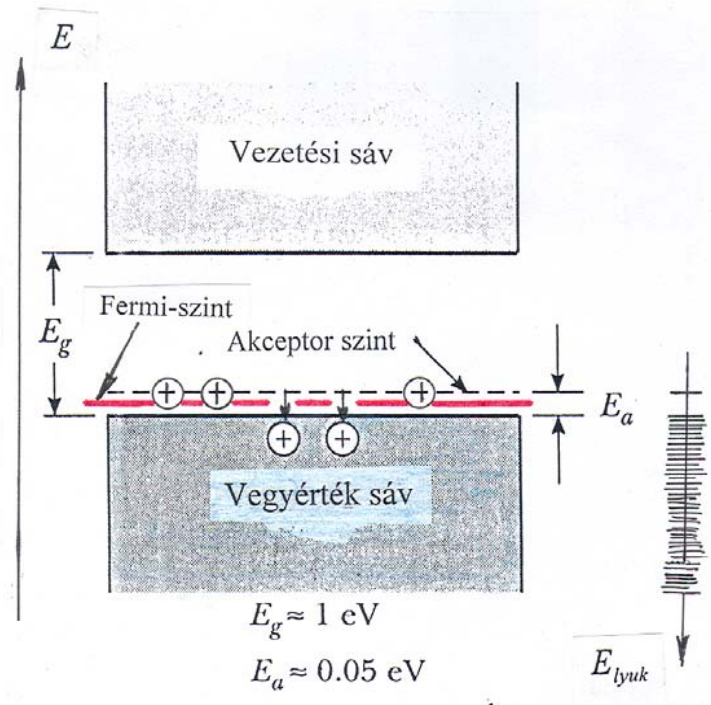
● = Adalékolt atom

⊕ = Elektron hiány („lyuk”)

Megmutatható, hogy a vegyérték sáv elektronjainak együttes viselkedése (az elektron hiány miatt) egyetlen, pozitív töltésű részecskeként írható le. Ennek a „fiktív részecskének” a neve *lyuk*. Ez a *pozitív lyuk lép kölcsönhatásba a hiányzó protont modellező negatív ponttöltéssel*.

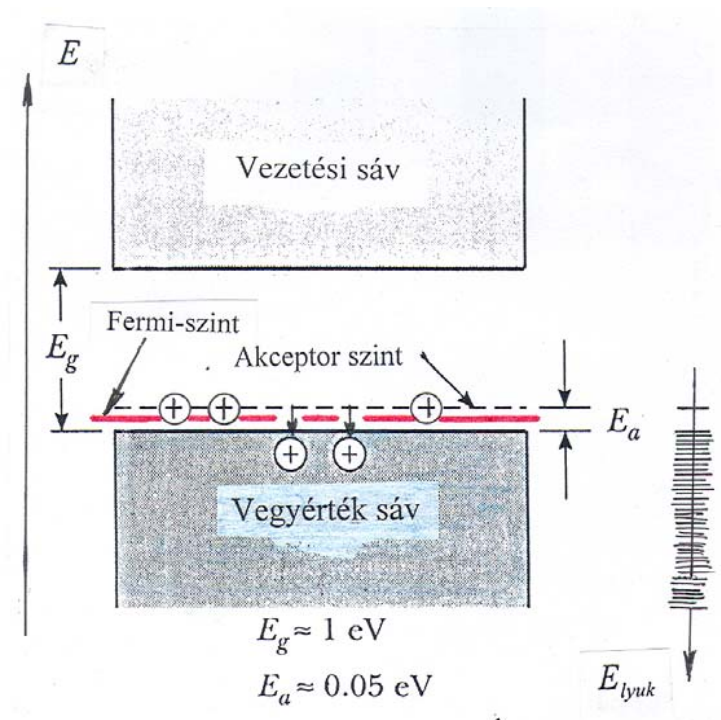
A *lyuk* modell alapján tehát alapállapotban ($T=0$ K, amikor a vegyérték sáv minden állapota be van töltve elektronnal) a *vegyérték sávban nincsen egy lyuk sem*. Azaz a lyuk szempontjából teljesen üres.

