

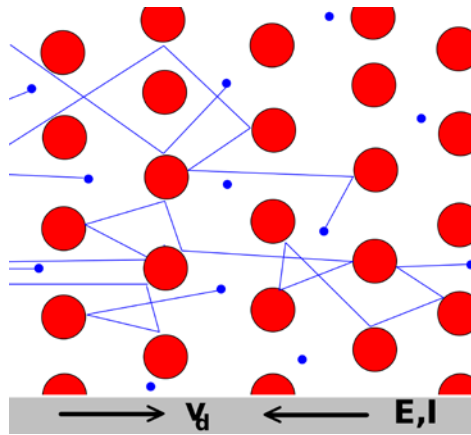
Az informatika fejlődése miatt az utóbbi évtizedekben a mérnöki munka alapos változáson ment keresztül. A termelés automatizálása rendkívül megnövelte az egy munkaóra eső termelt mennyiséget, emellett pl. a fogyasztásra szánt termékek és az azokat termelő eszközök és berendezések tervezését is radikálisan átalakította, arról nem is beszélve, hogy számtalan új, az informatikához kapcsolódó termék jelent meg önállóan, ill. korábbi termékekbe beépítve, mint pl. az autók fedélzeti számítógépe. Mindez nem lett volna lehetséges a hardver, elsősorban a félvezető technológia fejlődése nélkül. Ez a jegyzet azt tűzte ki fő célul, hogy az olvasó mélyebben, az ismeretterjesztő szintet meghaladva megértse az elektromos vezetést, a félvezetők működését és az ehhez szükséges szilárdtestfizikai alapokat.

Az első olyan modell, amely sikeresen értelmezte a fémek elektromos vezetését, az ún. Drude-modell volt. Az 1826-tól ismert Ohm-törvény ma is a műszaki életben használt legalapvetőbb összefüggések egyike. Azonban csak a XX. sz. hajnalán sikerült először Drude-nak megmagyarázni és a mérnök-hallgatók döntő többsége ma sem tudja, miért igaz az Ohm-törvény, illetve hogy mi az érvényességi határa. A kvantummechanika megjelenésével a fejlettebb modellek aztán az anyagok viselkedésének egyre több aspektusát voltak képesek megmagyarázni. Ezek közül számunkra legfontosabb az, hogy mitől lesz félvezető egy anyag és hogyan lehet úgy módosítani a tulajdonságait (pl. adalék-anyagokkal), hogy a kívánt célra alkalmazni lehessen. Tehát az alapvető szilárdtestfizikai modellek után tömören tárgyaljuk a tiszta és adalékolt félvezetőket, a p-n átmenet, a dióda és a különféle tranzistorok működését. A jegyzet végén olyan anyagok kerülnek bemutatásra, amelyek egyrészt fontos szerepet játszhatnak a jövő informatikájában (pl., de nem csak kvantumszámító-gépekben), másrészt egyéb területeken is felhasználják, ill. felhasználhatják őket. Az egyik ilyen anyagcsalád a szupravezetők, ezeket máris több helyen alkalmazzák, pl. mágneses lebegtetésű vonatoknál, amelyekkel igen nagy sebességeket lehet elérni. A másik bemutatott anyagcsalád a nanotechnológia egyik legígéretesebb anyaga, a grafén, ill. a szén-nanocsövek és nanoszalagok, valamint ugyanezek szilíciumból álló variánsai, amelyek a 2010-es években kerültek az érdeklődés homlokterébe.

<b>1. Drude modell</b>	2
<b>2. Sommerfeld-modell</b>	5
<b>3. Elektronok a periodikus potenciáltérben</b>	8
A sáv szerkezet megjelenésének magyarázata	10
Elektromos vezetés és effektív tömeg	11
Kristályok osztályozása sáv szerkezet alapján	14
<b>4. Félvezetők</b>	16
A p-n átmenet külső feszültség nélkül	24
A p-n átmenet egyenirányító tulajdonsága	26
Fém-félvezető átmenet	29
Félvezetők és a fény	30
Tranzisztorok	32
<i>A bipoláris tranzisztor</i> .....	32
FET – Térvezérlésű tranzisztor	33
<i>MOSFET-ek típusai</i> .....	36
<b>5. Szupravezetés</b>	39
A szupravezetés elmélete	42
A szupravezetés alkalmazásai	44
<b>6. A Grafén és társai</b>	46
A Szilícén	47

## 1. Drude modell

A közel szabadnak tekinthető töltéshordozók elektromos tér hatására bekövetkező mozgását a Drude-moddal írhatjuk le (1900 körül), mely az elektronok mozgását klasszikusan kezeli. A töltéssel bíró elektronok a kristályba vannak zárva, de azon belül szabadon mozognak, kivéve, amikor – véletlenszerűen - beleütköznek az atomtörzsekbe és azokon szóródnak. Akármekkora nagyságú és irányú sebessége is volt az elektronnak, a modell szerint ütközéskor minden elfelejtődik. Emellett a lokalizált (atomtörzsekhez kötött) elektronok mozgását elhanyagoljuk. Az atomtörzseknek tehát itt két szerepük van: biztosítani, hogy semleges maradjon az anyag (az elektronok ne taszítsák szét egymást) és velük ütköznek az elektronok.



Az Ohm-törvény levezetése: A  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$  differenciális alakot vezetjük le.

Az elektronok tehát az akadályokon átlagosan  $\tau$  időnként rugalmatlanul ütköznek. Az ütközés során teljes egészében elveszítik az elektromos térből felvett energiát, és a sebességük nagysága a  $v_T$  termikus átlagsebesség lesz, iránya véletlenszerű. Az ütközés után aztán ismét gyorsulnak az elektromos tér hatására. Az elektronok tehát  $\tau$  idő alatt  $\ell$  átlagos úthosszat tesznek meg, ebből

kapjuk az elektronok átlagsebességét:  $v = \frac{\ell}{\tau}$ . Itt a  $v$  sebesség a  $v_T$  termikus sebesség és (külső tér esetén) a tér miatt kialakult sebesség összege.

Vezetés: (Külső feszültség rákapcsolásakor)  $\vec{F} = -e\vec{E}$  Coulomb erő hat az elektronokra, mivel töltésük  $Q = -e$  (elemi töltés). Az elektronok gyorsulása:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = \frac{-e\vec{E}}{m_e}$$

Ebből  $\tau$  idő alatt a sebességváltozás  $\Delta \vec{v} = \vec{a} \tau$ , tekintjük ezt az  $a \tau$ -t átlagos driftsebességnek<sup>1</sup>. Csak ez elektromos tér által okozott növekmény járul hozzá az áramhoz, a termikus sebesség véletlenszerűségénél fogva nem. A gyorsulást behelyettesítve:

$$\vec{v}_{drift} = \frac{-e\vec{E}}{m_e} \tau$$

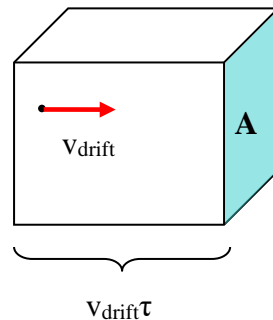
Az adott térerősség hatására kialakult driftsebesség és a térerősség hányadosát **mobilitásnak** is nevezzük:

$$\mu = \frac{v_{drift}}{E} = \frac{-e\tau}{m_e}$$

A mobilitás mértékegysége  $[\mu] = \frac{m/s}{V/m} = \frac{m^2}{Vs} = 10000 \frac{cm^2}{Vs}$ . Rézben ez az érték 0,004 körül van.

Az elektronok sűrűsége (koncentrációja):  $n = \frac{N}{V} \Rightarrow N = nV$ ,  $[n] = \frac{db}{m^3}$

Vizsgáljunk az anyag belsejében egy pont akkora (elképzel) hasábot, hogy átlagosan a hasáiban lévő elektronok haladnak át  $\tau$  idő alatt a jobb oldali **A** felületen. Ehhez a hasáb oldalának  $s = v_{drift} \tau$  hosszúnak kell lennie, tehát a hasáb térfogata  $V = A v_{drift} \tau$ .



Az elektronok száma a hasáiban:  $N = nA v_{drift} \tau$

A hasáiban lévő elektronok töltése:  $Q = -eN = -enA v_{drift} \tau$

Az **A** felületen áthaladó áramerősség:

$$I = \frac{Q}{\Delta t} = \frac{-enA v_{drift} \tau}{\tau} = -enA v_{drift}$$

A driftsebességre kapott összefüggést behelyettesítve:

$$I = -enA \frac{-eE}{m_e} \tau = \frac{e^2 n \tau A E}{m_e}$$

A keresztmetszettel leosztva és felhasználva, hogy  $j = I/A$ , kapjuk a differenciális Ohm-törvényt:

$$\vec{j} = \frac{e^2 n \tau}{m_e} \vec{E}$$

<sup>1</sup> Ebben a közelítésben  $a \tau / 2$  lenne az átlagssebesség, de az ütközések véletlenszerűségét feltételezve valószínűség-számítási eszközökkel megkapható az  $a \tau$  helyes eredmény.

Tehát a vezeték a kísérletileg mérhető  $\sigma = \frac{1}{\rho}$  fajlagos vezetőképességre adott egy formulát:

$$\sigma = \frac{e^2 n \tau}{m_e}$$

Látható, hogy a fajlagos ellenállás fordítottan arányos a töltéshordozók koncentrációjával és az ütközések között átlagosan eltelt idővel. Más mennyiségtől nem függ, mivel az elektron töltése és tömege univerzális állandó. A térerősség hatására felgyorsult elektronok ütköznek az atomtörzsekkel, ezért nem gyorsulnak a végtelenségig. Az ütközések során a külső feszültségforrásból felvett energia az atomtörzsek rezgési energiájává, azaz hővé alakul, ez a magyarázata az  $I^2R$  teljesítményű Joule-hő keletkezésének.

A mobilitással kifejezve a vezetőképességet:  $\sigma = en\mu$

### A hőmérséklet hatása:

A klasszikus, Maxwell-Boltzmann statisztikát használjuk. Érvényes az ekvipartíció tétele, mely szerint egyensúlyi rendszerben adott hőmérsékleten minden egyes szóba jöhető szabadsági fokra időátlagban ugyanannyi energia jut, mégpedig  $1/2kT$ . Most konkrétan az elektronokra használjuk ezt, tehát az elektronok valamennyi különböző mozgásirányában a mozgási energia átlagos mennyisége azonos, vagyis az elektronok átlagos összenergiája:

$$\langle E_{\text{átlag}} \rangle = \frac{3}{2}kT = \frac{1}{2}mv_{\text{átlag}}^2$$

Megjegyezzük, hogy ebben a modellben az elektronoknak nincs potenciális energiájuk, mivel az ütközéseken kívül nem hatnak kölcsön. Ebből az következik, hogy minden elektron  $3/2k$ -val járul hozzá a fajhőhöz. A kísérletek szerint ez azonban nem igaz, mert az elektronok tényleges járuléka sokkal kisebb, tehát a klasszikus Drude modell **nem** jól magyarázza az elektron fajhőjét

Vizsgáljuk meg, hogyan függ a modell szerint a vezetőképesség a hőmérséklettől?

$$T \uparrow \Rightarrow E_{\text{átlag}} \uparrow \Rightarrow v_T \uparrow \Rightarrow \tau \text{ csökken} \Rightarrow \sigma \text{ csökken},$$

tehát a fémek egyre rosszabbul vezetnek a hőmérséklet emelésével. Ez kvalitatíve egyezik a tapasztalattal.

Az elektronokra a termikus átlagsebesség  $T=300\text{K}$ -en  $v_T \approx 10^5 \frac{m}{s}$ . Emellett szokványos

térerősségeknél  $v_{\text{drift}} \approx 10^{-3} \frac{m}{s}$ , vagyis a hőmérsékletből adódó sebesség normális térerősségeknél

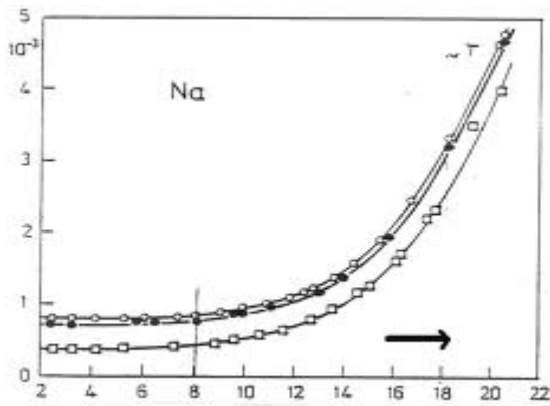
sokkal nagyobb. Tehát  $\tau$  és ezzel a  $\sigma$  nem a térerősségtől, hanem  $T$ -től függ. Ez logikus, hiszen ha nem így lenne, nem lenne igaz az Ohm-törvény, vagyis az áram nem lenne arányos a feszültséggel. A  $\tau$ -t a vezetőképességből számolva, a (termikus) sebesség felhasználásával kapjuk, hogy a szabad úthossz nagyjából annyi, mintha véletlenszerűen akadnának atomtörzsek az elektronok útjába:

$$l \approx 10^{-9} m = 10 \text{ \AA} \quad (5 - 10 \text{ atomnyi} \sim 1 \text{ nm})$$

Úgy tűnik, a vezetőképességgel minden rendben, a valóságot adja vissza a modell.

### A Drude-modell hiányosságai:

- a valóságban  $T \rightarrow 0$ -ra nem igaz, hogy  $R \rightarrow 0$ , hanem  $R$  egy telítettségi értékhez, az ún. maradék-ellenálláshoz tart, amely elsősorban a minta tisztaságától függ. Az alábbi ábrán, a vízszintes tengelyen a hőmérséklet, a függőlegesen az ellenállás látható, az alul lévő görbe tisztább anyagra vonatkozik, mint a felül lévő. Ezt a modell nem tudja megmagyarázni.



- A fajhót rosszul adja meg, mint már említettük.
- Csak fémekre lehet alkalmazni, nem ad számot szigetelők, félvezetők, stb. létezéséről.

## 2. Sommerfeld-modell

A Drude-modellt annyiban fejlesztjük, hogy túllépünk a klasszikus mechanikán. A kvantummechanikai Schrödinger-egyenletet kell megoldani, hogy megkapjuk az elektron hullámfüggvényét. A legegyszerűbb változatban csak egy elektronra oldjuk meg az időfüggetlen Schrödinger egyenletet. Az elektronok egyedi atomtörzsekkel való kölcsönhatását továbbra sem vesszük figyelembe (nem is beszélve a vezetési elektronok közötti kölcsönhatásról), tehát úgy tekintjük, hogy a fém belsejében azonosan nulla a potenciál, a fém határánál pedig derékszögű, végtelen ugrása van. Ez megegyezik az ún. „dobozba zárt részecske” vagy „végtelen falú potenciálgödör” problémával, amely az elemi kvantummechanikából ismert. A Schrödinger-egyenlet megoldása adja a stacionárius állapotokat. Ezek alakja a fém belsejében **síkhullám**:

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}\vec{r}}$$

ahol az elektron impulzusa:  $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ . Ebből és az ismert  $E = \frac{p^2}{2m_e}$  összefüggésből adódik, hogy

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$$

Ezt az ún. diszperziós relációt láthatjuk az ábrán (E

a k függvényében egy parabola). Ahogy azt a kvantummechanikánál a szabad részecskénél láttuk, a  $\psi_{\vec{k}}$  állapotok energia- és impulzus-sajátállapotok, tehát E és p (ezzel a sebesség) értéke meghatározott.

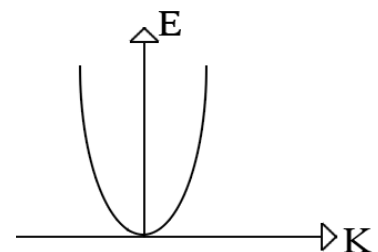
Megjegyzés: Ha az energia kifejezését lederiváljuk k szerint, akkor egy  $\hbar$

konstanstól eltekintve a sebességet kapjuk:  $\frac{dE}{dk} = \frac{\hbar^2 k}{m_e} = \hbar \frac{p}{m_e} = \hbar v$ . Ha

még egyszer deriválunk k szerint és reciprokot veszünk, akkor pedig a  $\hbar^2$ -től eltekintve a tömeget kapjuk:

$$\left( \frac{d^2 E}{dk^2} \right)^{-1} = \frac{1}{\hbar^2} m_e$$

Ennek majd a következő modellnél lesz jelentősége.



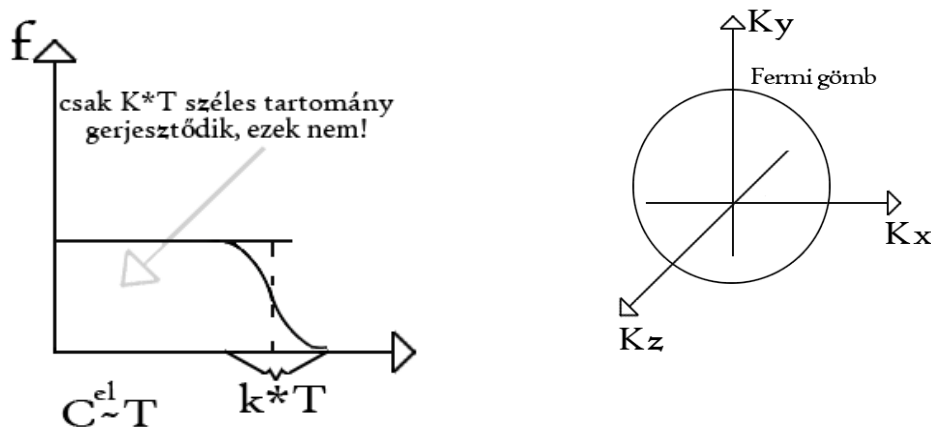
A vezetőképességről: Az ütközéseket is figyelembe véve hosszabb számolással levezethető, hogy

$$\sigma = \frac{e^2 n \tau}{m_e}$$

ahol  $n$  továbbra is a vezetés elektronok koncentrációja, nem pedig a főkvantumszám. Ez ugyanaz az eredmény, amit a Drude-modellnél kaptunk, ugyanaz a  $\tau$  is. Csakhogy most nem a klasszikus statisztikát kell használni.

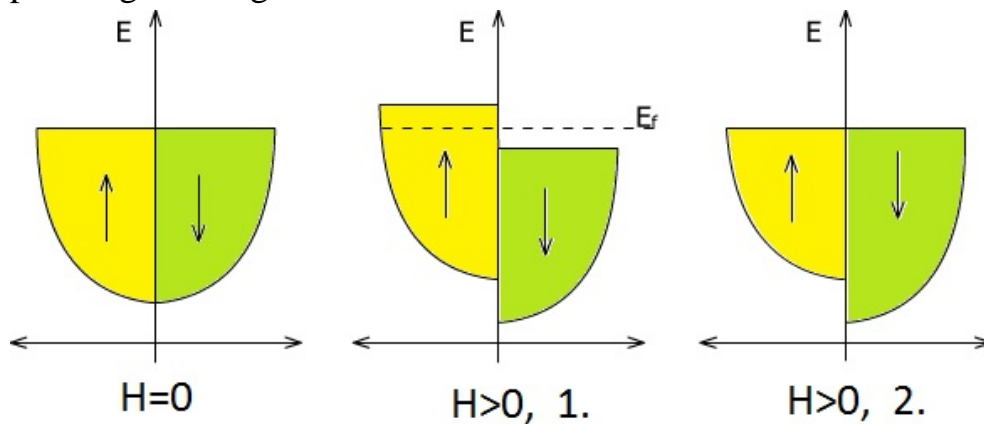
### Fermi-Dirac statisztika:

- Figyelembe veszi a **Pauli-elvet**
- Alapállapotban, azaz  $T=0$ -nál ahogy az elektronokat rakjuk be a rendszerbe, először a legalacsonyabb energiájú állapotok töltődnek be, ezután a magasabbak. Az energiaminimum elve miatt lesz egy olyan energia, ami alatt az összes állapot betöltött, felette egyik sem az. Ezt Fermi energiának nevezzük, kb. 2 és 10 eV között van. Mivel  $E = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}{2m_e}$ , a  $k$ -térben felrajzolva az állandó energiájú felületeket, azok gömb alakúak, tehát a Fermi-energiának is egy gömbfelület felel meg, ezt Fermi-felületnek hívják. Mivel az alacsony energiájú állapotok mind betöltöttek, igen nagyszámú elektron esetén  $T=0$ -nál is sok olyan elektron van, amelynek 0-nál sokkal nagyobb az energiája. Ez lényeges eltérés a klasszikus Drude-modellhez képest.
- A modell jól magyarázza a fémek fajhőjét: csak a Fermi energia körüli mintegy  $kT$  széles tartomány gerjesztődik (nagyobb hőmérsékleten szélesebb lesz a sáv, nagyobb a fajhő, tehát a fajhő egyenesen arányos  $T$ -vel).  $T=0$ -nál a Fermi gömbben az összes állapot betöltött, kívül egyik sem.  $T$  növelésével egyre több elektron és a gömbfelülettől egyre távolabbiak (ez befelé értendő!) is gerjesztődnek, azaz a Fermi szinten kívül kerülnek, de ezek száma szobahőmérséklet körül még nem túl sok.



- A modell jól magyarázza néhány fém **paramágnesességét**. A vezetési elektronok nem helyhez kötöttek, így rájuk nem a Maxwell-Boltzmann, hanem a Fermi-Dirac statisztikát alkalmazni, ami a hőmérséklettől első közelítésben független paramágneses járulékot

eredményez, amelyre tehát nem teljesül a Curie-törvény. Ezt Pauli-paramágnesességnek is nevezik és az alábbi ábrával szokták szemléltetni:



Külső mágneses tér nélkül a fel- és a le-spinű vezetési elektronok száma ugyanakkora, az energiaminimumnak megfelelően. A külső tér az egyik eloszlást a magasabb, a másikat az alacsonyabb energiák felé tolja el ( $H>0$ , 1.), de ezt csak az ábra tetején, a magas energiájú elektronok érzékelik. Ezek spinje megfordul ( $H>0$ , 2.), de az alul lévőké nem változik.

- A klasszikus Maxwell-Boltzmann eloszláshoz képest jóval nagyobb az átlagos sebesség, amely nem, pontosabban csak kis mértékben függ  $T$ -tól.

Az elektronok nagy része tehát nagy (a klasszikusan kiszámolt értéktől egy nagyságrenddel

nagyobb) impulzussal (sebességgel) rendelkezik:  $v_T \geq 10^6 \frac{m}{s}$ . Ebből arra következtethetünk, hogy

az  $\ell = v\tau$  átlagos szabad úthossz is nagyobb, szobahőmérsékleten 50-100 rácscellára, de  $T \rightarrow 0$  esetén (mivel  $\sigma$ , és ezzel  $\tau$  is sokszorosára nő), tiszta anyagokban sok ezer vagy akár százezer rácscellára is lehet. Ez a klasszikus fizikának ellentmond.

A klasszikus modellben azért csökkent a fajlagos ellenállás  $T \rightarrow 0$ -nál, mert az átlagos (termikus)  $v$  csökkent és az  $\ell$  átlagos szabad úthossz adott volt, tehát több idő volt gyorsulni. Most már tudjuk, hogy ez nem igaz, **a Drude-modell tévesen magyarázta** az ellenállás hőmérsékletfüggését, egy látszat-magyarázatot adott.

A valóság: az elektronok sebessége lényegében állandó és  $T \rightarrow 0$  esetén  $\ell$  nő  $\rightarrow \tau$  nő  $\rightarrow \sigma$  nő. De miért nő az átlagos szabad úthossz, ha csökken a hőmérséklet? Erre és pl. a maradék-ellenállás létezésére ebben a modellben nem kapunk választ. Magyarul, kiderült, hogy a Drude-modell rosszul magyarázta az ellenállás hőmérsékletfüggését, de a fejlettebb Sommerfeld-modell meg sehogya sem tudja megmagyarázni.

Másik probléma: a klasszikus fizikában a vakancia növeli a szabad úthosszat (mivel ahol hiányzik egy atom, ott nem tud abba beleütközni az elektron), a fémeknél a valóságban viszont az ellenállást növeli (paradox módon, ha nincs a rácsponton atom, abba beleütközik, ha van, abba nem.)

Összefoglalva a kvantummechanikai Sommerfeld-modell a fájhőt jól adja meg és az elektromos vezetés szempontjából is közelebb áll a valósághoz, mint a Drude-modell. Azonban nem ad választ arra a kérdésre, hogy miért nem ütközik az elektron a periodikusan elhelyezkedő atomtörzsekkel, a szennyezőkkel és a vakanciákkal viszont igen. Ezen felül ez sem ad számot szigetelők, félvezetők, stb. létezéséről. Egy kifinomultabb modell kell, ahol az atomtörzsekkel való kölcsönhatást nem hanyagoljuk el.

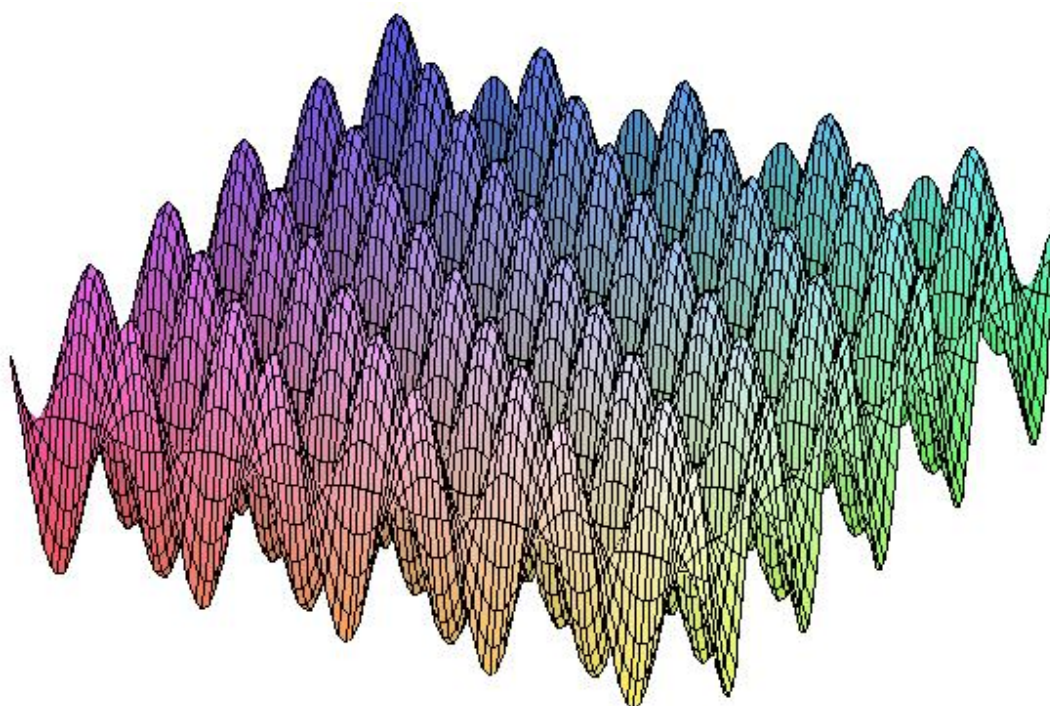


### 3. Elektronok a periodikus potenciáltérben

Tegyük fel, hogy az ionok periodikus rácsot alkotnak és a rácspontokban rögzítettek, az elektronok pedig kölcsönhatnak velük, de egymással nem. Az atomtörzsekből álló rács potenciális energiájának pontos helyfüggését azonban nem ismerjük, viszont felírhatunk egy fontos összefüggést a következő alakban:

$$U(\vec{r} + \vec{R}) = U(\vec{r})$$

Tehát mivel a rács periodikus, feltettük, hogy **a potenciál is rácsperiodikus** (a potenciálfüggvényt  $R$ -rel eltolva önmagát kapjuk).



A feladat tehát az lenne, hogy a Schrödinger-egyenletbe beírva a fenti potenciált, azt megoldjuk. Csakhogy ebben az esetben a Schrödinger-egyenletnek a tényleges megoldása még akkor is igen nehéz lenne, ha ismernénk az  $U$  potenciálfüggvény pontos alakját. Szerencsére e nélkül is kaphatunk fontos információkat a megoldásról a Bloch-tétel segítségével.

A Bloch-tétel kimondja, hogy rácsperiodikus potenciál esetén az időfüggetlen Schrödinger-egyenlet megoldásai a

$$\psi_{nk}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} u_{nk}(\vec{r})$$

alakba írhatók, ahol  $n=1,2,\dots$ ,  $u_{nk}(\vec{r})$  egy szintén rácsperiodikus függvény az  $n$  és a  $k$  kvantumszámok bármely lehetséges értékére, azaz  $u_{nk}(\vec{r} + \vec{R}) = u_{nk}(\vec{r})$ . Úgy is mondják, hogy a Bloch-hullámfüggvény egy rácsperiodikus függvénnyel modulált síkhullám (az  $e^{i\vec{k}\vec{r}}$



síkhullámforma a szabad részecskére jellemző, amelynek mindenütt ugyanakkora a megtalálási valószínűsége).

Következtetések:

1. A képletből látszik, hogy  $|\psi_{nk}|^2 = |u_{nk}|^2$  (az e-adós tényező kiesik, mivel egy abszolút értékű), tehát **az elektronok megtalálási valószínűsége is rácsperiodikus**. A Bloch-függvények stacionárius, időben állandósult állapotok, vagyis **az elektron nem ütközik a periodikusan elhelyezkedő atomtörzsekkel**. Ez az elektron hullámtermészetének megnyilvánulása: a tökéletesen periodikus közegben (ha kristályhibákat és a rács szélét nem vesszük figyelembe) az elektron-hullám akadálytalanul terjedhet. Megjegyezzük, hogy ha egy elektron hullámfüggvénye a fenti Bloch-függvény, akkor az elektron bármelyik atom közelében ugyanakkora valószínűséggel található a kristályban, tehát a helyének a határozatlansága meglehetősen nagy.
2.  $\forall n > 0$ -ra van  $\psi_{nk}$  megoldás  $\rightarrow$  **sávok** jelennek meg. A k függvényében az E-t ábrázolva most már nem egészen parabolát kapunk. Az elektron  $\hbar k$  impulzusától bonyolult módon függ az energia.

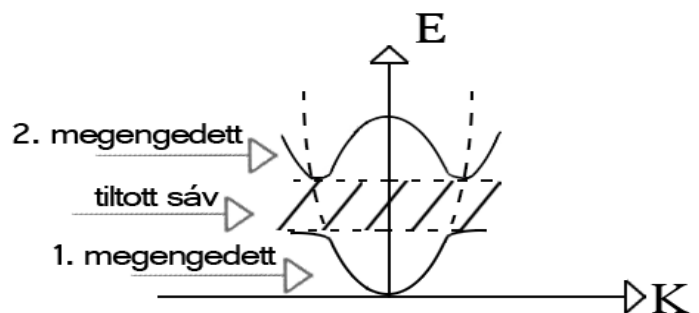
A konkrét  $u_{nk}$  függvények kiszámításához és a sáv szerkezet meghatározásához ismerni kell(ene) a konkrét U potenciált (ami a kristálytípustól függ), ez egy igen nehéz feladat.

Megjegyezzük, hogy a Bloch függvények nem sajátfüggvényei az impulzus-operátornak, tehát az impulzusnak nincs meghatározott értéke. Ezért  $\hbar k$  valójában nem az impulzus, hanem az ún.

kristályimpulzus, és sok esetben tényleg közel áll a valódi impulzushoz, ezért a kettő közti különbségtől ebben a jegyzetben eltekintünk. Abban az értelemben

ez játssza az impulzus szerepét, hogy  $\frac{d\hbar k}{dt} = F_{\text{ext}}$ , ahol  $F_{\text{ext}}$  a külső erők eredője, tehát azoké az erőké,

amelyek nem a periodikus potenciáltól származnak, hanem pl. külső elektromos vagy mágneses térből.



Az 1. következményről:

Egy tökéletesen periodikus fém-kristályrács ellenállása lényegében nulla lenne, ui. ekkor az elektronok hullámfüggvénye is felveszi a rács periodicitását és nem ütközik az atomtörzsekkel<sup>2</sup>. (Ez nem azt jelenti, hogy nem hat kölcsön velük, hiszen épp a kölcsönhatás következtében lesz rácsperiodikus a megtalálási valószínűség). Ehhez képest minden, ami a periodicitást lerontja, növeli az ellenállást. Többféle kristályhiba van, pl. vakanciák, intersztíciós atomok, diszlokációk, szemcsehatárok. Ezek száma is függhet a hőmérséklettől, a vakanciák száma pl. T-vel növekszik. A szennyező atomok is lerontják a periodicitást, pl. mert más a méretük és a vegyértékük. Ezek koncentrációja független a hőmérséklettől. Mivel tökéletesen tiszta fém nem állítható elő, normál (tehát nem szupravezető) esetben T=0K felé közeledve az ellenállás egy nem zérus konstanshoz

<sup>2</sup> A vezetési elektronok egymással is ütközhetnek, de a tárgyalás ezen egyszerűsített szintjén ezt elhanyagoljuk

tart<sup>3</sup>. Ezt maradék- vagy reziduális ellenállásnak nevezzük, a rácshibáktól, a lehűtés sebességétől, stb. is függ. A hőmérséklet növelésével viszont egyre inkább a rácsot alkotó atomok rezgése lesz a fő tényező és az ellenállás eleinte hatványfüggvény-szerűen, majd közel lineárisan növekszik. Tehát nem azért nő az ellenállás a hőmérséklettel, mert az elektronok átlagsebessége nő és emiatt  $\tau$  csökken, mint ahogy a Drude modell állította, hanem mert az atomtörzsek rezgése erősödik, és ez rontja a periodicitást.

Az eddig kifejtett elméletet alátámasztják a következő, kísérleti úton kapott tények:

Matthiesen-szabály: Sok esetben néhány célszerűen megválasztott, egymástól függetlennek tekinthető tényező (pl. a T hőmérséklet) eredőjeként felírható a teljes ellenállás.

$$\rho = \rho_T + \rho_{szennyezés} + \rho_{vakanciák} + \dots$$

tehát a különböző típusú rácshibák hatása összeadódik.

Mott-szabály: A szennyezések sokszor mesterségesek, ötvöző anyagoktól származnak. Tegyük fel, hogy két olyan fémről van szó, amelyeknek tiszta állapotban nagyjából megegyezik a fajlagos ellenállása. Legyen az egyik fém (pl. arany) koncentrációja  $c$ , a másik fémé (pl. ezüst) ekkor  $1-c$ . A fajlagos ellenállás koncentrációfüggése közelítőleg:

$$\rho = \rho_{tisza} + KC(1 - C), \text{Koncentráció: } 0 \dots 1$$

ahol  $K$  az adott ötvözetre nézve konstans. Tehát pl. 1% ezüst-szennyezés az aranyban ugyanakkora ellenállás-növekedést okoz, mint 1% arany-szennyezés az ezüstben. Ezt a megfigyelést Mott-szabálynak is hívják. Kis szennyező-koncentrációk esetén a változás lineárisnak tekinthető. Ha a kétfajta atom számaránya kis egész számok (pl. 1:3), akkor egy újfajta rend alakulhat ki és ezeknél a koncentrációknál  $\rho$  lecsökkenhet.

## A sáv szerkezet megjelenésének magyarázata

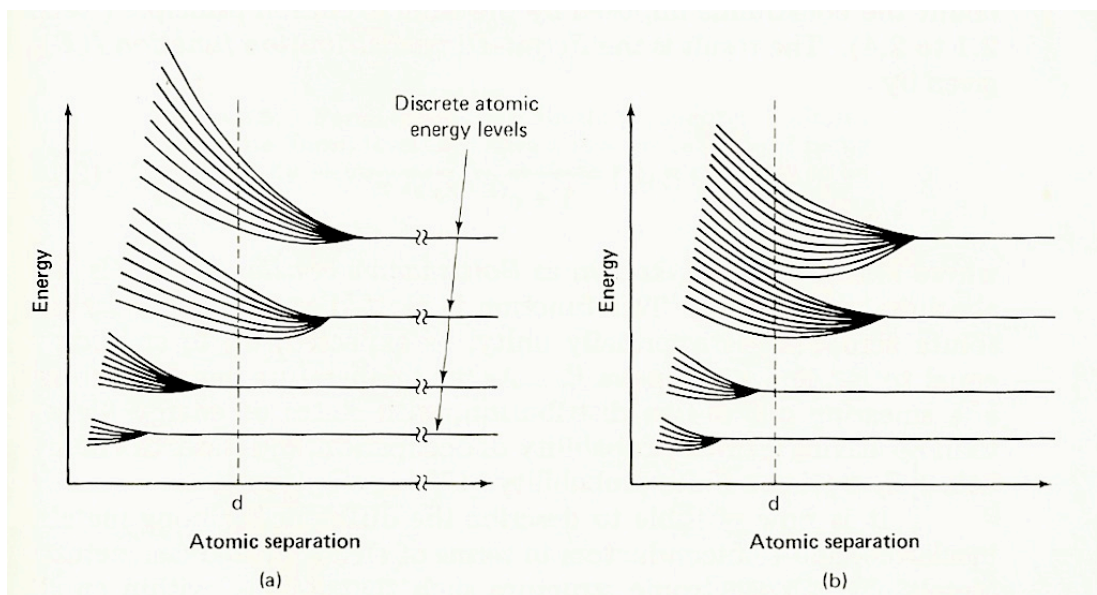
Láttuk, hogy ha két atom egy molekulává egyesült, akkor az egyes atomi energiaszintek két energiaszintté hasadtak fel (egy kötő és egy lazító pálya). Ha több, pl.  $N$  darab atom létesít kötést, akkor ugyanígy elmondható, hogy a Pauli elv következtében nem lehet az összes elektronnak ugyanaz a hullámfüggvénye, tehát itt is  $N$  energiaszintre **hasad fel** minden egyes eredeti energiaszint. Sok atom esetén azt mondjuk, hogy egy szintből egy **sáv** lesz. Tehát egy energiasávban annyi diszkrét, egymáshoz igen közel lévő energiaszint van, ahány atomból áll a kristály, vagyis az atomok eredeti energiaszintjei annyi szintre hasadnak fel, amennyi az atomok száma a kristályban.

A helyzetet bonyolítja, hogy amíg a magányos atomban a mágneses kvantumszámtól nem függ az energia, a kristályban a szomszédos atomok elektromágneses tere miatt függni fog (kristályanizotrópia), ami további  $(2l + 1)$ -szeres felhasadást eredményez. Vagyis az  $N$  atomból felépült kristály kb. 1 eV-nyira kiszélesedett sávjában  $N(2l + 1)$  számú, egymáshoz igen közel eső energiaszint létezik.

Egy kis kiterjedésű kristály atomjainak a száma  $10^{22}$  nagyságrendű, így az energiasávon belüli diszkrét energiaszintek közötti távolság  $10^{-22}$  eV-nál kisebb. A Pauli-elv értelmében a feles

<sup>3</sup> Ez makroszkopikus méretű anyagdarabra mindig igaz, néhányszor tíz vagy száz atomból álló nanoméretű részecskékre nem feltétlen. Pl. nanogyűrűkben külső energia-utánpótlás nélkül is folyhat nem csillapodó (ún. perzisztens) áram, anélkül, hogy az anyag szupravezető állapotban lenne; ezt ballisztikus vezetésnek is hívják.

spinű elektronoknak energiaszintenként legfeljebb egy ellentétes spinű párja helyezkedhet el. A kiszélesedett energiasávban tehát maximálisan  $2N(2l+1)$  elektron fér el. Az azonos energiaszintről származó elektronok számára lehetséges energiaszintek összességét **megengedett** energiasávnak nevezzük. A megengedett energiasáv lehet üres, lehet részben betöltött, vagy teljesen betöltött. Egyes esetekben a megengedett energiasávok részben fedik egymást. Sok esetben viszont ún. tiltott sáv választja el őket, ahol az energiaértékekhez nem tartozik stacionárius állapot. A legnagyobb energiájú sávot, amely alapállapotban ( $T=0K$ -en) tartalmaz elektronokat, **vegyértéksávnak** vagy **valenciasávnak** nevezzük. Ha a vegyértéksáv nincs teljesen betöltve, akkor egyben **vezetési sávnak** is tekintjük, ha teljesen be van töltve, akkor a következő üres sávot tekintjük vezetési sávnak.



Az ábrákon az atommagok távolságának függvényében láthatjuk két esetben az energiaértékek felhasadását. Függőleges szaggatott vonallal van jelölve a  $d$  egyensúlyi távolság. Mindkét esetben négy energiasávot ábrázoltunk (az alsó kettő még nem hasadt fel észrevehető mértékben). A bal oldalon a 3. és a 4. sávot tiltott sáv választja el, a jobb oldalon nem.