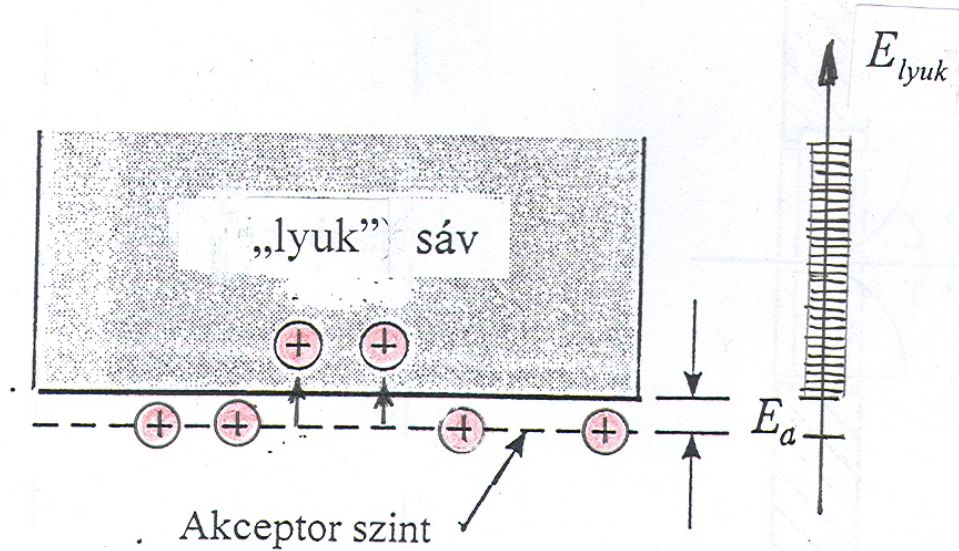
Az elektronok eloszlása a vegyérték sávban *ekvivalens* a lyukak eloszlásával a *lyuk sávban*.



Akceptor atom adalékolása esetén a kötött állapotok számítása pontosan úgy történik mint a donor adalékolás esetén volt. A „negatív töltésű mag” terében a pozitív lyuk kötött állapotba kerül, amelynek energiaszintjei a tiltott sávban lévő, *vegyértéksáv feletti* energiaszintekként jelennek meg.

A lyuk szempontjából ez a rendszer minimális energiája. Ezért a lyuk *energiaskálája* valójában ugyanolyan irányú, mint az elektronoké. Ezt most (a félreértések elkerülése végett) *lyuk sávnak* fogjuk nevezni.