Általában elmondható, hogy a belső (mélyebb energiájú) szintek kevésbé, a külső szintek jobban felhasadnak. A semleges kristályban az elektronok száma az atomok elektronszámának összege, tehát ha egy atomi állapotban (pl.  $1s$ ) a maximális számú elektron van, akkor az ebből keletkező sáv teljesen betöltött sáv lesz. Hasonlóan, ha egy atomi állapot (pl.  $6d$ ) üres vagy részben töltött, a hozzá tartozó sáv is üres vagy részben betöltött lesz. Ez alól akkor lehet kivétel, ha a sáv annyira kiszélesedik, hogy átfed egy olyan sávval, ami betöltöttség szempontjából ellentétes. Pl. ha egy eredetileg tele és egy üres sáv átfed, akkor előbbiből elektronok mennek át az utóbbiba, tehát mindkettő részben töltött lesz.

## Elektromos vezetés és effektív tömeg

Ha a periodikus potenciált és az ütközésekről tanultakat figyelembe vesszük, akkor levezethető, hogy a Sommerfeld-modell az elektronok vezetési sávon belüli viselkedését lényegében jól írja le, a  $\sigma$ -ra kapott képlet kis módosítással használható:

$$\sigma = \frac{e^2 n \tau}{m^*}$$

Itt  $n$  továbbra is a vezetési (azaz a részben betöltött sávokban tartózkodó) elektronok koncentrációja, **nem** pedig a főkvantumszám vagy a sávindeks. Ahogy a Drude- és a Sommerfeld modellnél, itt is igaz, hogy az Ohm-törvény érvényességének az a feltétele, hogy sem az  $n$ , sem a  $\tau$  ne függjön az alkalmazott feszültségtől.

Az  $m^*$  mennyiséget úgy nevezzük, hogy az elektron **effektív tömege**, ami függ az energiától is.

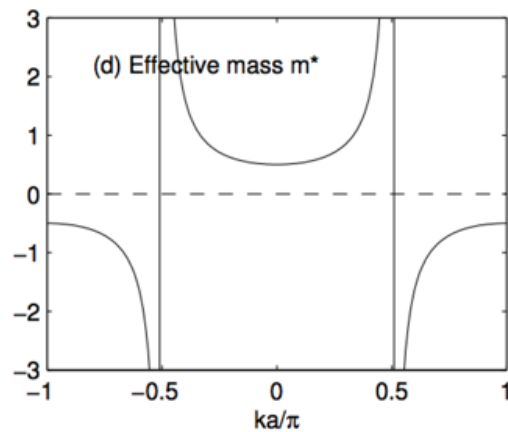
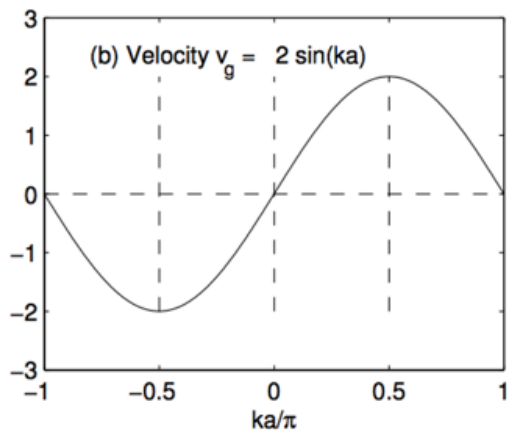
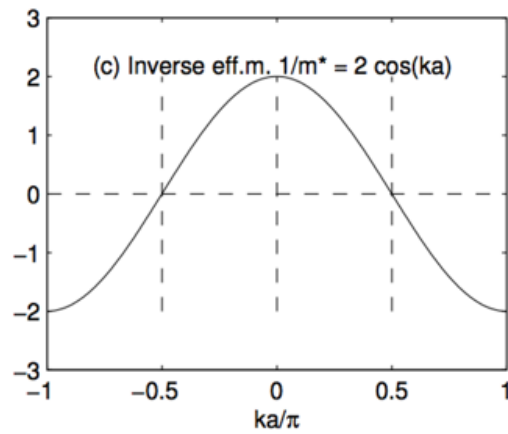
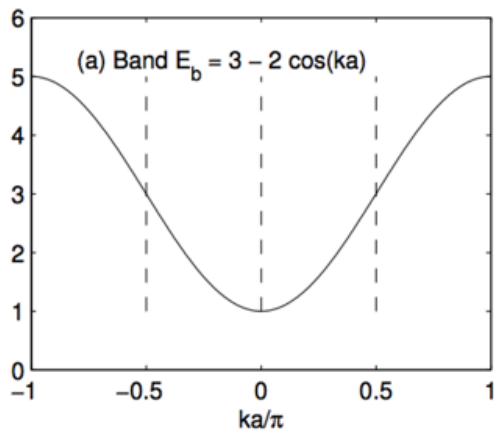
A kristályban ugyanis a külső tértől származó erő mellett a periodikusan elhelyezett atomtörzsek is hatnak az elektronra. Ha ez utóbbiak eredőjét  $\vec{F}_{\text{atom}}$ -mal jelöljük, akkor:

$$\vec{F}_{\text{ext}} + \vec{F}_{\text{atom}} = m \vec{a}$$

Ebben a modellben úgy írjuk le a mozgást, mintha csak a külső erő hatna, a belső, atomtörzsektől származó erőt pedig beolvasztjuk az elektron tömegébe:

$$\vec{F}_{\text{ext}} = m^* \vec{a}$$

Tehát az effektív tömeg az az érték, amivel a külső térből származó erőt el kell osztani, hogy a tényleges gyorsulást megkapjuk. Azonban a különböző  $\psi_{nk}(\vec{r})$  hullámfüggvények a kristályban más és más energiával rendelkeznek, amiből az következik, hogy másképp, más nagyságú és irányú erővel hatnak rájuk az atomtörzsek. Számunkra ebből az a legfontosabb következtetés, hogy az effektív tömeg és ezzel az elektron reagálása a külső térre függ a  $\mathbf{k}$  hullámszámtól, tehát az elektron impulzusától és energiájától is. Az elektronok impulzusa és ezért a sebessége nem pontosan meghatározott, de a várható értékére tudunk használható információt szerezni azon megjegyzés alapján, amelyet a Sommerfeld modell tárgyalásánál tettünk. A sebesség az  $E(\mathbf{k})$  függvény meredekségével (első deriváltjával) arányos, az (effektív) tömeg pedig fordítottan arányos a második deriválttal, azaz a görbülettel. Az alábbi ábrán egy olyan egyszerű példát láthatunk, amelyik ezt illusztrálja.



Látható, hogy az effektív tömeg egyrészt tetszőlegesen nagy is lehet, másrészt negatív értékeket is felvehet, ami azt jelenti, hogy az atomtörzsekkel való kölcsönhatás miatt az elektron ellenkező irányba gyorsul, mint pozitív tömeg esetén tenné.

Periodikus potenciál nélkül, a Sommerfeld-modellnél az  $E(k)$  függvény parabola volt, ezért az effektív tömeg minden elektronra az eredeti tömeggel egyezett meg. A sávok alja most, a periodikus potenciál figyelembe vételével is parabolával közelíthető, de magasabb energiákra eltorzul a függvény, így a vezetőképességre kapott formulában a vezetésben részt vevő (főképp a Fermi-szint körüli) elektronok átlagos effektív tömegét kell használni.

A korábban említett  $\frac{d\hbar k}{dt} = F_{\text{ext}}$  összefüggést figyelembe véve

$$\frac{d\hbar k}{dt} = m^* \vec{a} = m^* \dot{\vec{v}},$$

vagyis ha az effektív tömeg időfüggését elhanyagoljuk:  $\hbar k = m^* \vec{v}$ , tehát a kristályimpulzus az effektív tömeg és a (csoport)sebesség szorzata. Az effektív tömeg segítségével úgy kezelhetjük az elektront, mintha Sommerfeld-féle szabad elektron lenne, mivel a periodikus potenciál hatása az effektív tömegbe van beleolvasztva.

A grafikonokból is leolvasható az a fontos tény, hogy a teljesen betöltött sávok nem vesznek részt a vezetésben. Bennük az elektronok átlagsebessége nulla és ez akkor sem változik, ha külső elektromos teret alkalmazunk.

## Kristályok osztályozása sávszerkezet alapján

Az elemek kémiai tulajdonságait elsősorban az atomok külső elektronjai határozzák meg. Ehhez hasonlóan a kristályok elektromos és optikai tulajdonságait azok a sávok határozzák meg, amelyek a betöltöttség határán vannak.

Fontos tudatosítani, hogy a különböző sávokban lévő elektronok a térben nincsenek távol egymástól, hiszen a hullámfüggvénye mindnek rácsperiodikus.

### a, Félig betöltött sáv

- A töltéshordozók  $n$  száma nagyon magas és független a hőmérséklettől,
- feszültség rákapcsolása után vezetni fog (pl. alkáli fémek: Na, K, ...), hiszen a sávon belül vannak nem betöltött energiaszintek, ahová az elektronok igen kicsi energiával gerjeszthetők.
- Melegítés hatására kissé rosszabbul vezet, mivel az atomtörzsek rezgése miatt az  $\ell$  szabadúthossz és így  $\tau$  is csökken,
- bármilyen frekvenciájú foton gerjeszti az elektront ( $E=hf$  a foton energiája), tehát nem átlátszóak

### b, Teljesen betöltött és jóval fölötte egy teljesen üres sáv

- A két sáv között széles tiltott sáv (gap) található. A tiltott sáv szélessége pl. a gyémántnál  $E_g \approx 4eV$ .
- Nincs töltéshordozó a vezetési sávban (ha  $T=0$ , akkor  $n=0$ ), a vegyértéksáv pedig tele van. Ez utóbbiban az elektronok nem tudnak folytonosan energiát felvenni, mert azzal olyan állapotba kerülnének, ami már foglalt, vagy (ha a sáv tetején vannak) tiltott. Tehát az elektronok gyorsulására nincs lehetőség, ezek a **szigetelők**,
- melegítés hatására nagyon rosszul, de vezetni kezdenek, mert elektronok ugranak fel a vezetési sávba (nem a térben felfelé, hanem magasabb energiájú állapotba). Mivel a tiltott sáv széles, ez csak igen-igen kevés elektronnak sikerül.
- Átlátszóak, a kisebb energiájú fotonok áthaladnak rajtuk, mivel nem elég az energiájuk, hogy gerjesszék őket. Nem átlátszóak, ha a foton energiájára  $hf \geq E_g$

### c, Összeér egy tele és egy üres sáv

- Pl. alkáli-földfémek (Ca, Mg, ...) - Ugyanúgy fémként viselkednek, mint az  $a$ , pontban.

### d, Keskeny tiltott sáv (félvezetők)

- $E_g \approx 1eV$  az energiatávolság, könnyebb felugrania az elektronnak a vezetési sávba, mint a szigetelőknél
- $T=0K$  –nél szigetelők: nem tud az elektron feljebb menni
- $T$  nő  $\rightarrow$  beindul a vezetés (nem túl jól, de sokkal jobban, mint a szigetelőkben)

*További, kevésbé fontos típusok:*

**e, Éppen csak összeér a két sáv, kevés elektron van ott, ahol összeérnek – (félfémek):** A fémeknél rosszabb, de a tiszta félvezetőknél jobb vezetőképesség. Pl. grafit (és grafén), bizmut, szürke ón.

**f, Mott szigetelők:** sávszerkezetüket tekintve vezetők lennének, de az elektron-elektron kölcsönhatások miatt (amelyeket mindvégig elhanyagolunk) mégis szigetelők.

**g, Anderson szigetelők:** olyan anyagok, amelyek sávszerkezetüket tekintve vezetők lennének, de a rendezetlenség miatt szigetelők.

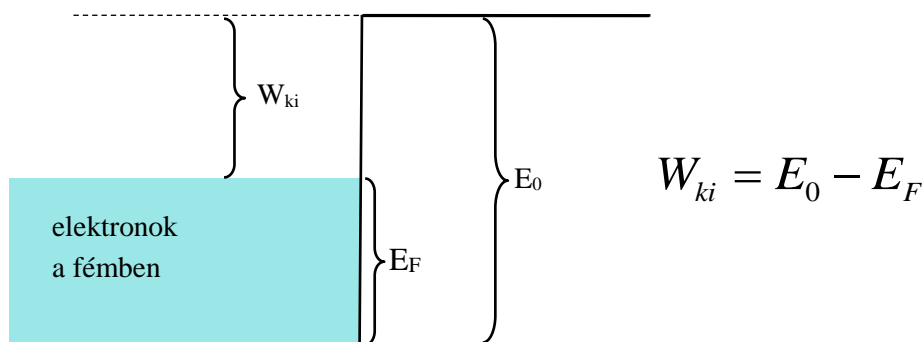
**h, Szupravezetők:** A sávszerkezettel és a Bloch-tétellel nem magyarázható, hogy miért esik le az ellenállás nullára, ugyanis a szupravezetésnek nem feltétele, hogy a kristály tökéletesen periodikus



legyen, pl. szennyezett vagy amorf anyagok is lehetnek szupravezetők. A szupravezetésnél a vezetési elektronok párokba rendeződnek, tehát az ebben a jegyzetben mindvégig alkalmazott egyrészecske-közelítés nem elégséges a leírásukra.

## A kilépési munka és a kontaktpotenciál

A  $W_{ki}$  **kilépési munkát** úgy definiáltuk, mint az ahhoz szükséges energiát, hogy egy elektront eltávolítsunk egy adott fémkristályból. Emléztetünk arra, hogy az energiákat a lehető legalacsonyabb elektron-energiához viszonyítjuk (a Sommerfeld modellben ez a Fermi-gömb közepe). Jelöljük  $E_0$ -al azt az energiát, amely ezen legbelső elektron szabadrádiuszát (végtelenbe távolításához) szükséges. Ekkor az ábrából is leolvasható, hogyan lehet a kilépési munkát kiszámítani.



$W_{ki}$  értéke a legtöbb fémbe 1 és 10 eV között van.  $T=0K$  hőmérsékleten nyilvánvaló, hogy ennél kisebb energia-kvantum semmilyen elektront nem tud kilökní a fémbe. Ennél magasabb hőmérsékleten a helyzet bonyolultabb, és a kilépési munka függ a hőmérséklettől<sup>4</sup>. De szobahőmérséklet körül ez nem jelentős és ebben a jegyzetben ezt elhanyagoljuk.

Két különböző fémbe a kilépési munkák általában különböznek. Tegyük fel, hogy  $W_1 < W_2$ . Ekkor az 1. fémbe a legmagasabb energiájú elektronok energiája nagyobb, mint a 2.-es fémbe. Ha összekapcsoljuk a két testet, az 1.-ből a magasabb energián lévő elektronok elkezdnek áramlani a 2.-be. Ezzel azonban 1. pozitív, 2. pedig negatív töltésűvé válik, ami egy potenciálkülönbséget jelent. Ez fékezi az őt létrehozó áramlást és beindítja a visszafelé áramlást. Amikor mindkét irányban azonos ütemben lépnek át az elektronok, beáll a dinamikus egyensúly, ami stacionárius állapotot jelent. Bizonyítható, hogy ez akkor történik, amikor a két közeg Fermi-szintjei ugyanazon magasságba kerülnek. Ekkor a két fém közötti potenciálkülönbség a két kilépési munka különbsége osztva az elektron töltésével:

$$\phi = \frac{W_2 - W_1}{e}$$

Ezt a potenciált kontaktpotenciálnak (érintkezési potenciálnak) vagy Volta-potenciálnak nevezzük. Hangsúlyozzuk, hogy egyáltalán nem arról van szó, hogy a Fermi-energiák átlagai fölött lévő összes elektron átmegy az 1.-ből a 2.-be. A valóságban elég aránylag kevés elektronnak átmenni, hogy kialakuljon a megfelelő potenciálkülönbség.

A kontaktpotenciál kísérletileg is megfigyelhető: ha két fémet összekötünk, közöttük tényleg potenciálkülönbség alakul ki, amely független attól, hogy a két fém között még egy vagy több

<sup>4</sup> továbbá az anyag szennyezettségétől és a felületi egyenetlenségektől.

másik is van. Ez nem meglepő, hiszen az eddigiekből kiderül, hogy az összes összekapcsolt fém Fermi-szintjének ki kell egyenlítődnie.

## 4. Félvezetők

### Tiszta (intrinsic) félvezetők

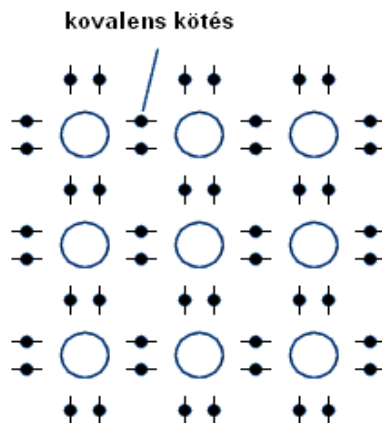
Az olyan anyagokat, amelyeknek a fajlagos ellenállása lényegesen nagyobb, mint a vezetőké, de nem tekinthetők szigetelőknek sem, félvezetőknek nevezzük. A félvezetők fajlagos ellenállása a melegítés hatására csökken, hűtéskor viszont növekszik,  $T=0K$  közelében szigetelőkké válnak. Ebben a tekintetben a fémekkel éppen ellentétesen viselkednek. Kicsi a tiltott sáv,  $E_g \approx 1eV$  az energiakülönbség (gap). Konkrétan szilíciumban  $E_g \approx 1.1eV$ , germániumban  $E_g \approx 0.7eV$ .

A szilíciumatomban a külső elektronhéjon 4 elektron található, ezek vesznek részt a szilícium kristályban az atomok közötti kötésben. A félvezető eszközök gyártására használt nagy tisztaságú monokristályos (egykristályos) anyagokban a kötetést létesítő elektronpárok alapállapotban ( $T=0K$ ) helyhez kötöttek, nincs tehát szabad töltéshordozó, ami vezetné az áramot.

- **elektronvezetés:** A hőmérséklet emelkedésekor egyes elektronok kiszabadulnak a kötésből, felugranak a vezetési sávba és negatív töltésük folytán a térerősséggel ellentétes irányban – lényegében szabadon - mozognak.
- **lyukvezetés:** A kötéséből kilépő elektron elektronhiányt, azaz lyukat hagy maga után, ami (relatív) pozitív, tehát átugorhat oda egy másik elektron, annak a helyére egy harmadik, stb. Úgy tekinthető, hogy a pozitív lyuk vándorol, a térerősséggel megegyező irányban. Tehát nem csak a vezetési, hanem a vegyértéksáv is hozzájárul a vezetéshez. Tiszta félvezetőben a lyukak száma megegyezik a vezetési sávban lévő elektronok számával,

$$n_i = p_i$$

(ahol az  $i$  az intrinsic-ből jön). Ez nem jelenti azt, hogy az elektronok és a lyukak egyenlő mértékben járulnak hozzá a vezetéshez, mivel az elektronok mobilitása nagy, pl. Si-ban tipikusan  $0,14m^2/Vs$ , míg a lyukak mozgékonyasága többnyire kisebb, Si-ban pl.  $0,045m^2/Vs$ .



Eloszlás függvény:  $E$  energiájú állapot betöltésének valószínűsége:

$$f_{\text{FD}}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}$$

Ha E elég nagy:

$$E - E_F \gg kT \Rightarrow e^{\frac{E-E_F}{kT}} \gg 1 \Rightarrow f_{\text{FD}}(E) \rightarrow e^{\frac{E_F-E}{kT}} = \text{konst} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \quad (\text{Boltzmann-farok}).$$

Példa: Tegyük fel, hogy a Fermi-szint 0,5eV távolságra van a vezetési sáv aljától. T=300K-en

$$kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \cdot 300\text{K} = 4,14 \cdot 10^{-21} \text{J} = 0,0259\text{eV}$$

Ebből

$$e^{\frac{E_i-E_F}{kT}} = e^{\frac{0,5}{0,0259}} = e^{19,3} = 2,46 \cdot 10^8$$

A nevezőben az 1 elhanyagolható, tehát a betöltési valószínűség

$$f_{\text{FD}}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} = 4 \cdot 10^{-9}$$

Ha a hőmérséklet felére csökken vagy a tiltott sáv szélessége kétszeresére nő, akkor a betöltési valószínűség  $e^{-38,6} = 1,7 \cdot 10^{-17}$ -re, tehát kb. 8 nagyságrenddel csökken.

Mindez azt jelenti, hogy **a hőmérséklet növelésekor exponenciálisan emelkedik a töltéshordozók n száma**. Emellett persze a fémekhez hasonlóan itt is igaz, hogy a rácsrezgések miatt a szabad úthossz csökken, emiatt a  $\tau$  is kb.  $1/T$  szerint csökken, és így a vezetőképesség is csökkenne, de az n miatti exponenciális növekedés elnyomja ezt az effektust.