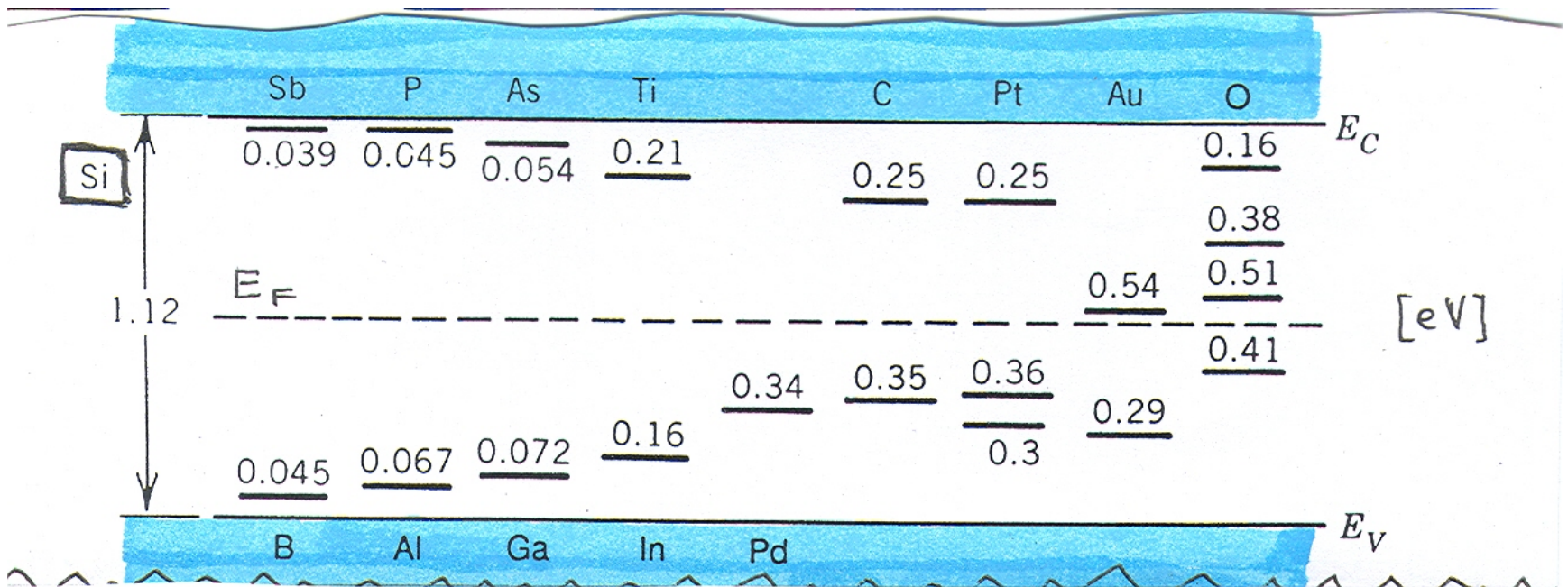


Gerjesztéskor nő a rendszer energiája, azaz a vegyértéksávot újabb elektronok hagyják el.

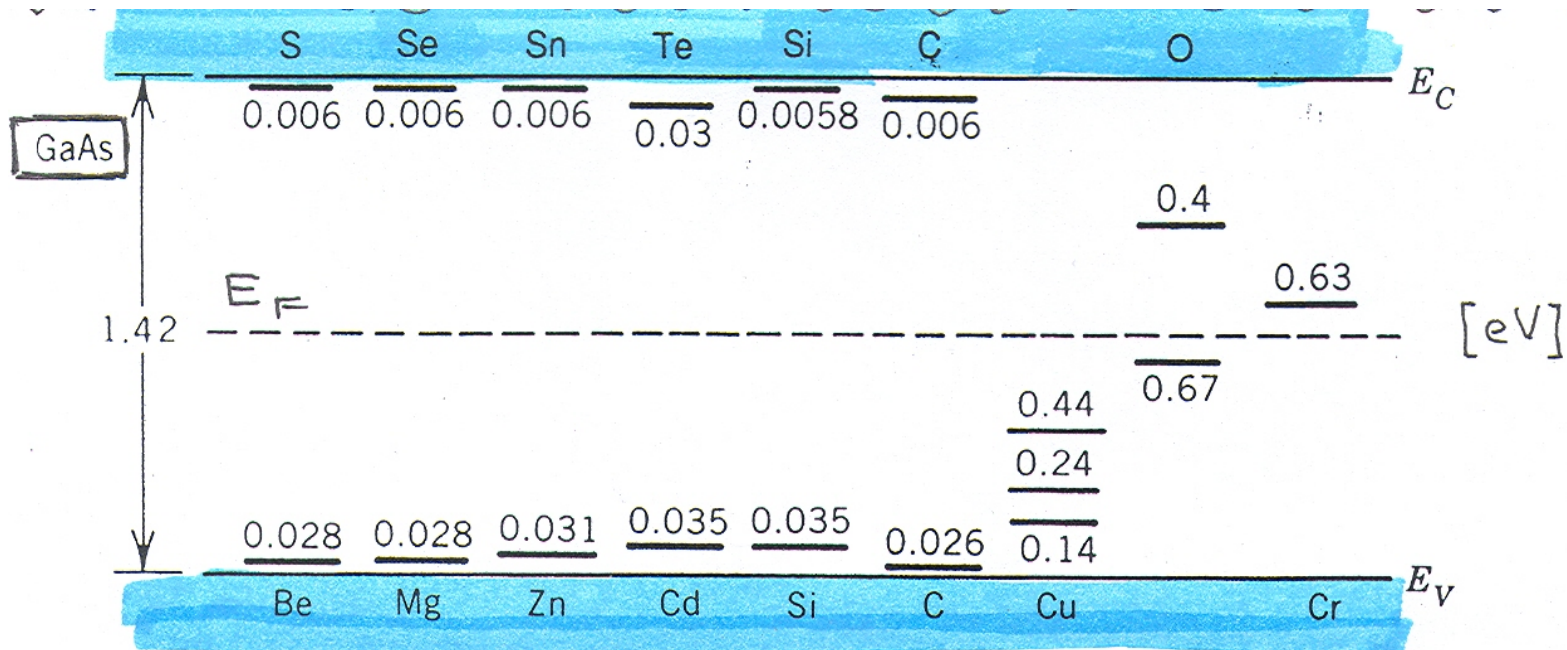
Ez a lyuk modellben azt jelenti, hogy a lyukak felkerültek a lyuk sávba, azaz újabb „lyukak” (p típusú, pozitív töltéshordozók) jelennek meg a félvezetőben. Ezért ezt a félvezetőt p típusú félvezetőnek szoktuk nevezni.

A legfontosabb adalékolt félvezető adatok

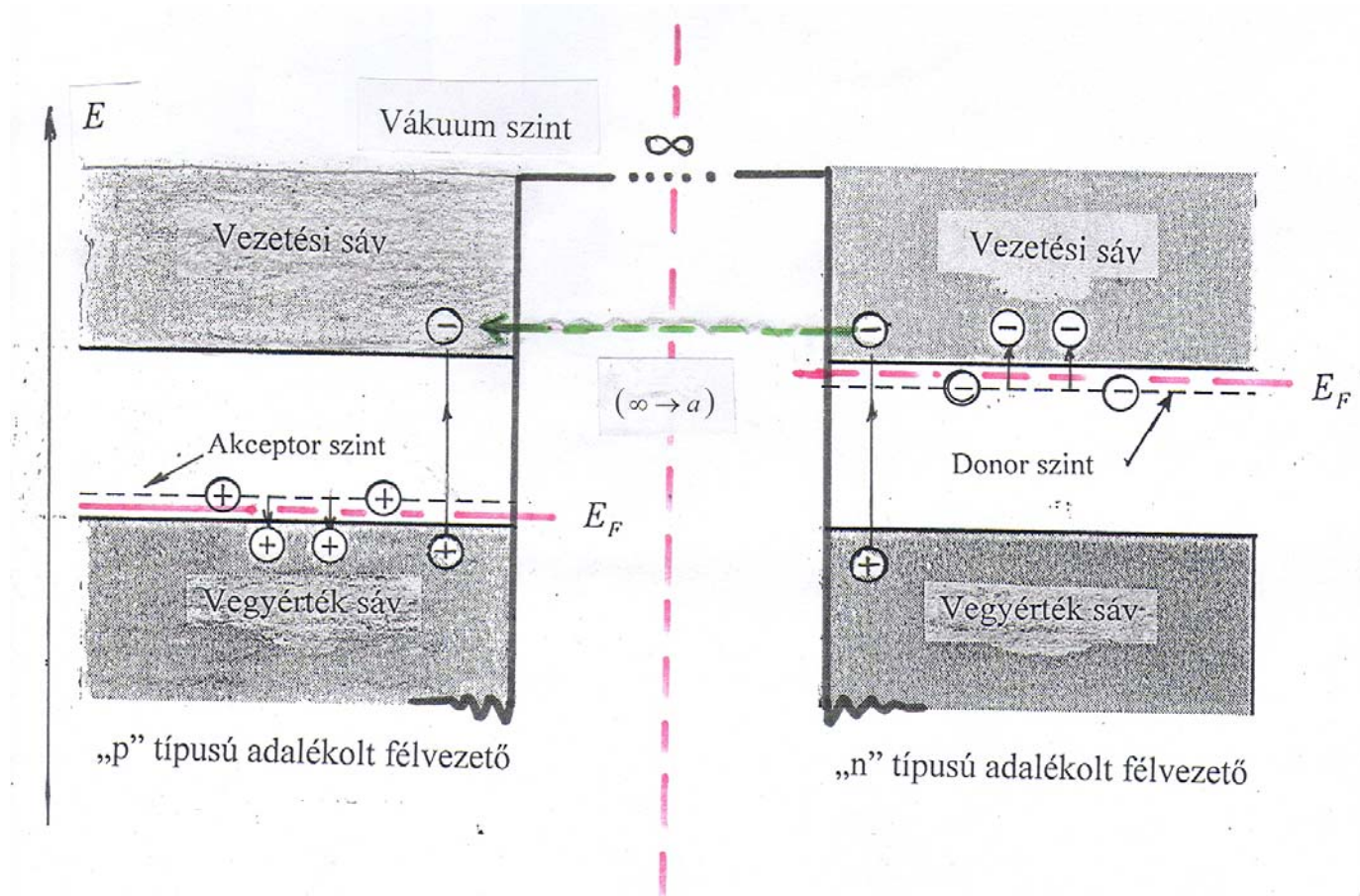
Si kristály:

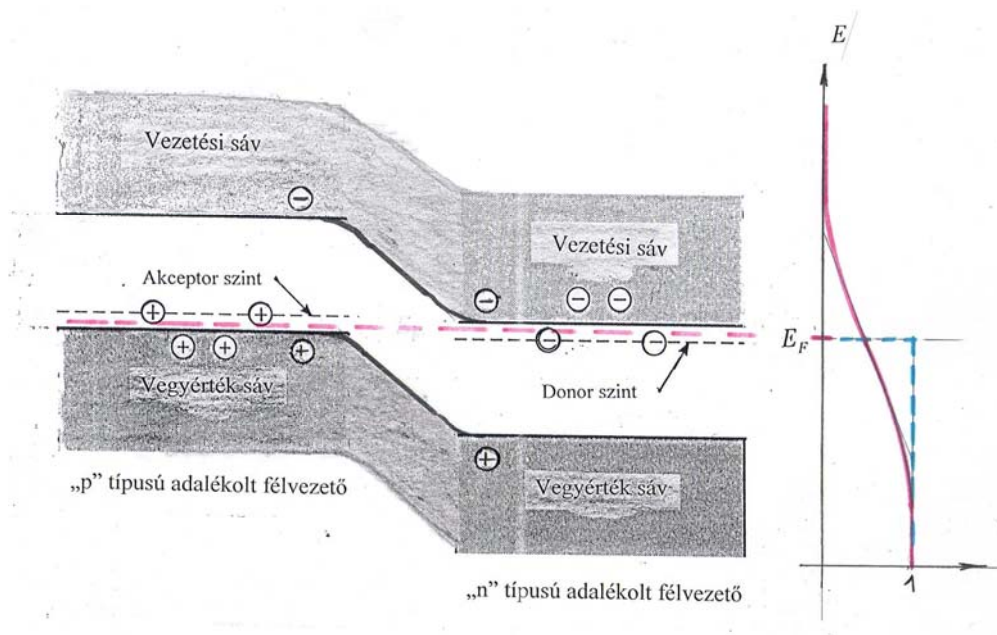


GaAs (gallium arzenid) kristály



A p-n átmenet

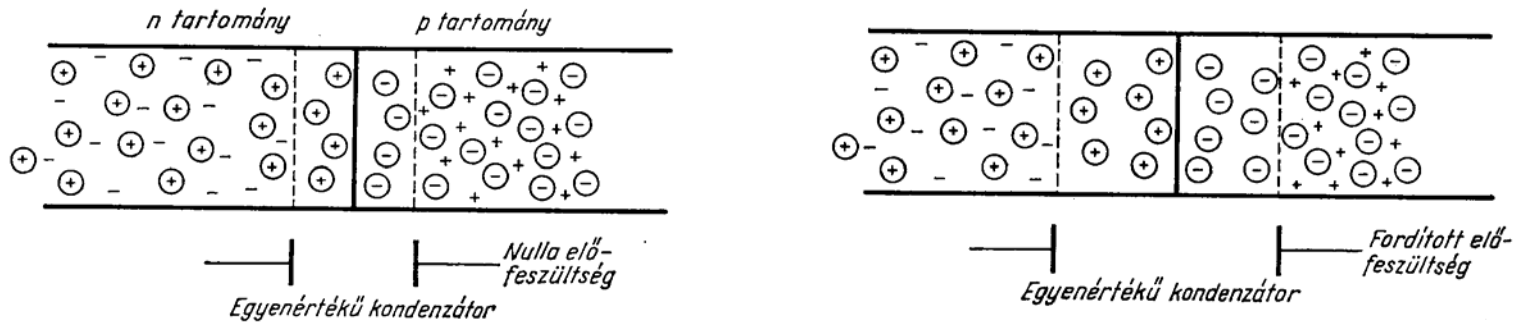




A p és n típusú félvezetőből álló rendszernek közös lesz a Fermi szintje, ezért a sávoknak el kell eltolódniuk.

Az átmeneti réteg mentén szükséges potenciálkülönbség a szabad töltéshordozóktól mentesített *tértöltési tartomány* révén jön létre. Az így létrehozott donor- és acceptor ionok elektromos töltéseikkel egy dipólusréteget alkotnak.

Tehát nulla előfeszítés nélkül is kialakul egy a szabad töltéshordozóktól mentes kiürített réteg, *tértöltési tartomány*.



Záróirányú előfeszítéskor a kiürített réteg szélesebbé válik, a kapacitás lecsökken.