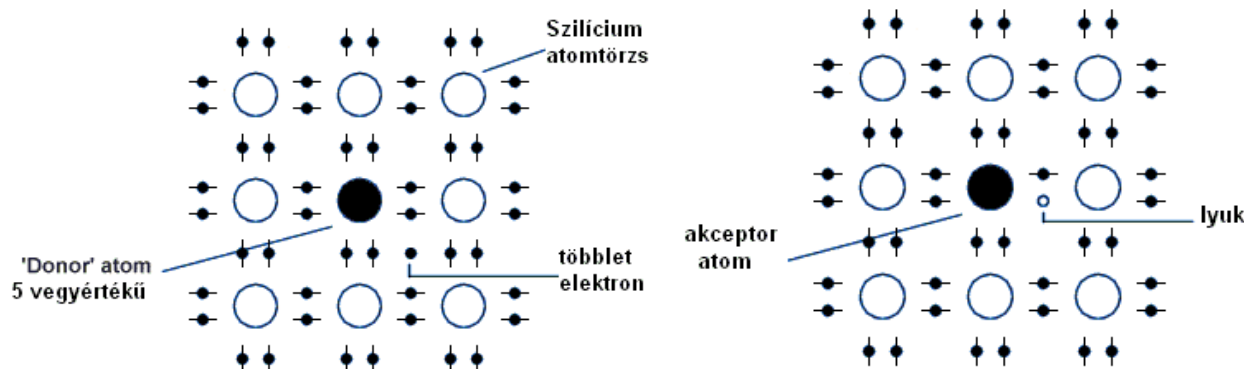
A vegyértéksáv tetején a lyukak száma egyenlő a vezetési sáv alján az elektronok számával. Előfordul, hogy az elektron „beesik” egy lyukba, azaz a vegyértéksávba kerül. Ekkor mindkét töltéshordozó megszűnik, ezt rekombinációnak hívjuk. A félvezető kristály termikus energiájának rovására viszont új elektron-lyuk párok keletkeznek. Rögzített hőmérsékleten dinamikus egyensúly áll be, vagyis időegység alatt annyi pár keletkezik termikus úton, amennyi rekombinációval megszűnik.

Nem csak a hőmérséklet, hanem sugárzás (pl. fény) hatására is felugorhatnak az elektronok, vagyis nőhet a vezetőképesség.

Léteznek amorf félvezető módosulatok (nem szabályos rács), szerves és folyékony félvezetők is.

## Adalékolt félvezetők

Szokták dotált (vagy angolul dope-olt) félvezetőknek nevezni őket. Ha a szilíciumot vagy germániumot olyan anyaggal szennyezik, aminek 5 vegyértékelektronja van (arzén, foszfor, antimon), akkor a szennyező atom egy elektronja nem vesz részt a kötésben, könnyen leszakad és részt vesz a vezetésben. A szennyező atomot ilyen esetben **donor** atomnak nevezzük.



A donoratom fölös elektronja  $T=0\text{K}$ -en jóval a vegyértéksáv fölött, de még a vezetési sáv alatt, az ún. donornívókon helyezkedik el. Ezek a nívók lokalizáltak, az elektron megtalálási valószínűsége csak a szennyező atom körül különbözik nullától.

A pozitív donor-atomtörzs vonzza az elektronját, ezért kialakulhat egyfajta gyengén kötött állapot, amíg az elektron nem távolodik el túlságosan az atomtörzstől. Az eset ahhoz hasonlít, mint amikor egy atommag (pl. hidrogén-atommag, azaz proton) körül „kering” egy elektron, csak most nem vákuumban, hanem szilárd anyagban mozog. Mindez azt jelenti, hogy a H-atom Schrödinger-egyenletéhez hasonló egyenletet kell megoldanunk, két különbséggel:

a) A közeg leárnyékolja a Coulomb-erőt, vagyis a potenciális energiát a dielektromos állandóval csökkenteni kell. Emiatt a  $k$  Coulomb-állandót el kell osztani  $\epsilon_r$ -rel.

b) A mozgó elektron a periodikusan elhelyezkedő atomtörzsekkel is kölcsönhat. Ennek potenciális energiája bonyolult függvény, de leegyszerűsítésként úgy közelítünk, hogy a (Fermi-szinthez közeli) elektronok effektív tömegét írjuk be az elektron tömege helyére.

Ezek a korrekciós tényezők nem elsősorban attól függenek, hogy milyen szennyező atomról van szó (hiszen a donor-ion mindig egyszerűen pozitív ionként viselkedik,  $Z=1$ ), hanem attól, milyen anyagot szennyeztünk. Tehát nem a szennyező atom, hanem a szennyezett kristály  $\epsilon_r$  és  $m_{\text{eff}}$  adatait használjuk!

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{\text{eff}}}\Delta\psi - \frac{k}{\epsilon_r}\frac{e^2}{r}\psi = E\psi;$$

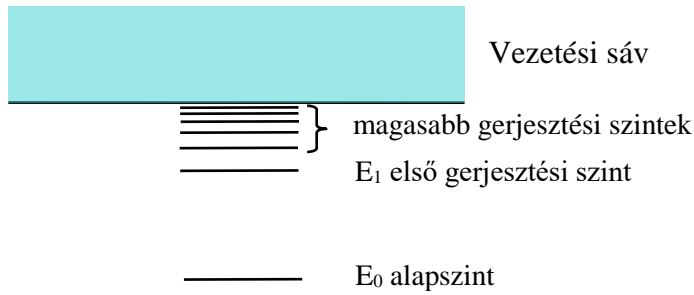
Emiatt, bár matematikailag a megoldás hasonló a H-atom esetéhez, de az energiák és a magtól való átlagos távolságok jelentősen eltérnek. A hidrogénatomra korábban azt kaptuk, hogy

$$E_n = -E^* \cdot \frac{1}{n^2}, \text{ ahol } E^* = \frac{mk^2e^4}{2\hbar^2} = 13,6\text{eV} \text{ az ionizációs energia,}$$

az átlagos atommag-elektron távolság pedig kb.  $0,5\text{\AA}$  volt. A  $k$  a négyzeten jelent meg a kifejezésben, tehát most ezt el kell osztani  $\epsilon_r^2$ -tel, és megszorozni  $\frac{m^*}{m}$ -mel. Pl. germánium

esetében  $\epsilon_r = 16$ ,  $\frac{m^*}{m} = 0,2$ , vagyis a kötési energia kb.  $0,01\text{eV} = 10\text{meV}$ . Ezt a vezetési sáv aljához kell viszonyítani, hiszen ha a vezetési sávba kerül az elektron, akkor teljesen eltávolodhat a vonzó atomtörzsetől. A pontosabb mérések szerint szilíciumban és germániumban  $30$  és  $80 \text{\AA}$  körül van az átlagos távolság, a kötési energia pedig rendre **50meV** és **12meV**, tehát jóval kisebb, mint a tiltott sáv szélessége. Ezért rajzoljuk a donor-nívókat a vezetési sáv aljához közel.

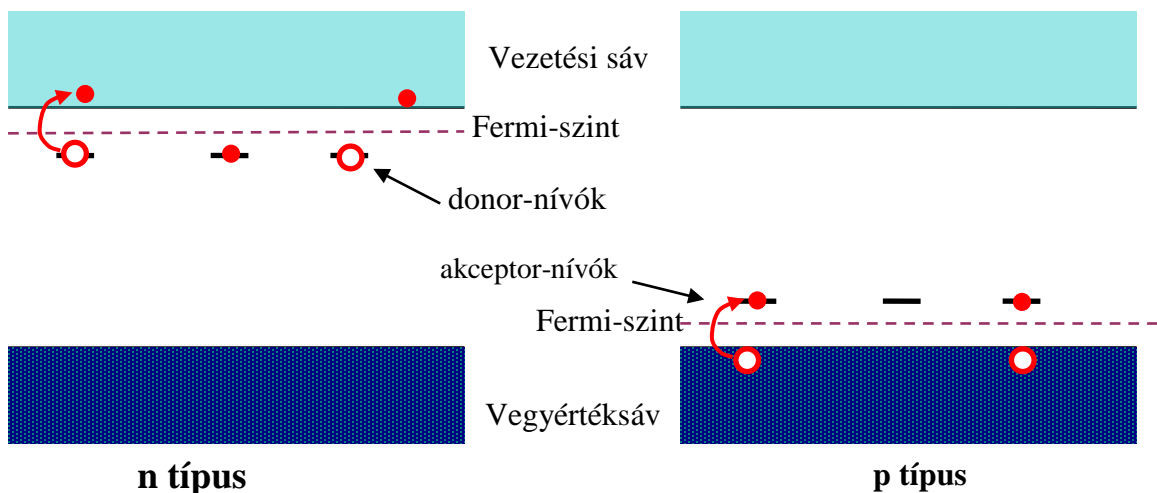
Tehát a H-atomhoz hasonlóan itt is megjelennek diszkrét energiaszintek a donor-nívó és a vezetési sáv alja között, amelyek az  $f = \frac{\Delta E}{h}$  képlet alapján optikailag is kimutathatóak.



Vegyértéksáv  
↓

Az alapállapotú és a gerjesztett donor-nívók energiája közel van a vezetési sávhoz, ezért szobahőmérsékleten az elektronok igen nagy része felkerül róluk a vezetési sávba. Emiatt a donor-atomok nagy többsége teljesen ionizálva van, tehát ezen nívók betöltöttsége alacsony, ezért a gerjesztett nívókkal nem is foglalkozunk a továbbiakban.

Mivel a donor-nívók energiája közel van a vezetési sávhoz, szobahőmérsékleten az elektronok igen nagy része felkerül róluk a vezetési sávba és ott lényegében szabad elektronnak tekinthető. Az ilyen félvezetőt **n (negatív) típusú félvezetőnek** nevezzük. Mivel a donor-nívók betöltési valószínűsége nem túl nagy, a tiszta esethez képest viszont jóval több az elektron a vezetési sávban, a Fermi-szint feljebb tolódik, hozzávetőleg a donor-nívók és a vezetési sáv alja közé.  $E_F$  pontos értéke bonyolult módon függ a szennyezéstől és a hőmérséklettől.



Megjegyezzük, hogy adott anyag sávszerkezetét kétféleképp szoktuk ábrázolni. A fenti ábrán, a vízszintes tengelyen a valós térbeli hely van, tehát ekkor azok az elektronok, amelyek az ábrán egymástól vízszintes irányban távol vannak, a valóságban is távol vannak. Más ábrákon viszont a  $k$  hullámszám van a vízszintes tengelyen, ez esetben ezt jelölni kell!

Ha a szilíciumot olyan anyaggal szennyezzük, amelynek 3 vegyértékelektronja van (*indium, bór, alumínium, gallium*), akkor a vele szomszédos Si vagy Ge atomnak marad egy elektronja, ami nem tud kötést létesíteni, mert hiányzik hozzá egy elektron, ezért ezeket a szennyező atomokat **akceptor**nak nevezzük. Egy másik atomról egy, a kötésben részt vevő elektron a hőmérséklet hatására átmehet az akceptor-atomhoz és létrejöhet a hiányzó kötés. Ekkor viszont onnan fog egy elektron hiányozni, ahonnan ez az elektron jött, tehát **lyuk** keletkezik. Emiatt a vegyértéksávban több lyuk lesz, mint amennyi elektron van a vezetési sávban. Azonban a rekombináció miatt az elektronok száma arányosan még kisebb lesz, így a lyukak lesznek túlnyomó többségben és az elektronok lesznek a kisebbségi töltéshordozók. Az ilyen félvezetőt p típusú **félvezetőnek** nevezzük. Az akceptor-nívókra hasonló állítások igazak, mint a donor-nívókra, csak ellenkező előjellel.

Ha egy félvezetőben mind n, mind p típusú adalékolás van, akkor azt **kompenzált félvezetőnek** hívják. Ha a donor- és akceptor-elektronok száma megegyezik, akkor a félvezető teljesen kompenzált. Ez esetben hasonlóan viselkedik, mintha intrinsic félvezető lenne, a Fermi szint pl. a tiltott sáv közepén marad.

A gallium 3, az arzén 5 vegyértékű atom, a **Gallium-arzenid (GaAs)** a kettőt 50-50%-ban tartalmazó rendezett rács. Fontos félvezető anyag, a tiltott sáv szélessége 1,4eV. Amennyiben valamelyik fajta ionból több van benne, mint a másiktól (nem sztöchiometrikus eset), akkor úgy viselkedik, mintha szennyezett félvezető lenne, pl. a feleslegben lévő arzénatomok donorként működnek.

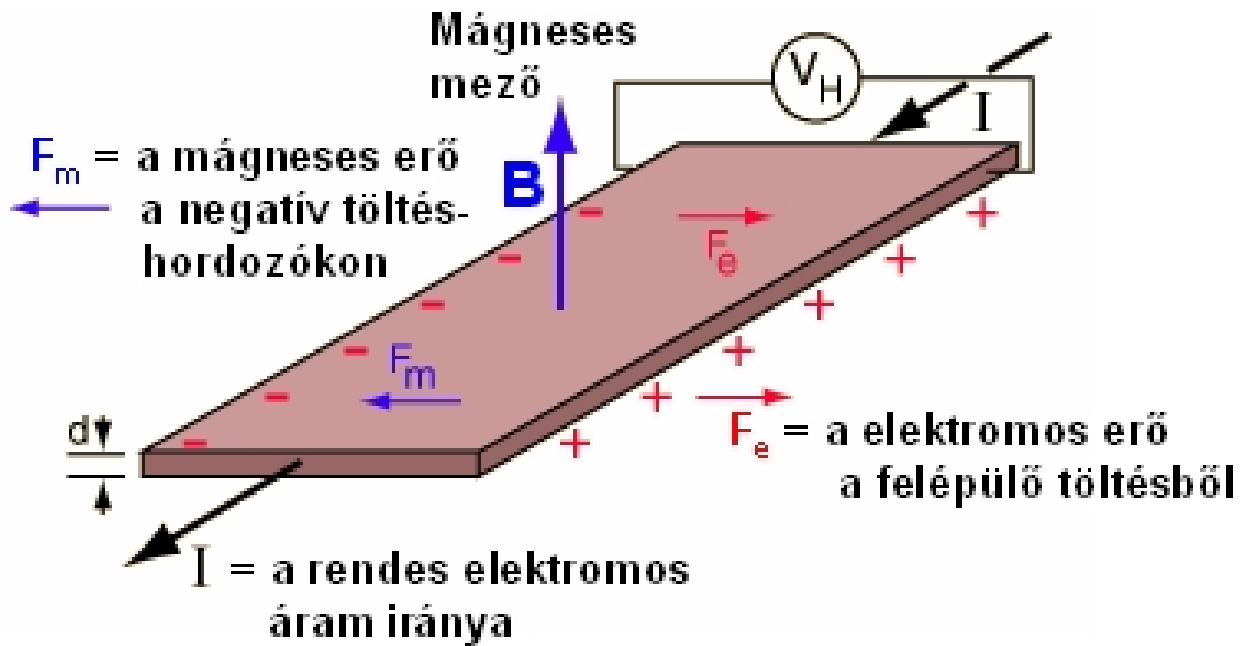
A másik mód, hogy intrinsic GaAs-ból adalékolat kapjunk, hogy a rácsba pl. Si vagy Ge atomokat teszünk. Ezek donorként vagy akceptorként működnek attól függően, hogy a Ga vagy az As helyére kerülnek a rácsban.

## A Hall-effektus

Mozgó töltésekre mágneses térben a Lorentz-erő hat:  $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$

Ha egy derékszögű hasáb alakú vezető lapka egyik hosszú élével párhuzamosan áram ( $I$ ) folyik, és a lapkára merőleges irányban mágneses teret hozunk létre, akkor a mágneses térre és az áramra merőleges irányba, a lapka szélei között,  $U_H$  elektromos feszültség jön létre. A jelenséget **Hall-effektusnak**, a létrejött  $U_H$  feszültséget **Hall-feszültségnek** nevezik.





Az ábrán a hagyományos értelemben vett áram iránya felénk mutat. Ez vagy úgy jöhet létre, hogy pozitív töltéshordozók áramlanak felénk, vagy úgy, hogy negatív töltéshordozók ezzel ellentétesen. A két esetben a sebesség előjele és a töltés előjele is ellentétes, tehát a mágneses Lorentz-erő mindkét esetben balra mutat. A lapka széleire kapcsolt voltmérővel megállapíthatjuk, hogy a lapka bal széle pozitív vagy negatív-e a jobb széléhez képest. Előbbi esetben pozitív, utóbbiban negatív töltéssel rendelkeznek a töltéshordozók. Ha mindkét előjelű töltéshordozó mozgása felelős az áramért, akkor a kialakult feszültség előjele azt mutatja meg, melyik típus a domináns. Ha csak egyetlen típusú töltéshordozó van, akkor a töltésének előjele mellett a Hall-feszültség nagyságából ki lehet számolni a töltéshordozó mozgékonyágát is.

**Hall szenzorok:** A Hall effektust használják működéskor. Pozíció érzékelésére szolgálnak, ez által elmozdulás, sebességet, vagy fordulatszámot is lehet velük érzékelni, pl. motorokban. Gépjárművekben elterjedten alkalmazzák az indítókulcs elfordításának és a gázpedál szögének érzékelésére. A számítógépek billentyűzetei is készülhetnek Hall-effektus felhasználásával. Ebben az esetben a nyomógombokban egy Hall-szenzor és egy, a gombsapkával együtt mozgó kis mágnes van.

### A töltéshordozók koncentrációja

Donor-szennyezés esetén a vezetési sávban lévő többlet-elektronok egy része rekombinálódik a termikusan gerjesztett lyukakkal, így a lyukak száma sokkal kevesebb lesz, mint az elektronok száma. A lyukakat ezért **kisebbségi** töltéshordozónak nevezzük. Növekvő donor-szennyezés hatására a vezetési sávban lévő elektronok  $n$  koncentrációja növekszik. A  $p$ - $n$  párok keletkezése azonban csak a hőmérséklettől függ, az ezzel egyensúlyt tartó rekombináció viszont arányos  $np$ -vel, az elektron- és a lyuk-koncentráció szorzatával. Ha pl. 100-szorosára nőtt az

elektronkoncentráció az adalékolás miatt, akkor ahhoz, hogy a rekombináció üteme változatlan maradjon, a lyuk-koncentrációnak századrészére kellett csökkennie.

Matematikailag is levezethető, hogy adott anyagra (adott sávszerkezetre) és adott hőmérsékleten a töltéshordozó koncentrációk szorzata állandó:

$$n \cdot p = n_i \cdot p_i$$

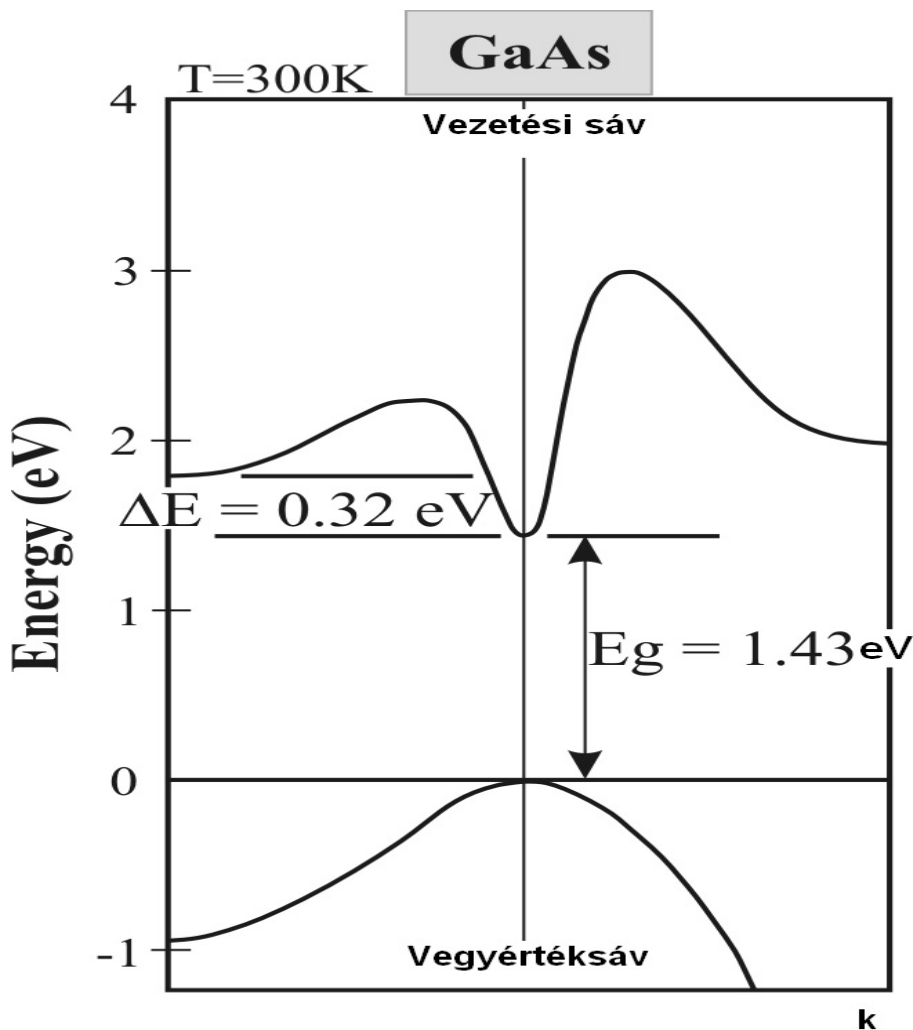
Ezt az összefüggést a **tömeghatás törvényének** nevezzük.