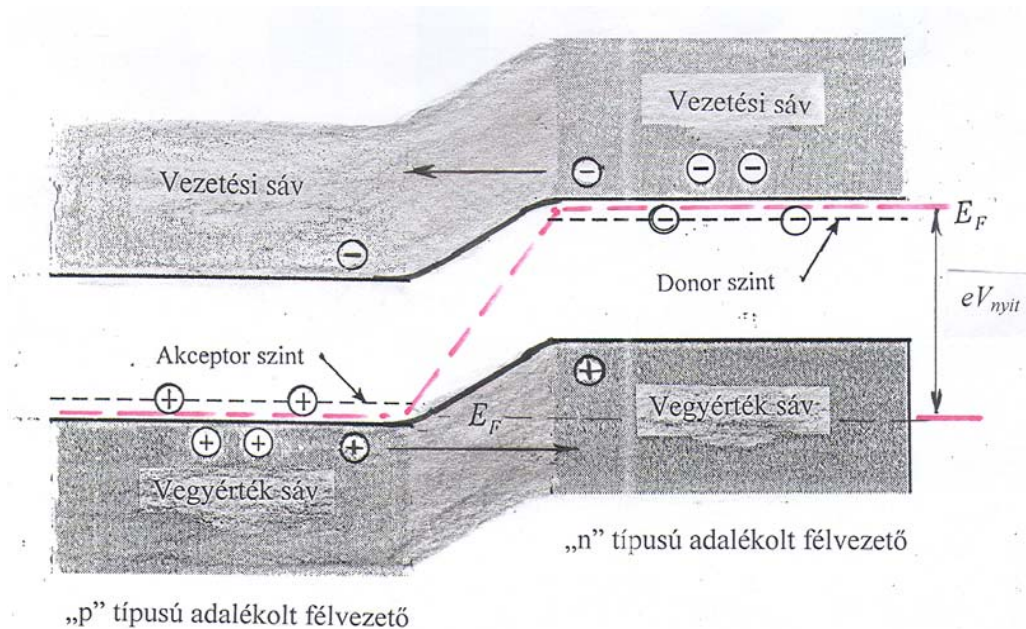
Nyitóirányú előfeszítéskor a tértöltési tartomány keskenyebbé válik, a kapacitás megnő.

Kisebbségi töltéshordozók, többségi töltéshordozók

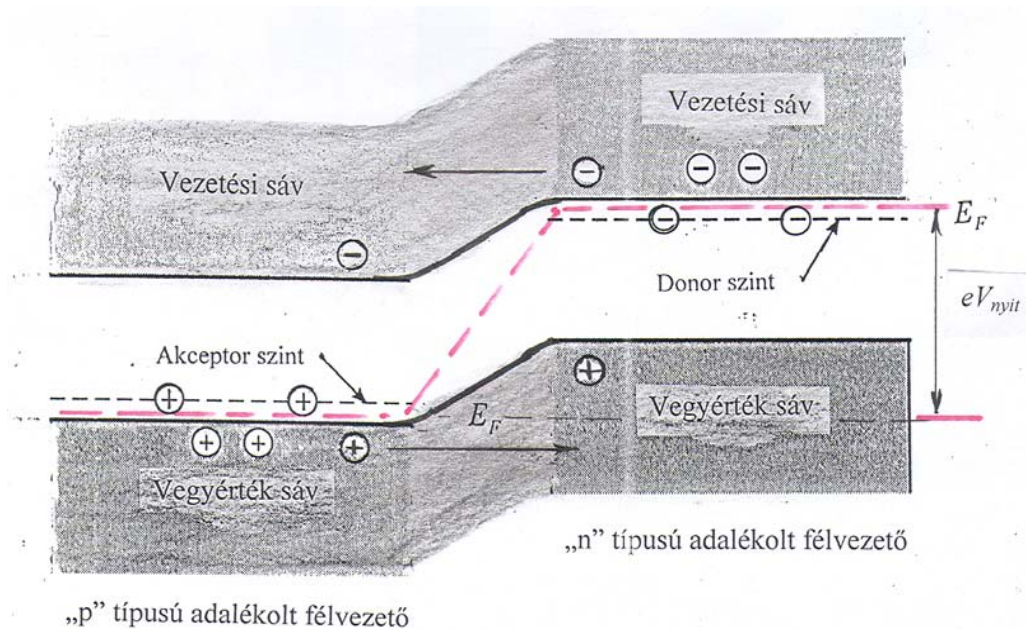
Koncentrációkülönbség, diffúzió.

Ha külső feszültség rákapcsolásával a p oldalt az n oldalhoz képest pozitívabbá tesszük, a többségi töltéshordozók, a lyukak és elektronok egymással ellentétes irányban keresztáramlanak az átmeneti rétegen. Az ellentétes irányú áramlás azonos irányú elektromos áramot eredményez.

A nyitóirányú feszültség növelésével az áram exponenciálisan növekszik.

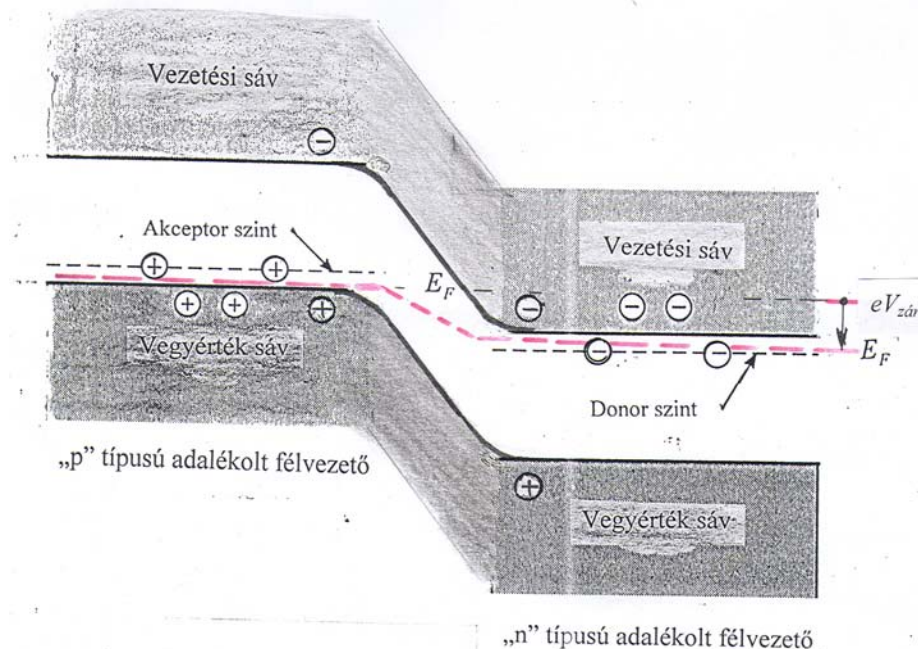


Az n tartomány energiaszintjei a másikhoz képest feljebb kerülnek, az átmeneti rétegben az előfeszültség mértékében eltolódik a Fermi szint, ezáltal csökken az átmenet mentén az elektromos potenciálkülönbség. A diffúzió révén a többségi töltéshordozók áramlanak át a másik tartományba. A elektronok „lefolynak” a Fermi szint lejtőjén, a lyukak felfelé áramlanak.

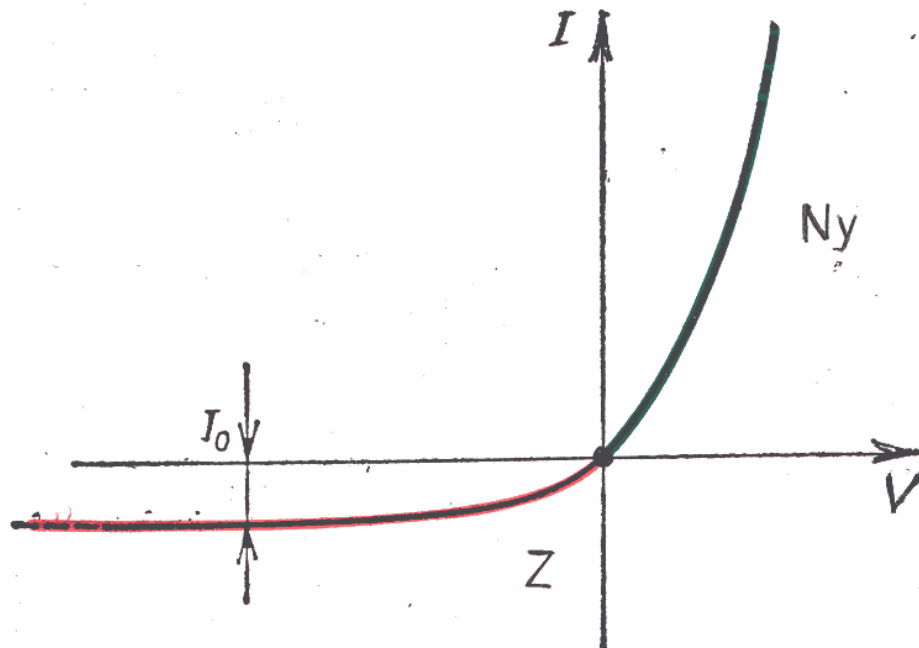


Záróirányú előfeszítés esetén az n tartomány energiaszintjei a másikhoz képest lejjebb kerülnek, az átmeneti rétegben az előfeszítés mértékében eltolódik a Fermi szint, ezáltal növekszik az átmenet mentén az elektromos potenciálkülönbség. A záróirányú feszültség túlkompenzálja a diffúziós potenciált.