Tehát bár a lyukak koncentrációja csökken, az összes töltéshordozók  $n + p$  száma növekszik a szennyezéssel, így a félvezető – a többségi töltéshordozóknak köszönhetően - jobban vezet. Magas hőmérsékleten a termikusan gerjesztett elektron-lyuk pároknak tulajdonítható vezetőképesség meghaladhatja a donor-elektronoknak tulajdoníthatót, de ez átlagos adalékanyag-koncentrációra meglehetősen ritka.

Bár mindkét típusú félvezetőben végeredményben elektronok mozognak (a pozitív töltésű atommagok csak kis amplitúdójú rezgést végezhetnek), a **Hall effektus** a p típusú esetben úgy működik, mintha ténylegesen pozitív lenne a töltéshordozó. A lyuk ebben az értelemben (is) egyfajta ténylegesen létező részecskének tekinthető. A kvázirészecskéknek is nevezett lyukak a fermionok családjába tartoznak és az elektronokhoz hasonlóan a Fermi-Dirac statisztikának engedelmeskednek.

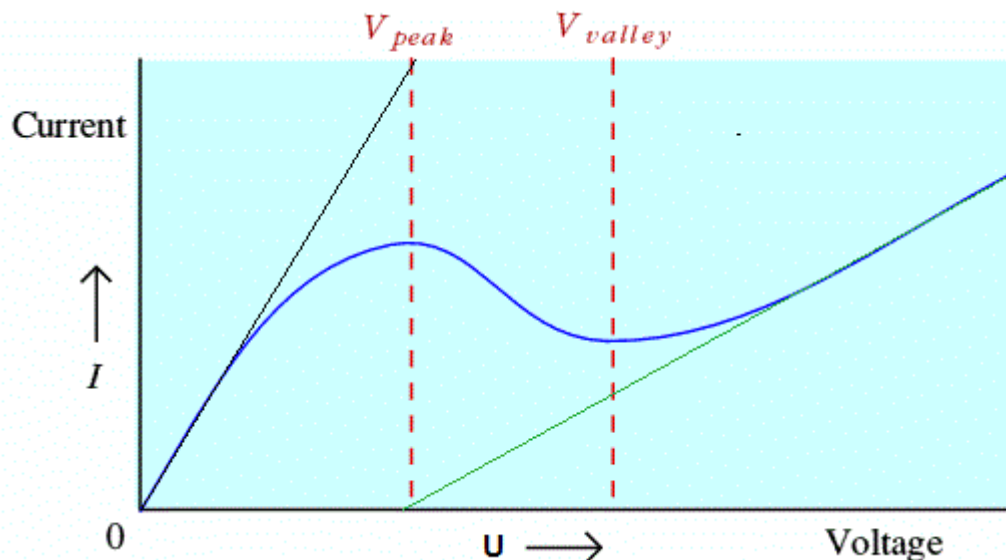
## A Gunn-effektus

Háromdimenziós kristályban a  $\vec{k}$  hullámszámvektor – vagyis lényegében az impulzusvektor – igen bonyolult kapcsolatban állhat az energiával. Minthogy az effektív tömeg az  $E(k)$  függvény görbületével fordítva arányos, ennek fontos következményei vannak az elektromos vezetésre nézve. Vizsgáljuk meg például azt az esetet, amikor az energia az GaAs-ra vonatkozó ábrán látható módon függ  $k$ -tól!



A görbe – számunkra érdekes – jellegzetessége az, hogy egy erős görbületű, mélyebb energiavölgy közelében egy magasabban fekvő, laposabb energiamelyedés is található. Tegyük fel, hogy csak n típusú szennyezést tartalmaz a félvezető. Ha a térerősség nulla, a donor elektronok nagyobb része az alsó (fő) völgyben tartózkodik, a felső, mellékvölgyben csak igen kevés van. Az elektronok megoszlása a két völgy között az elektron-hőmérséklettől, valamint a szintkülönbségtől függ. Ha a kristályra kapcsolt feszültséget növeljük, egyre több elektron kerül az alsó völgyből a felsőbe, mert az elektronok a külső téréből energiát vesznek fel. Ha elég erős a tér, akkor szinte az összes elektron a felső völgyben tartózkodik. A két völgyben tartózkodó elektronok viselkedése azonban különböző: a fővölgyben tartózkodó elektronok effektív tömege kisebb, ami egyúttal nagyobb mozgékonytságot jelent. A felső völgyben levő elektronok **effektív tömege nagy**, így mozgékonytságuk kicsi. Az ábrán berajzoltuk azt a két egyenest, mint térerő-áramsűrűség karakterisztikát, amelyek az idealizált szélső esetnek felelnek meg: a meredekebb egyenes (fekete színnel) az alsó szűk völgyben lévő elektronokat jellemzi, és viszonylag jól írja le a jelenségeket kis térerősségnél. A lankásabb egyenes (zöld színű) az felső lapos völgyben lévő elektronok karakterisztikáját közelíti, ez nagy térerősségnél jó közelítés. Számunkra azonban az a tartomány a legfontosabb, ahol mind az alsó, mind a felső völgyben találunk – a térerősségtől függő számban – elektronokat.

A jelleggörbe a felső egyenesből fokozatosan az alsóra vált át, miközben egy csökkenő szakasz található: **növekvő** térerősség ebben a tartományban **csökkenő** áramsűrűséget eredményez:

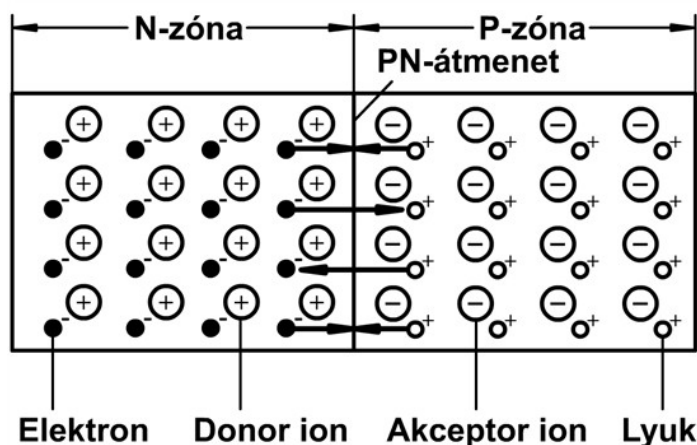


A Gunn-dióda három réteget tartalmaz, mindhárom n típusú, csak a két szélső erősen, a középső vékony réteg gyengén szennyezett, ezért ott esik a legnagyobb feszültség.

## A p-n átmenet **külső feszültség nélkül**

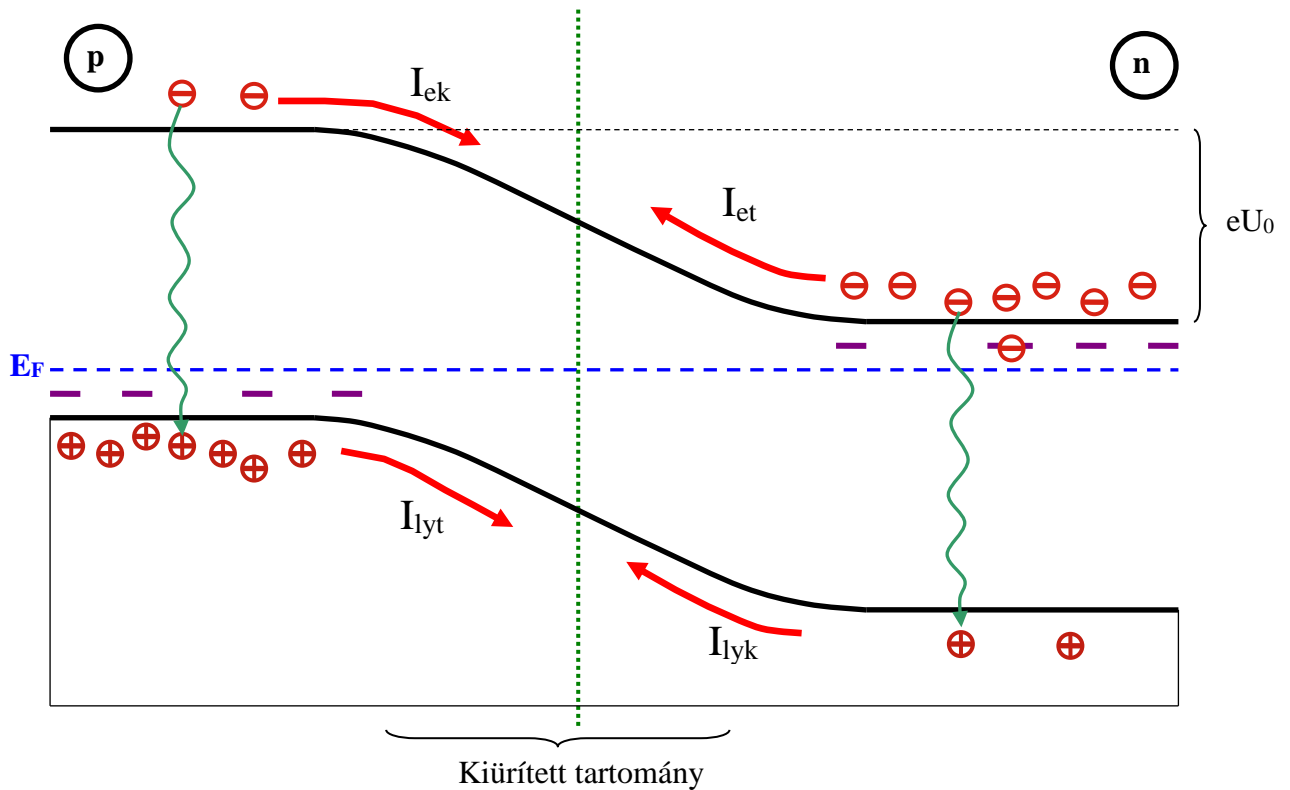
Hogyan viselkedik a p-n átmenet? Tételezzük fel, hogy a két réteg kezdetben elektromosan semleges. A két réteg érintkezési felületénél a töltéshordozók koncentrációkülönbsége kismértékű diffúziót indít meg: a n-rétegből elektronok diffundálnak át a p-szennyezett rétegbe, a pozitív töltésű lyukak pedig a p-szennyezett rétegből átdiffundálnak az n-rétegbe.

Amikor az n-rétegből kiinduló elektronok áthaladnak a határrétegen, egy olyan tartományba érkeznek, ahol igen nagy a pozitív töltésű lyukak sűrűsége. Mivel itt a rekombináció valószínűsége nagy, az elektron, mint szabad töltéshordozó valószínűleg rövid idő alatt megszűnik létezni.

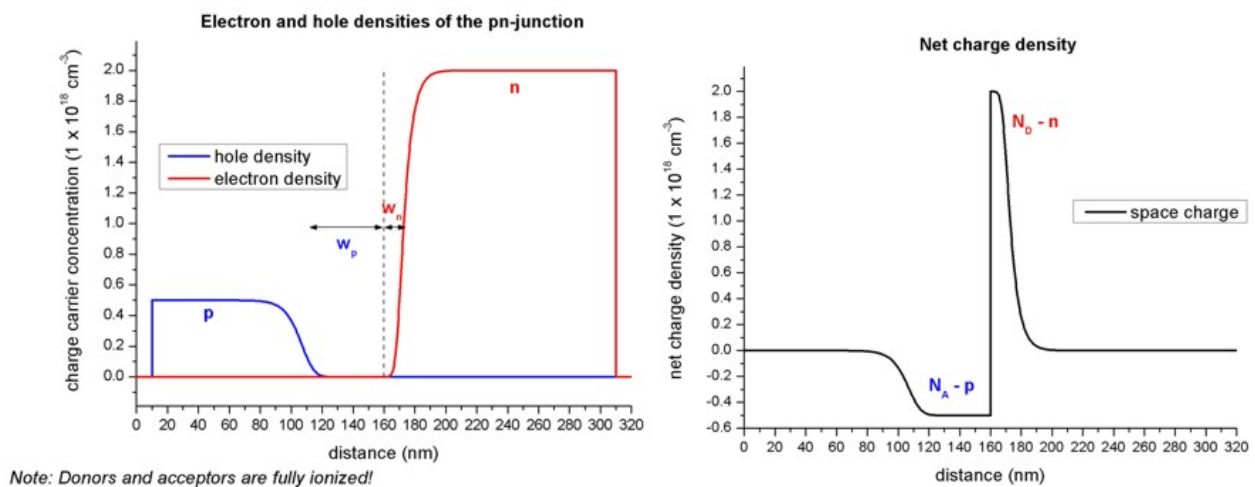


Hasonló folyamaton megy keresztül a pozitív töltésű lyuk az n szennyezett rétegben. Ennek következtében az átmenet környezetében, szennyezéstől függően, a félvezető anyag töltéshordozókban **elszegényedik** és egy úgynevezett határréteg (**kiürített** vagy tértöltésű tartomány) alakul ki, amely vastagsága 1 nm és 20 nm között változik. A p oldalra tehát elektronok mennek át, az n oldalra pedig lyukak. Mindkét folyamat azt eredményezi, hogy a **p oldal negatív**, tehát az elektronok számára **magasabb** potenciálú lesz, az n oldal pedig alacsonyabb, vagyis a két oldal között  $U_0$  potenciálkülönbség alakul ki. Végeredményben a p oldalon eredetileg a vegyértéksáv közelében lévő Fermi-szint felfelé tolódik, az n oldalon pedig lefelé, azaz

kiegyenlítődnek. Mindez sok szempontból hasonló ahhoz, amit a két fém közötti kontaktpotenciál tárgyalásánál láttunk.  $U_0$  megfelel az ottani  $\phi$ -nek, így  $U_0$ -t is kontaktpotenciálnak vagy néha diffúziós potenciálnak hívják.



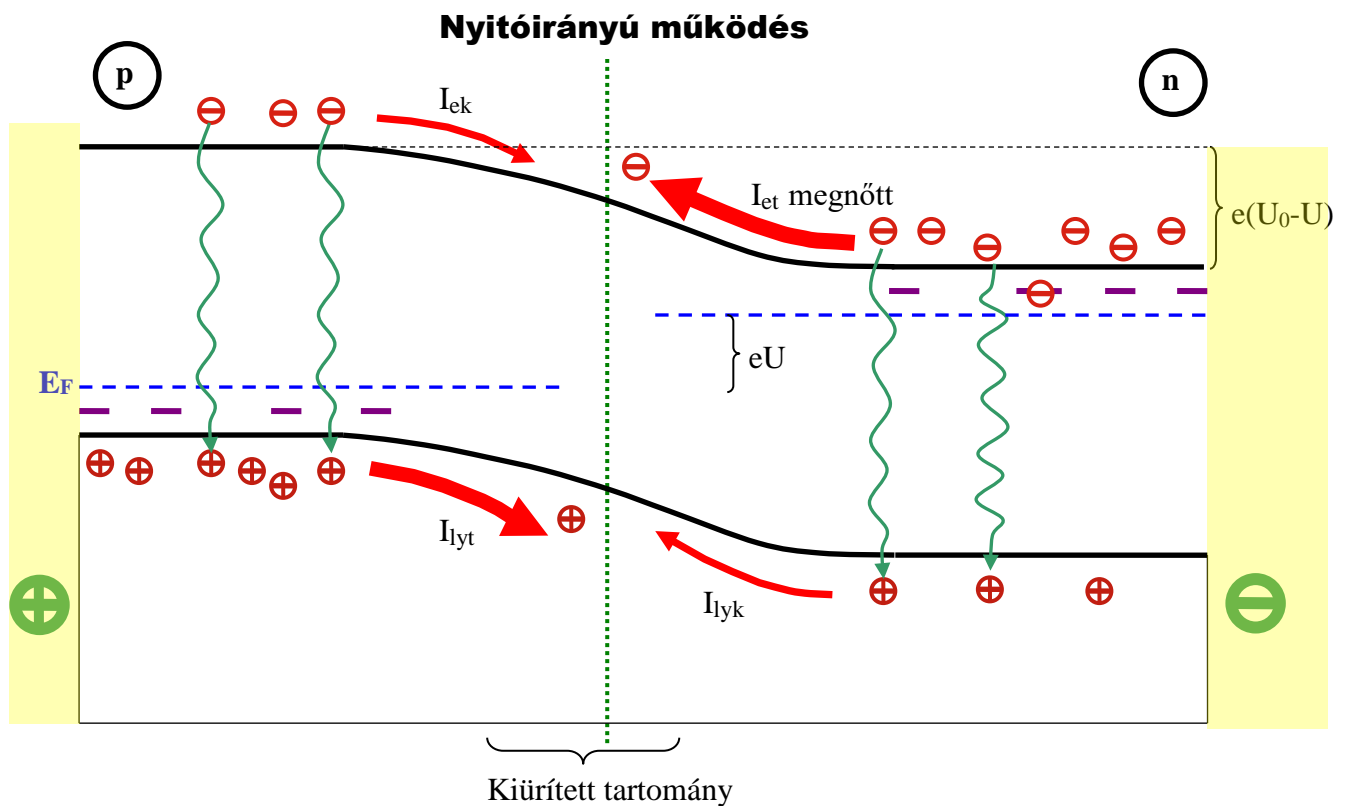
A vezetési sávban a p oldalról kisebbségi töltéshordozó elektronok áramlanak az n oldalra, ezt a fenti ábra bal felső negyedében  $I_{ek}$  szimbolizálja (e mint elektronok, k mint kisebbségi). Az n oldalról a többségi elektronok a p oldalra áramlanak ( $I_{et}$ ), a vegyértéksávban pedig ehhez hasonlóan a p oldalról a többségi lyukak, az n oldalról a kisebbségi lyukak árama folyik ( $I_{lyt}$  és  $I_{lyk}$ ). Amikor beállt a dinamikus egyensúly, akkor ezen négy áram eredője zérus. Az alsó és a felső sávot az kapcsolja össze, hogy folyamatosan zajlik a rekombináció (zöld hullámos nyíllal jelölve), másrészt termikus úton új és új elektronok kerülnek a vezetési sávba.



## A p-n átmenet egyenirányító tulajdonsága

A p-n-átmenetre külső feszültséget kapcsolunk, akkor a vezetőképesség attól függ, hogy ez a feszültség milyen polaritású, azaz nyitó vagy záróirányú-e. Nyitóirányú a félvezető dióda előfeszítése, ha a p tartomány az n-réteghez képest pozitív feszültséget kap, ellenkező polaritás esetén záróirányú működtetésről beszélünk.