A Fermi szint mentén a lejtőre diffundáló *kisebbségi* töltéshordozók lecsúsznak, ill. felkúsznak a lejtőn.



A záróirányú áram kis feszültségen telítődik.

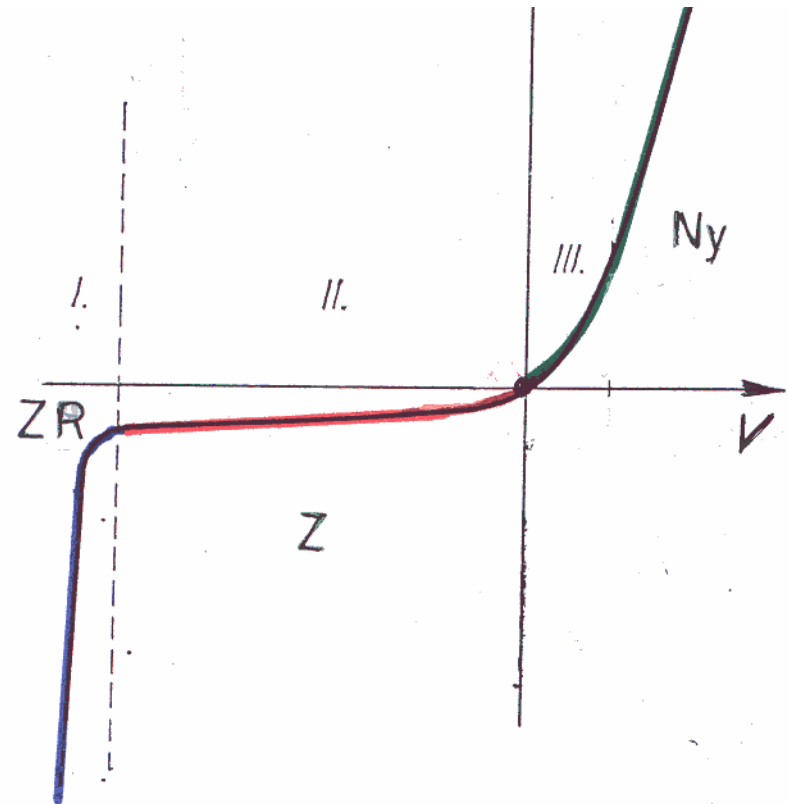


Ideális dióda karakterisztika

A záróirányú feszültség növelésével lesz egy **kritikus érték**, amikor az áram lavinaszerűen megnő, a dinamikus impedancia pedig kicsi lesz.

Az átütést a tértöltési tartomány nagy térerőssége idézi elő azáltal, hogy nagy energiára gyorsítja a keresztülhaladó töltéshordozókat.

Ennek következtében a vegyértéksávból további elektronok lépnek ki, és így újabb elektronok és lyukak jelennek meg. A folyamat **lavinaszerű**.



Teljes dióda karakterisztika

Elegendően nagy feszültség esetén a „p” oldal vegyérték sávja az „n” oldal vezetési sávjával energetikailag azonos szintre kerül. Így az igen sok elektront tartalmazó „p” oldali vegyérték sávot, az igen kevés elektront tartalmazó „n” oldali vezetési sávtól „csak „egy keskeny potenciálgát” (a „megdőlt” tiltott sáv) választja el.

Ez a „tiltott” sáv az elektron számára „ugyanolyan” tartományt jelent, mintha egy „klasszikusan tiltott tartomány” volna. Azaz egy potenciálgátként funkcionál. Ezen a gáton az elektronok alagút effektussal átjuthatnak. Így (mivel igen sok elektronunk van ezeken az energiaszinteken) egy igen erős ún. „letörési áram” indul el. Ezt a jelenséget felfedezőjéről „Zener-effektusnak” nevezik.