**Nyitóirányú** kapcsolásnál a lecsökkent potenciálhegyre az elektronok könnyebben feldiffundálnak, a lyukak pedig ellenkező irányba (az n oldal felé) szintén könnyebben mozognak, vagyis a többségi  $I_{lyt}$  és  $I_{et}$  áramok a feszültséggel gyorsan nőnek. Mivel mindkét megnövekedett áram ugyanolyan irányú töltésmozgást eredményez, végeredményben a dióda **vezeti** az elektromos áramot



Ezzel ellentétben a kisebbségi áramok nem változnak számottevően, hiszen azok elsősorban a kisebbségi töltéshordozók egyébként alacsony koncentrációjától függenek. Az áram feszültség függése **nem lineáris**, hanem közelítőleg **exponenciális**, tehát az Ohm-törvény a p-n átmenetre **nem** áll fenn:

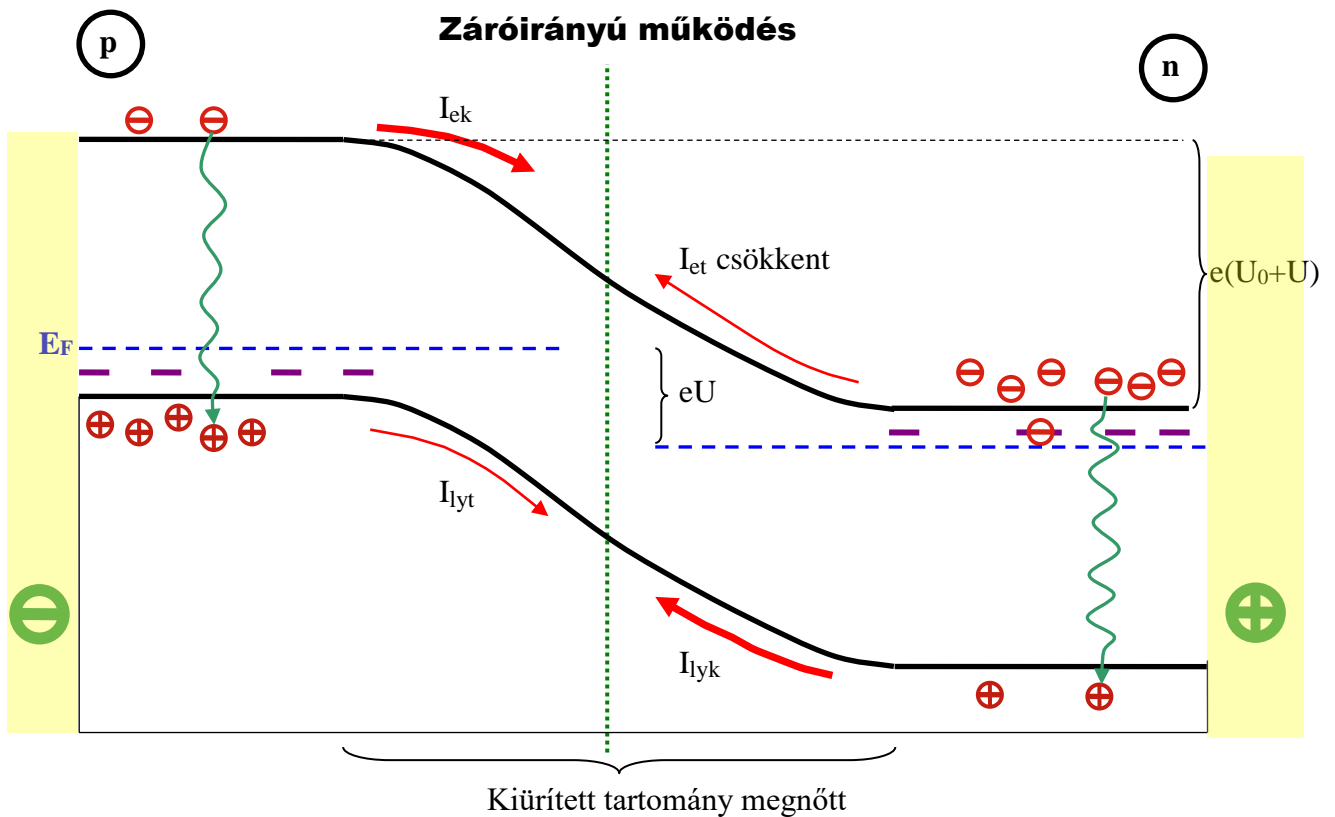
$$I \approx I_0 \cdot \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (\text{Shockley-törvény})$$

Ez azért van így, mert a többségi töltéshordozókat a koncentráció-gradiensektől függő **diffúzió**, nem pedig közvetlenül az alkalmazott feszültség hajtja át az átmeneten, a külső feszültség csak a potenciálhegy magasságát csökkenti le, és ez által segíti elő az amúgy is zajló diffúziót.

**Záróirányú** kapcsolás esetén a többségi töltéshordozók  $I_{lyt}$  és  $I_{et}$  árama a feszültség növekedésével csökken, mivel egyre magasabb potenciálhegyet kellene megmászniuk. A vezetési sávban lévő elektronok a pozitív pólus felé elmozdulnak, így a kiürített tartomány kiszélesedik. A



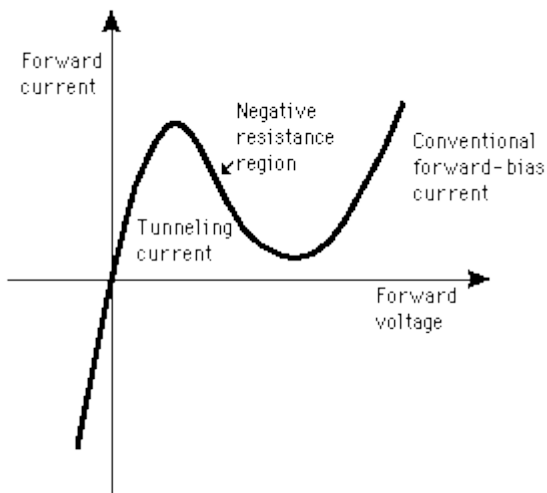
kisebbségi töltéshordozók koncentrációja továbbra is alacsony, tehát az áramuk nem nőhet lényegesen. A dióda ellenállása záróirányban nagy értékű, így nem (pontosabban nagyságrendekkel kevésbé) vezet. A félvezető diódának tehát egyenirányító hatása van.



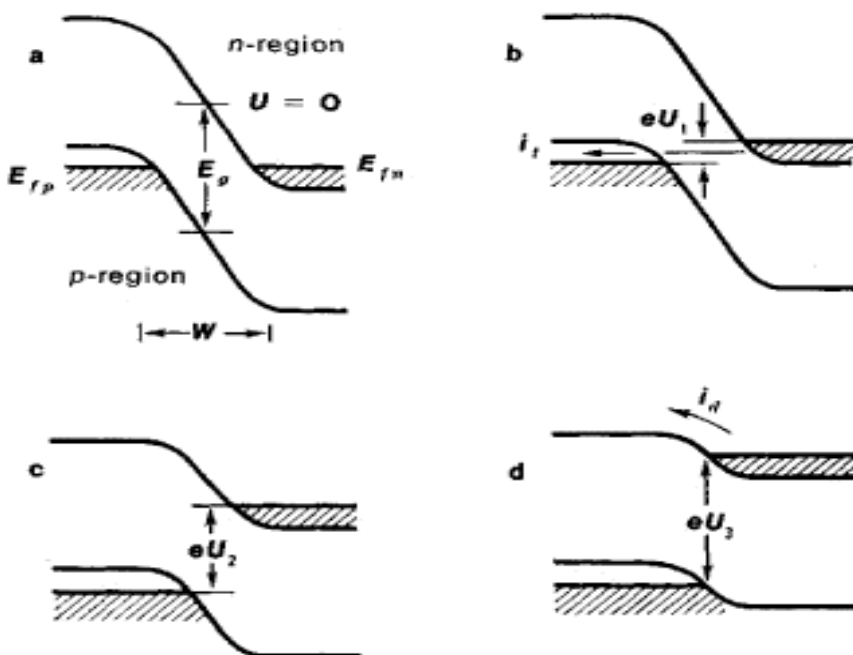
## Az alagútdióda működése

Az alagútdiódában a p-n átmenet igen erősen szennyezett, de nagyon keskeny, kb. 10 nanométer (50-100 atomnyi) széles. Az adalékanyag-koncentráció olyan nagy, hogy az n oldalon a Fermi-szint a vezetési sávba, a p oldalon a vegyértéksávba esik. Így a diódában a sávok eltolódása miatt az n oldal vezetési sávjának alja lentebb van, mint a p oldal vegyértéksávjának teteje.

Amikor záróirányú feszültséget adunk, akkor a p oldal vegyértéksávjából elektronok áramlanak alagutazással az n oldalra, ezért nő gyorsan az áram a feszültséggel. Az áram közelítőleg a feszültséggel arányosan növekszik. Záró irányban tehát az erős szennyezettség miatt a letörési feszültség nulla, az elektronok átjutnak a keskeny kiürített rétegen, és kis feszültségeknél is jelentős áram folyik.



Ugyanez a másik (nyitó) irányra is fennáll, egészen addig, amíg a feszültség megközelíti azt az értéket, amikor az n oldal vezetési sávjának alja egy szintben lesz a p oldal vegyértéksávjának tetejével. Amint a feszültség ettől tovább nő, az áram csökkenni kezd, mivel **egyre kevesebb a lehetőség az alagutazásra**, ezt a szakaszt hívják **negatív differenciális ellenállású** tartománynak hívják, ez kb. 100 mV és 250 mV között van. Ez azért van, mert az elektronnak a potenciálgát túlóldalán ugyanazon energiaszinten kellene megjelennie, mint a kiinduló oldalon volt (az alagútnak mindig vízszintesnek kell lennie!). A negatív differenciális ellenállású tartomány felső értékeinél az alagutazás meg is szűnik (c ábra). Az áram azért nem esik le nullára, mivel a feszültség növekedésekor a normális diffúziós áram fokozatosan, exponenciálisan növekszik. Ezt mutatja az utolsó ábra.



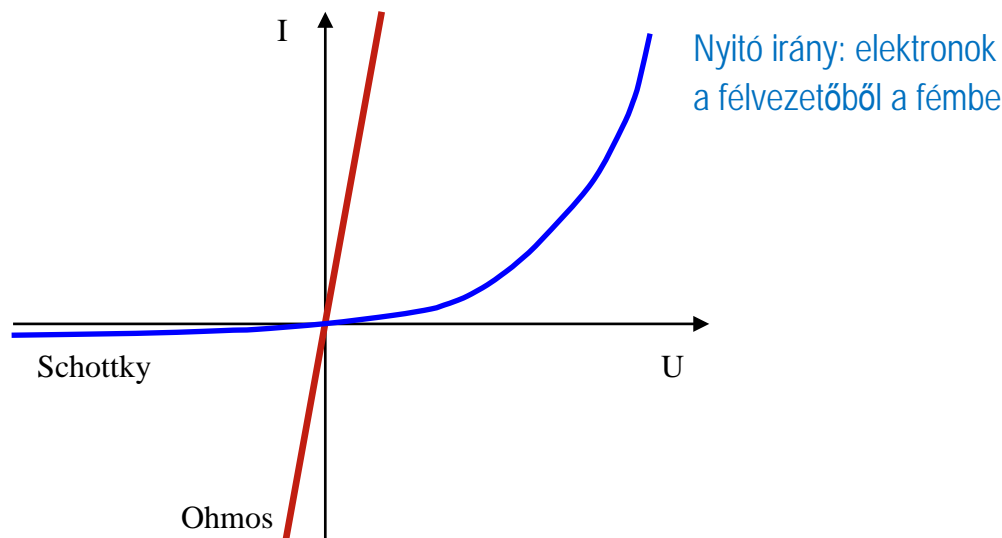
Tehát az alagútdiódában két különböző áramvezetési mechanizmus van jelen, az Ohm-törvény *egyikre sem* alkalmazható.

Erősen szennyezett p-n átmenetekben több kutató mutatott már ki korábban is anomális feszültség-áram karakterisztikát. A Sony elődjénél dolgozó japán Esaki volt az, aki először megmagyarázta a megfigyelt jelenséget az alagúteffektus alapján és ők kezdtek el először alagútdiódát gyártani 1957-ban. Ezért az alagút-diódát Esaki diódának is nevezik. (A Nobel-díjat 1973-ban kapta meg.) Minthogy a kiürített tartomány igen keskeny, az alagútdióda nagy (10GHz körüli) frekvencián is

használható, pl. rezgéskeltésre vagy erősítésre. Ebben hasonlít a Gunn-diódához, de ez utóbbi nagyobb teljesítményt elbír.

## Fém-félvezető átmenet

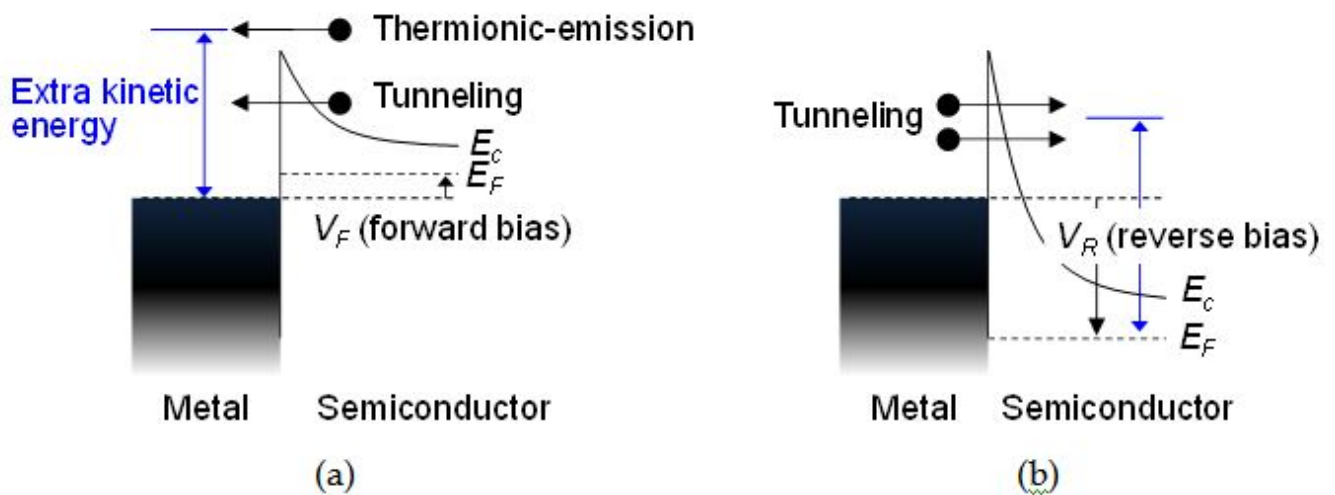
Az egyik oldalon különböző fémekből, a másikon (p vagy n típusú) félvezetőből létesített kontaktus a felhasznált konkrét anyagoktól függően lehet egyenirányító vagy normál (szimmetrikus) karakterisztikájú. Előbbi esetben **Schottky-átmenetnek** vagy **Schottky-diódának**, utóbbiban **Ohmos kontaktusnak** nevezik. Az ábrán kék görbe mutatja az *n* típusú félvezető egyenirányító karakterisztikáját.



Az egyenirányító hatás annak a következménye, hogy a korábban a kontakt-potenciál kialakulásához hasonlóan egy aszimmetrikus ún. **Schottky-gát** jelenik meg a fém és a félvezető határánál. Ennek magassága szintén a Fermi-szintek, ill. a kilépési munkák közötti különbségtől függ. Ha a fém kilépési munkája a nagyobb, akkor a potenciálgát magassága:

$$\phi = \frac{W_{fém} - W_{félvezető}}{e}.$$

A gáton termikus gerjesztéssel vagy alagutazással juthat át az elektron. Az ábra bal oldalán az *n* típusú félvezetőre kapcsoltunk negatív feszültséget. Ez felfelé tolja a félvezető energiaszintjeit, így csökkenti a potenciálgát magasságát a vezetési sávban lévő többségi elektronok számára. Ezek az elektronok könnyen átjuthatnak a fémbe, vagyis ez az eset a **nyitóiránynak** felel meg. A fémnek nagy a vezetőképessége, ezért benne csak igen kis potenciálkülönbségek lépnek föl. A félvezetőre viszont ez az állítás nem vonatkozik, a félvezető energiasávjai meggörbültek a töltésvándorlás következtében, a kontakt-potenciál szinte teljesen a félvezető fémhez közeli vékony rétegeire esik. A jobb oldalon a **záróirányú** kapcsolás esetére láthatjuk az energiaszinteket, vagyis ott a fémre kapcsoltuk a negatív pólust, ami növelte a potenciálgátat a félvezető elektronjai számára. Mivel a félvezetőn közelítőleg egyenletesen oszlik meg a rákapcsolt potenciálkülönbség, a potenciálgát magassága csak jelentéktelen mértékben változik, a fémről jövő elektronok továbbra is ezzel szembesülnek. Ezen a gáton a növekvő feszültséggel egyre könnyebben alagutaznak át, de ez az áram-növekedés nem túl magas feszültségek esetén lassú.



Amennyiben viszont az  $n$  típusú félvezető kilépési munkája nagyobb, a fémből áramlanak át elektronok a félvezető vezetési sávjába, ott az elektronok feldúsulását eredményezve. Ekkor nem záró-, hanem ún. nyitóréteg alakul ki, az ilyen kontaktus ohmikusán viselkedik.

**Alkalmazás:** Főként a XX. század elején, a rádiózás hőskorában használtak ilyen egyenirányító átmeneteket, de nagy frekvenciáknál manapság is használatosak. Ennek fő oka, hogy a félvezető p-n átmenetnél a polaritás záró irányúra változásakor több mint 100ns-nak kell eltelnie, míg kialakul a széles kiürített tartomány, a Schottky-diódánál viszont nincs ilyen probléma és egy nanoszekundum tört része alatt átkapcsol alacsony vezetőképességű állapotokba.

Schottky-diódát pl. úgy készítenek, hogy  $n$  típusú szilícium egyik oldalát alumínium érintkezővel látják el, ez ohmos kontaktusként viselkedik, a másik oldalára mikrométer vastagságú aranyat párologtatnak, ennek egyenirányító tulajdonsága lesz.

Újabban szén nanocsövekből próbálnak olyan tranzisztorokat készíteni, amelyekben Schottky-átmenettel érintkezik a nanocső és a fém elektróda.

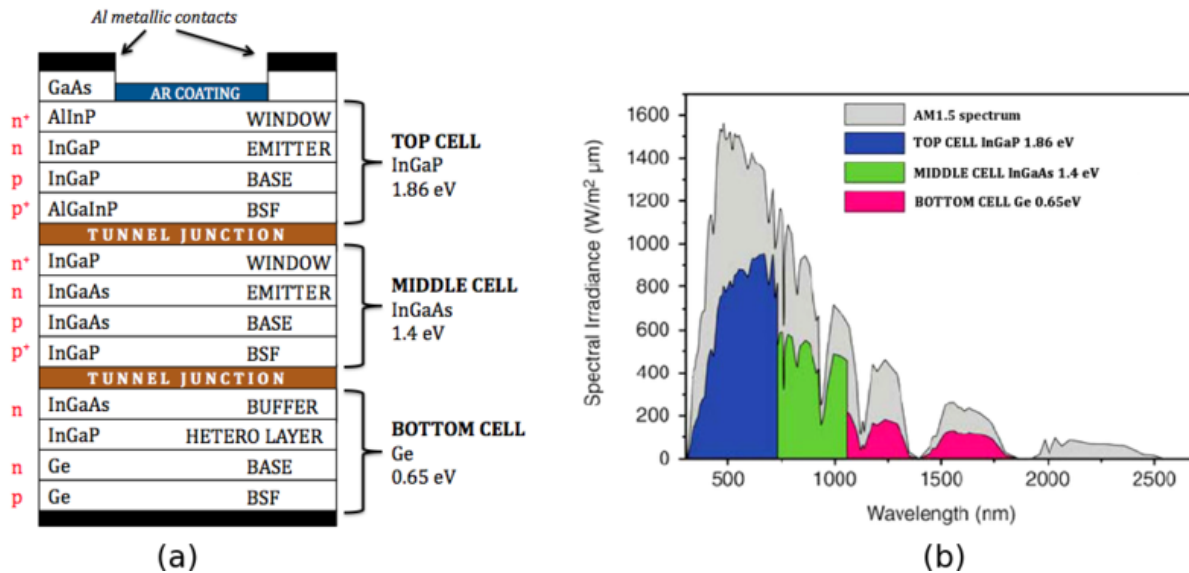
## Félvezetők és a fény

**1. Fotoellenállások, fényérzékelők:** a megfelelő energiájú fotonok energiája elektronokat juttat a vezetési sávba és így csökken az ellenállás. Ez tiszta (intrinsic) félvezetőben is működik. Ha pl. záró irányban van előfeszítve egy p-n átmenet, akkor már kevés töltéshordozó megjelenése is nagy relatív áramnövekedést okoz.

**2. Napelemek:** Az előfeszítetlen p-n átmenetben a beeső fotonok elektronokat juttatnak a vezetési sávba. A p oldalról a többlet elektronok „lecsúsznak” az egyébként is jelenlévő potenciállejtőn az  $n$  oldalra, az  $n$  oldalon lévő többlet lyukak „felszállnak” a p oldalra. A p oldal pozitív, az  $n$  oldal negatív lesz, feszültségkülönbség jön létre, az áramkört zárva pedig áram folyik. Végeredményben a fény energiája jelentős részben egyenáramú energiává alakul.

Az effektus csak akkor működik, ha a foton  $hf$  energiája meghaladja a tiltott sáv  $E_g$  szélességét. Azok a fotonok, amelyekre ez nem áll fent, többnyire áthaladnak a kristályon. Ha viszont  $hf$  jóval nagyobb, mint  $E_g$ , akkor is csak  $E_g$  energia tud hasznosulni. A  $hf - E_g$  többlet-energia elvész,

pontosabban egy relaxációnak nevezett folyamatban hővé alakul és a kristály leadja a környezetének, pl. hőmérsékleti sugárzás formájában. Azonban a napfény meglehetősen széles spektrumban tartalmaz jelentős mennyiségű energiát, emiatt az egy p-n átmenetet tartalmazó cellák hatásfokára létezik egy elvi korlát, ami kb. 34%. Ezért újabban több átmenetet tesznek egymás alá csökkenő  $E_g$  értékekkel. Ekkor a felső átmenet hasznosítja a legnagyobb energiájú (pl. ultraibolya) fotonokat, a többi zömmel áthalad rajta és a következő átmenet hasznosíthatja, stb. Az ilyen multi-junction napelemekkel 2013-ban meghaladták a 44%-os hatásfokot.



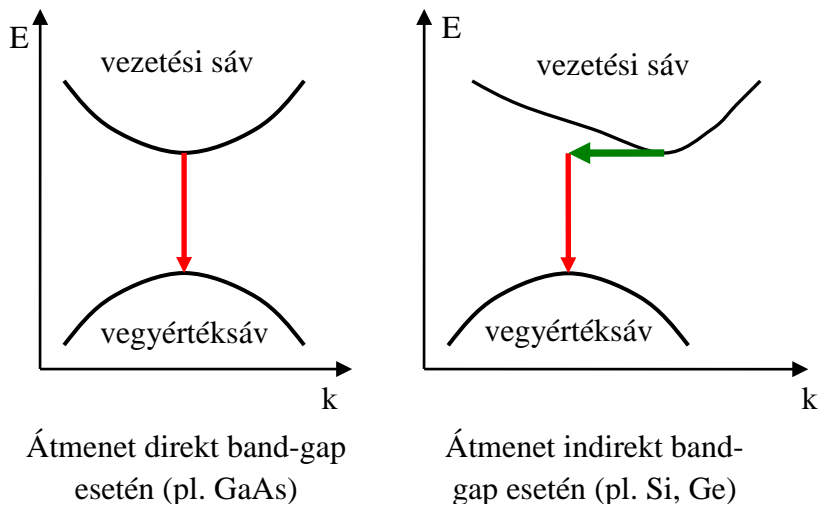
Két szomszédos cella között az áram egy speciális adalékolással előállított alagút-átmeneten halad át, ami alacsonyabb ellenállású, mintha egy szokványos záróirányú p-n átmenet lenne ott. Így ki lehet küszöbölni ezt a hatásfokot rontó parazita ellenállást.

A forgalomba került napelemek többsége polikristályos szilíciumból készült. Az egykristályból álló (monokristályos) ugyan kissé jobb hatásfokú lenne, de drágább és ezért kevésbé terjedt el.

**3. LED-ek, lámpák:** A nyitóirányba kapcsolt dióda p-n átmenetén nagyszámú töltéshordozó áramlik át és a másik oldalon rekombinálódik (lásd a Nyitóirányú működés ábrán a függőleges hullámos nyilakat). Ennek során energia szabadul fel, ez fénykibocsátássá is alakulhat. Az, hogy az adott félvezető használható-e világításra, a sávszerkezetétől függ. Az ún. **direkt gap** esetén az energiát a  $k$  hullámszám (lényegében az impulzus) függvényében ábrázolva a vegyértéksáv teteje és a vezetési sáv alja egymás felett van, indirekt gap esetén viszont távol egymástól. Abból kell kiindulunk, hogy fotonkibocsátás folyamatában az össz-impulzusnak is meg kell maradnia, viszont a tiltott sáv szélességével egyező energiájú foton impulzusa nagyon kicsi. Direkt gap esetén az elektron impulzusa nem változik, tehát az impulzusmegmaradással nincs baj.

Indirekt gap esetén viszont az elektron impulzusa számottevően változik (ahogy az ábrán a zöld nyíl mutatja), tehát egy megfelelő rácsrezgésnek is kell egyidejűleg keletkeznie, hogy az elektron impulzusát elvigye, ez pedig kb. két nagyságrenddel kisebb valószínűséggel megy végbe. A szilícium és a germánium indirekt gap-pel rendelkezik, a GaAs viszont direkt gap-pel, ezért alkalmas világításra.

A fény színét a tiltott sáv szélessége szabja meg. A LED-ek nem hőmérsékleti sugárzók, hatásfokuk sokkal jobb, mint a hagyományos izzólámpáké, élettartamuk is hosszabb.



A diódák által kibocsájtott fény színe a félvezető anyag összetételétől, adalékolásától függ. Kezdetben (50-es és 60-as évek) csak infravörös és vörös fényt kibocsájtó LEDeket tudtak készíteni. A 70-es években aztán sikerült kék fényt is előállítani, de csak a 90-es években értek el japán kutatók olyan fényerő-növekedést, hogy a világítástechnikában is meg tudott indulni a LED-ek diadalútja.

## Tranzisztorok

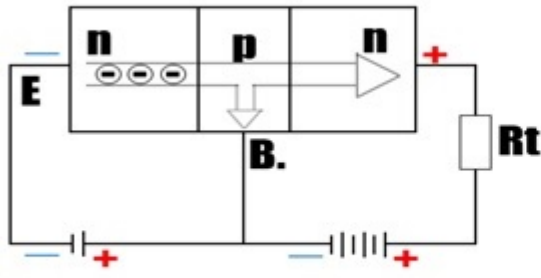
### A *bipoláris tranzisztor*

A bipoláris tranzisztor olyan elektronikai alkatrész, amely egy félvezető egykristályban kialakított három, eltérően szennyezett tartományból áll. Az n-p-n-tranzisztor esetén két n-típusú tartomány között egy vékony p-típusú réteg van, itt elsősorban elektronvezetés történik. Ezzel ellentétben a p-n-p-tranzisztor esetén két p-típusú réteg közé kerül egy vékony n-típusú tartomány, itt a lyukvezetés a domináns. A középső réteg a **bázis**, a két szélső a **kollektor**, illetve **emitter**. A félvezető rétegek két (egymással szembefordított) p-n átmenetet alkotnak, ezeket néha emitter- ill. kollektor diódának nevezik. Minden réteg kivezetéssel van ellátva. A tranzisztort feszültség- ill. áramerősítésére (áram-változások erősítésére), valamint vezérelhető kapcsolók működtetésére használják

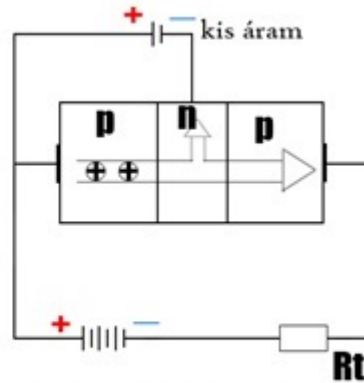
**Közös bázisú** kapcsolás esetén a kollektor-oldali körben majdnem akkora áram folyik, mint az emitter-oldali körben. Az emitterfeszültség kicsi  $\Delta U_e$  változása az áram nagy (exponenciális!) változását okozza. Mivel a terhelő ellenállás ( $R_t$ ) nagy, ezért nagy  $U$  esik rajta, az áram változása nagy  $\Delta U_t$  feszültségváltozást okoz, vagyis **feszültségerősítés** történik..

**Közös bázisú kapcsolás**

**Közös emitterű kapcsolás**

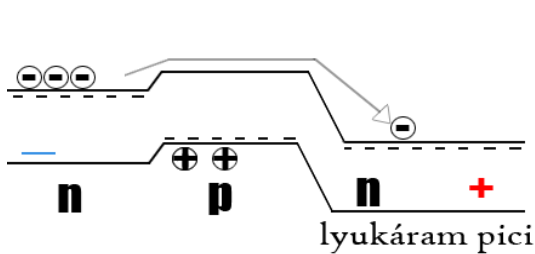


Közös bázisú kapcsolás

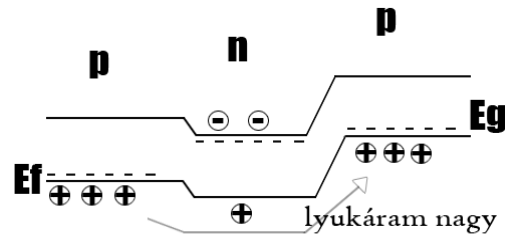


Közös emitterű kapcsolás

Ezzel ellentétben a **közös emitterű** kapcsolásnál a szabályozást végző bázis-emitter körben kis áram folyik, a kollektoron és  $R_t$ -n nagy, tehát ez **áramerősítést** jelent.



lyukáram kicsi



lyukáram nagy

### n-p-n tranzisztor működése

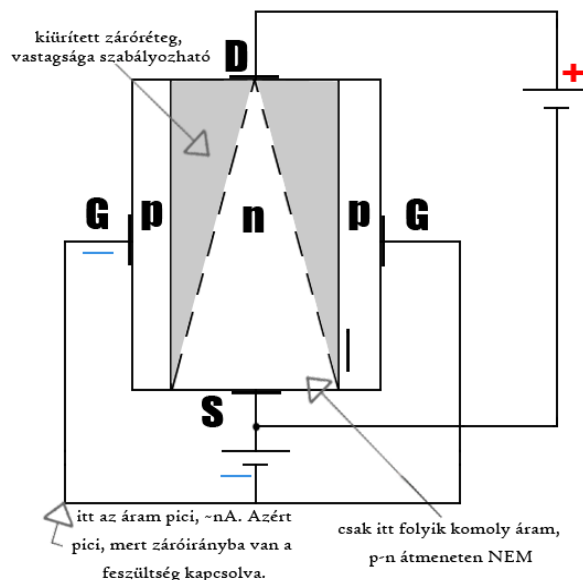
Az n-p-n tranzisztornál ha az emitterre negatív feszültséget kapcsolunk, az az emitter-bázis n-p átmeneten nyitóirányú kapcsolást jelent, tehát sok elektron áramlik a bázishoz, ahonnan többségük a kollektorba jut, vagyis az elektronáram sokkal nagyobb, mint a lyukáram. A bázis jóval vékonyabb (~150-szer), mint a másik két réteg és általában kb. 10-15-ször alacsonyabb a szennyezés-koncentráció. Ha nem így lenne, akkor a bázisban a rekombináció miatt elfogynának az emitterből odakerült töltéshordozók és a kollektorba már nagyon kevés jutna.

A tranzisztor három rétege sokszor a félvezető kristálynak csak a felső, vékony rétegét foglalja el. A tranzisztorok gyártására használnak pl. *germániumot*, *szilíciumot* és gallium-arszenidet.

### p-n-p tranzisztor működése

## FET – Tervezélésű tranzisztorok

A FET-eknél (Field Effect Transistor) a vezérelt áram nem halad át p-n átmeneten, hanem egy



FET hengeres rajza

itt az áram kicsi, ~nA. Azért kicsi, mert záróirányba van a feszültség kapcsolva.

csak itt folyik komoly áram, p-n átmeneten NEM



homogén (vagy csak n, vagy csak p) típusú csatornán. A kivezetések elnevezése is más: A csatorna két végére fémezéssel kapcsolt elektródák a **Drain** vagy nyelő, és a **Source** vagy forrás elektróda, (azaz D és S). A vezérlőszerepet játszó elektróda a **Gate** vagy kapu.

A **JFET** (junction gate FET) **záróirányban** előfeszített (polarizált) **p-n átmenetet** tartalmaz. A JFET tranzisztor szerkezetét egy nagyon vékony gyengén szennyezett réteg, ún. csatorna alkotja (az ábrán n típusú), amely két erősen szennyezett, a csatornával ellentétes szennyezettségű (az ábrán p típusú) félvezető réteg között helyezkedik el. Ezt a fajta tranzisztort n és p csatornás változatban készítik. Az n-típusú csatornában a D elektródától az S elektróda felé haladó elektronok árama  $U_{GS} = 0$  feszültségnél a legnagyobb, mivel ebben az esetben a csatorna szélessége maximális. Ezen tulajdonsága miatt a záróréteges térvezérlésű tranzisztorokat **önvezetőknek** is nevezik. A zárórétegek szélessége az  $U_{GS}$  feszültség segítségével vezérelhető. A vezérlő feszültség nagyon kicsi (milliampernél is sokkal kisebb) vezérlő árammal jár együtt (ez megnövelt hatékonyságot jelent), mivel a Gate-nél a p-n átmenet záróirányban van kapcsolva. Tehát nem a vezérlő áram, hanem a vezérlő feszültség miatt kialakult térerősség szabályozza a DS áramot, ezért nevezik térvezérlésűnek.

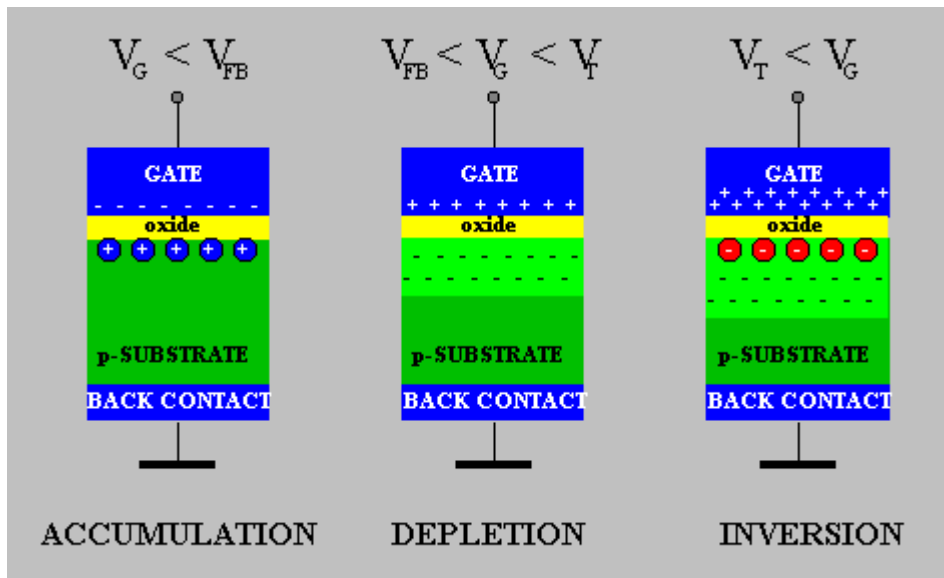
## MOSFET

Az elnevezésben az első 3 betű (Metal-Oxid Semiconductor, magyarul: fém-oxid félvezető) a belső rétegek sorrendjére, a második 3 (Field Effect Transistor) pedig a tranzisztor működési elvére utal. A töltéshordozók forrása a *Source* (S), a töltéseket a *Drain* (D) nyeli el. A Drain és a Source adalékolása erős és azonos típusú, az alapkristályé (*Bulk* [B] vagy Substrate) ellentétes és nem túl erős. A csatornán folyó áramot a kapuelektroda, a *Gate* (G) vezérli. A Gate elektródát szigetelő réteg (általában szilícium-dioxid) választja el a csatornától. Így a vezérlőelektrodán keresztül gyakorlatilag nem folyik áram, a tranzisztor árama a csatornában folyik. Szokták az **IGFET (Insulated Gate FET)** és a **MISFET (Metal-Insulator-Semiconductor FET)** elnevezéseket is használni, ezek kicsit általánosabb elnevezések, mert azok a tranzisztorok is beletartoznak, ahol a szigetelő réteg nem oxid.

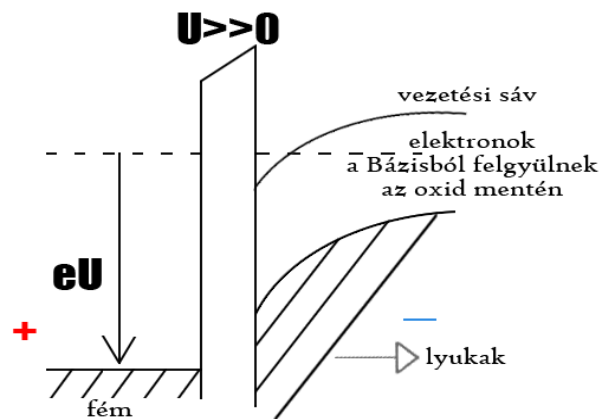
A JFET-tel szemben a MOSFET gate elektródája nincs közvetlen elektromos kapcsolatban a *Source* és a *Drain* elektródákkal, vagyis nincs p-n átmenet a G-nél. A MOSFET tranzisztorok lehetnek felépítésüktől függően növekményes (önzáró) és kiürítéses (önvezető) típusúak. Mindegyik változat előállítható n- és p csatornás kivitelben. Előbbi esetben p gyengén, n pedig erősen adalékolta. Mivel a működésben csak egyfajta (a többségi) töltéshordozónak (az n csatornás esetben csak az elektronoknak) van szerepe, **unipoláris** tranzisztoroknak is nevezik őket. Mivel az elektronok mozgékonyasága nagyobb, mint a lyukaké, az n-csatornás verzió gyorsabb, ezért elterjedtebb. Vizsgáljunk meg először egy ilyen n-csatornás önzáró elrendezést az S és D elektróda nélkül.

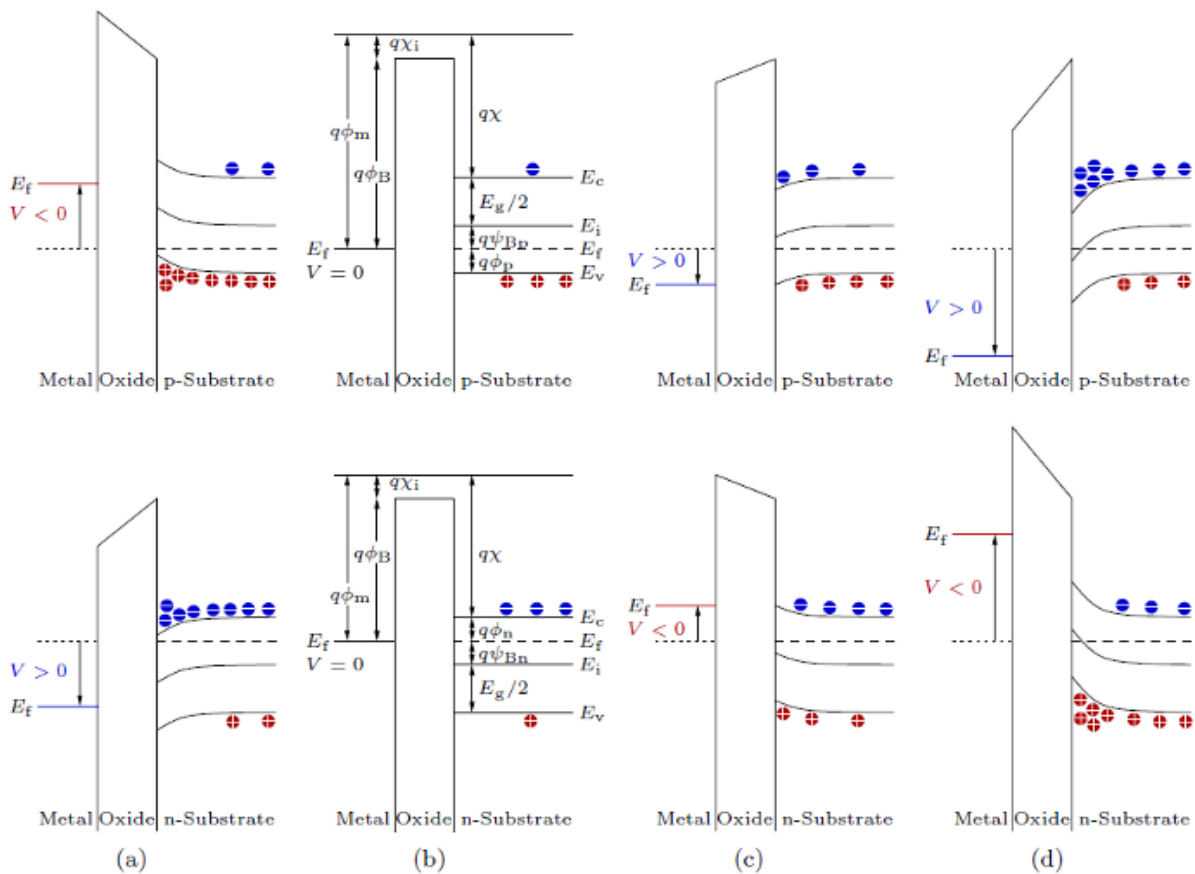
A G fémből, a szubsztrát félvezetőből van. A két anyag kilépési munkája általában különböző, ezért a szigetelő-rétegen egyfajta beépített feszültség (kontaktpotenciál) esik, ami a két kilépési munka különbségével egyenlő. Ezt angolul  $V_{FB}$ -vel jelölik (flatband potential).

Ha a G-re kapcsolt feszültség negatív (kisebb  $V_{FB}$ -nél), további lyukak gyűlnek fel a szigetelő réteg mentén. Az eredetileg is többségben lévő töltéshordozók feldúsulnak, felhalmozódnak (Accumulation, az ábra bal oldalán).



Ha a G feszültség a kontaktpotenciálnál nagyobb, de még kisebb, mint egy küszöb-érték ( $V_T$ , T: threshold) akkor a lyukak egy része a taszító térerősség hatására eltávolodik a G-től (a Back Contact felé). Ekkor az oxidréteg alatt egy töltéshordozókban elszegényített tartomány alakul ki (Depletion, ábra közepén). Egy adott  $V_T$  Gate-feszültség fölött **inverziós tartomány** alakul ki a szigetelő réteg mentén (Inversion. A lenti ábrákor erősen lehajlanak a sávhatárokat jelző vonalak). A szubsztrátban (az n csatornás esetben eredetileg gyenge p szennyezettsgű anyag) felgyűlnek az elektronok, a lyukakat rekombináció útján feltöltik, így n csatorna alakul ki. A növekményes elnevezés arra utal, hogy a csatorna elektrondúsulás révén keletkezik.

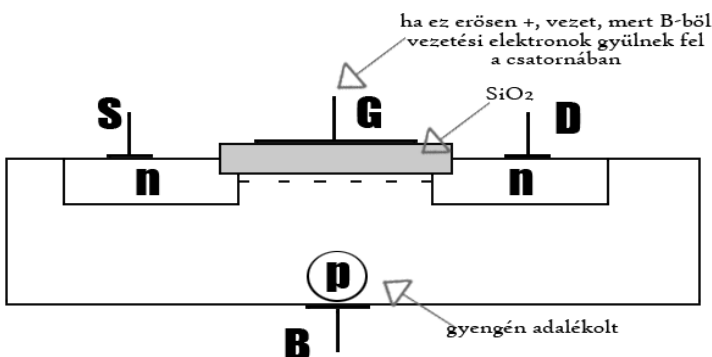




## MOSFET-ek típusai

Vizsgáljuk most a fentiek alkalmazását

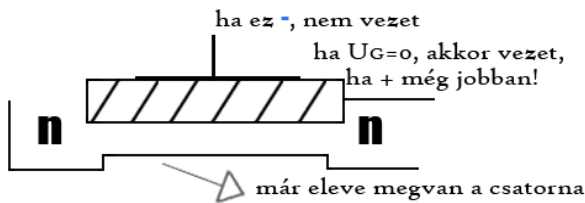
1. A „**növekményes**”, más néven „**önzáró**” típus csatornáján csak akkor folyik áram, ha a Gate elektróda feszültséget kap. Ennek a tranzisztornak az a jellegzetessége, hogy  $U_{GS}=0$  feszültségnél le van zárva, nincs áram az S és a D között, ezért nevezik önzáró tranzisztornak. Vizsgáljuk az n csatornás esetet. Külső Gate feszültség nélkül az npn átmenet miatt kicsi a vezetőképesség. Ha viszont nagy pozitív  $U_{GS}$  feszültséget kapcsolunk a Gate-re, inverzió jön létre



és kialakul egy n-csatorna az S és a D között.

Ez azt jelenti, hogy a source és a drain közötti nyitott kapunál vezérelt áramnak nem kell p-n átmeneteken áthaladnia, hanem az inverziós csatorna köti össze őket.

2. A „kiürítéses” vagy „önvezető” típus esetén már eredetileg is megvan a csatorna és  $U_{GS}=0$  és  $U_{SD} \neq 0$  esetén  $I_D \neq 0$ . Ekkor a Gate-re kapcsolt feszültség a csatorna áramát csökkenti. Konkrétan, ha az  $\text{SiO}_2$  szigetelőréteg alatti szubsztrátban gyenge n-típusú szennyezést valósítanak meg, akkor vezetőképessé válik az S és a D között anélkül, hogy a gate elektródára feszültséget kapcsolnánk. Ha viszont negatív feszültséget kapcsolunk a G-re, azaz  $U_{GS} < 0$ , az a csatorna elektronokban való elszegényedéséhez és vezetőképességének csökkenéséhez vezet.



## Önvezető MOSFET

### MOSFET-ek előnyei:

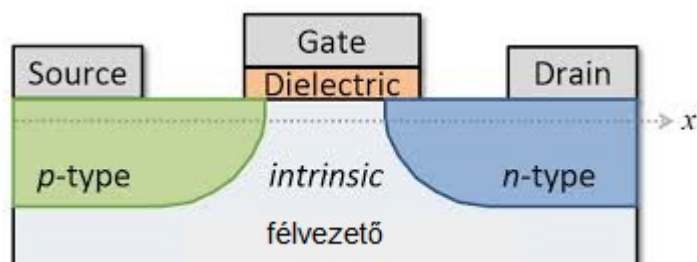
- kisebb a mérete
- jobban vezérelhető, nagyon kicsi a vezérlő teljesítmény, hatékony
- gyors, nagyobb frekvenciákon képes működni
- olcsó

Tranzisztoros erősítőket tartalmaz a tv, rádió, magnó, videó, CD-lejátszó. Kapcsoló funkciót látnak el a kvarcóra, a zsebszámológép, a mobiltelefon, a számítógép és kiegészítői esetén. Ma már nem önálló tranzisztorokat alkalmaznak, hanem egyetlen szilíciumlapkán tranzisztorok, kondenzátorok, ellenállások megfelelő kapcsolásban találhatóak. Ezeket nevezzük integrált áramköröknek (IC). A **CMOS** (Complementary metal–oxide–semiconductor) két, különböző típusú speciális módon egybeintegrált MOSFET-et jelent, főleg **logikai kapukat** valósítanak meg velük.

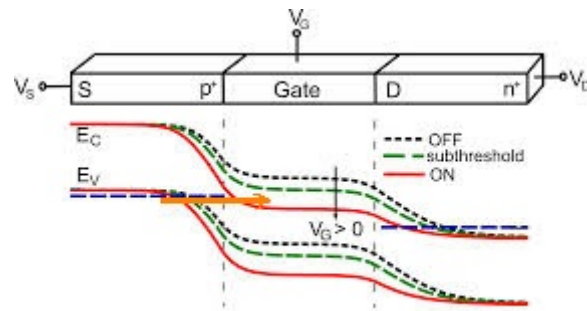
Miniaturizálás: a Gate oxidréteg vastagsága (és a csatorna hossza is) egyre kisebb, mostanra összemérhető az elektronok alagutazásának távolságával, ami problémát jelent, mivel szivárgást eredményez.

## Alagút-FET

Az ún **TFET** (Tunnel-Field-Effect-Transistor) még csak prototípus formájában létezik. Hasonlóan néz ki, mint a MOSFET, csak a két oldalon különböző típusú adalékolt félevezető van, közöttük pedig adalékolatlan. Ezt a p-i-n rövidítéssel szokták jelölni (p-típus, intrinsic, n-típus).



A p típusú Source vegyértéksávjából az elektronok alagutazással átkerülhetnek a középen lévő csatorna vezetési sávjába (narancssárga nyíl), feltéve, ha az eléggé lent van ahhoz, hogy létrejöhessen az alagúteffektus. A Gate feszültséggel viszont éppen e terület potenciálját lehet szabályozni. Tehát  $U_G=0$  esetén az áram kicsi, míg  $U_G$  növelésekor egy küszöbérték elérése után az áram gyorsan nő.



Az elméleti számítások szerint a TFET jobb hatásfokú lenne a hagyományos MOSFET-eknél. Jelenleg ha egy nagyságrend áram-változást akarunk elérni, akkor legalább 60mV Gate-feszültségváltozást kell alkalmazni. Ezt elvileg úgy le lehetne az alagutazással szorítani, hogy akár százszoros fogyasztáscsökkenés is elérhető lenne. Azonban a gyakorlatban a prototípusoknak ezt még nem sikerült demonstrálni.

## Hajlékony és átlátszó tranzisztorok

Hidrogénezett amorf szilíciumból (a-Si:H) olyan vékony rétegből álló tranzisztorokat állítottak elő, amelyekből **hajlékony** elektronikus készülékeket tudtak építeni. Ezek a készülékek kis tömegűek, mechanikailag stabilak és potenciálisan olcsóak. Sajnos a teljesítményük nem túl nagy, mivel az elektronok mobilitása meglehetősen kicsi. Ezen felül a-Si:H tiltott sávjának szélessége 0,8 eV körül van, tehát ez az anyag **nem átlátszó**. Azért nem átlátszó, mert a látható fotonok energiája 1,8 - 3,1eV.

Megjegyezzük, hogy a Bloch-tétel egzaktul nem érvényes amorf anyagokra, ennek ellenére, mint ahogy az kísérletileg is kimutatható, hasonló sáv szerkezetük lehet, mint a periodikus rácsba rendeződött anyagoknak (az üveg is a széles tiltott sáv miatt átlátszó szigetelő).

Amorf szilíciumból single-junction napelemeket is készítenek már a 70-es évek óta. Ezek hatásfoka alacsonyabb, mint a kristályos szilícium napelemeké, viszont olcsóbbak voltak. Emellett nem csak üveg, hanem műanyag felületeket is el lehet látni ilyen napelemes bevonattal, ugyanis akár 75°C-on is előállíthatóak. Olyan helyen használják őket, ahol csak kis teljesítményre van szükség, pl. napelemes zsebszámológépeknél.

Ígéretes kísérletek folynak olyan tranzisztorok előállítására, amelyek **átlátszó** vékony rétegből állnak (angolul Transparent Thin-Film Transistor, TTFT). Az egyik fontos anyag az Indium-Gallium-Cink-Oxid (IGZO), amelynél a tiltott sáv szélessége 3,05eV, ezért az ultraibolyához közeli tartománytól eltekintve átlátszó. Kijelzőkben/képernyőkben használják őket. Bővebben:

[https://en.wikipedia.org/wiki/Thin-film-transistor\\_liquid-crystal\\_display](https://en.wikipedia.org/wiki/Thin-film-transistor_liquid-crystal_display)

A másik ígéretes anyag a Cink-ón-oxid ( $Zn_2SnO_4$ ), amelynél a tiltott sáv szélessége 3,3 – 3,9 eV. Annak ellenére, hogy ezek az anyagok nem kristályos, hanem amorf szerkezetűek, az elektronok mobilitása megközelíti a rézét. A széles tiltott sáv miatt tiszta állapotban természetesen

szigetelők, mivel termikusan nagyon kevés elektron gerjesztődik a vezetési sávba. A látható fény kb. 84%-átengedik át.

## 5. Szupravezetés

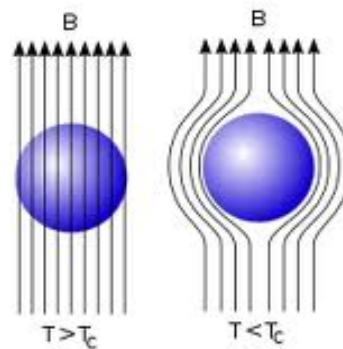
A szupravezetés az a jelenség, melynek során az adott anyag nagyon alacsony hőmérsékleten (a legtöbb esetben 20K alatt) egy fázisátalakulás során olyan állapotba kerül, ahol az egyenáramú elektromos ellenállása nulla, valamint kizárja magából a mágneses mezőt. 1911-ben fedezte fel Kamerlingh Onnes, miután elsőként sikerült a héliumot cseppfolyósítania.

Szupravezetés az anyagok széles skálájánál előfordul: kémiai elemeknél, mint például az ón vagy az alumínium, fémötvözeteknél, néhány erősen szennyezett félvezetőnél és a réztartalmú, réteges, torzult perovszkit kristályszerkezetű kerámiáknál – utóbbiak az ún. „magas hőmérsékletű” szupravezetők. A szupravezetés nem jön létre nemesfémekben (pl. arany vagy ezüst) és nem jellemző a ferromágneses anyagokra sem.

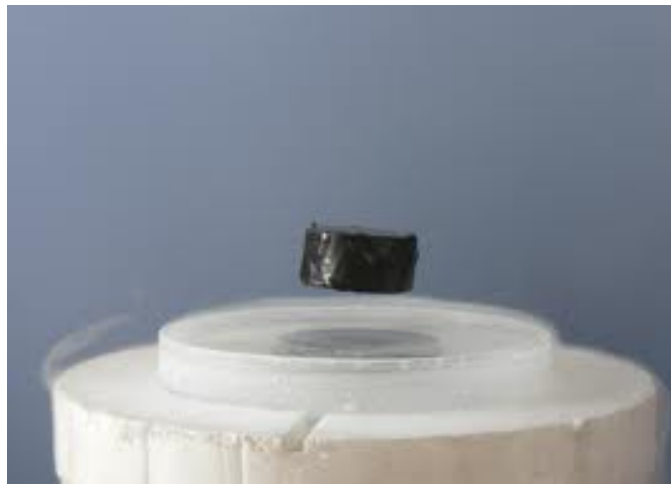
A szupravezetőkben feszültség nélkül is folyhat egyenáram, miközben nincs hőtermelődés. Ezt a tulajdonságot használják ki a szupravezető elektromágnesek (ilyenek például az MRI berendezésekben vagy az NMR spektrométerekben találhatók). A kísérletek szerint a szupravezető tekercsekben az áram évekig fennmarad, mérhető csökkenés nélkül, holott a legjobb vezetőkben is a másodperc tört része alatt lecseng.

**Meissner-effektus:** Nem túl nagy külső terek esetén azt tapasztalták, hogy a szupravezető belsejében a B mágneses indukció mindig nulla.

$$\vec{B} = 0 \Rightarrow \vec{M} = -\vec{H} \text{ azaz } \chi = -1$$



Ezt úgy magyarázzák, hogy a mágneses tér hatására a minta felületén egy keskeny, de az atomi méreteknél nagyobb vastagságú rétegben felületi áramok indukálódnak és ezek által gerjesztett mágneses tér oltja ki a teret a minta belsejében. A zérus ellenállás miatt ezek az áramok nem csillapodnak. Ezen alapszik a mágneses levitáció jelensége is.

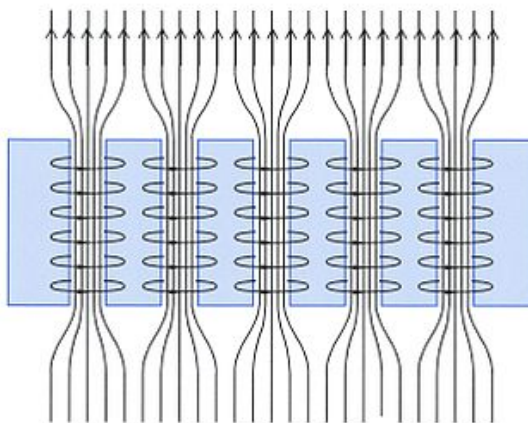


Túl nagy külső tér azonban megsemmisítheti a szupravezető állapotot. Ezen kritikus tér függ a hőmérséklettől, ui. minél közelebb vagyunk a kritikus hőmérséklethez, annál „sebezhetőbb” a szupravezető a mágneses tér hatására:

$$H_c(T) = H_c(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right],$$

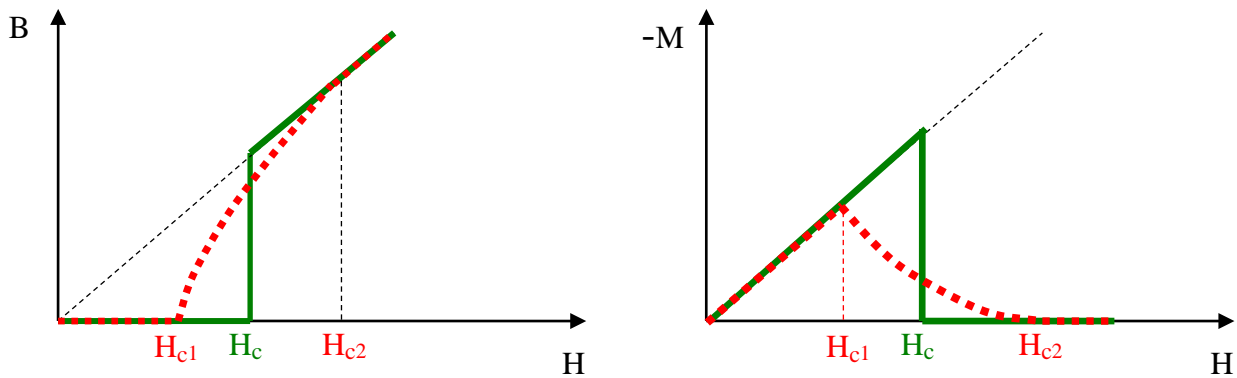
ahol  $H_c(0)$  a  $T=0\text{K}$ -hez tartozó kritikus tér.

Mindezek ebben a formában az ún. elsőfajú szupravezetőkre igazak. A másodfajú szupravezetőkben bonyolultabb a helyzet. Itt adott  $T < T_c$  hőmérsékleten két kritikus tér van. Az elsőt elérve a mágneses tér behatol a szupravezetőbe, de csak igen keskeny „csövecskék”, ún. **vortexek** mentén. A minta vortexek közötti része szupravezető állapotban marad egészen a  $H_{c2}$  kritikus tér eléréséig. Az ábrán a vortexeket karika alakban örvényáramok fogják körül, ezek biztosítják, hogy a mágneses tér a vortexekből ne kerüljön az anyag azon (kékkel jelölt) részébe, amely még szupravezető állapotban van.

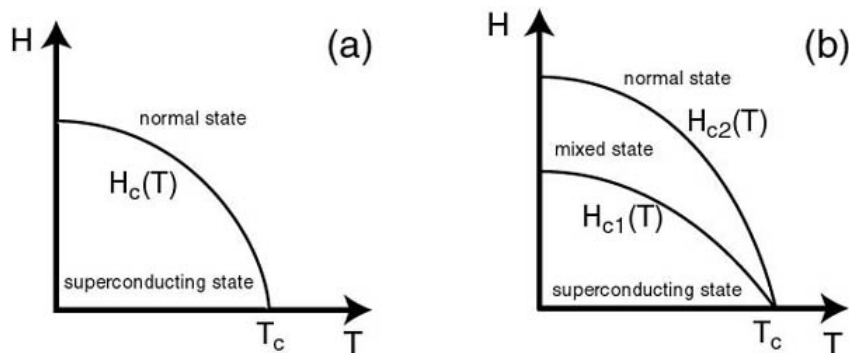


Az alábbi grafikonon a zöld folytonos vonal mutatja a  $B$  indukció és az  $M$  mágnesezettség viselkedését a külső tér függvényében elsőfajú, piros pöttyözött vonal másodfajú szupravezetőkre.





A lenti ábrán az elsőfajú szupravezetők sematikus fázisdiagramja az (a), a másodfajúké a (b) ábrán látható. Az alsó, tisztán szupravezető fázist hívják Meissner-állapotnak is, a (b) ábra közbülső fázisát pedig kevert- vagy vortex-állapotnak is. A magas hőmérsékletű szupravezetők mind másodfajúak.



Mivel az áramnak van saját mágneses tere is, nem lehet tetszőlegesen nagy áramerősséget létesíteni a szupravezetőben. Ha az áramvezető kör keresztmetszetű, felületén a mágneses térerősség

$$H = \frac{I}{2r\pi}$$

Ha a vezető felületén a térerősség eléri a kritikus térerősséget, a szupravezetés megszűnik, ez tehát korlátozza a maximális áramerősség nagyságát. Egyes másodfajú szupravezetőkben viszont ez a kritikus áramsűrűség igen nagy érték is lehet.

Lantánból, báriumtól és rézből, ezek oxidációjával keramikusan anyagok állíthatók elő. Ezen kerámiák vizsgálata során két fizikus, A. Müller és G. Bednorz rájött arra, hogy ezek az anyagok kulcsfontosságúak az újfajta, **magas hőmérsékletű szupravezetők** kifejlesztésében. Minden addiginál nagyobb kritikus hőmérsékletű anyagot állítottak elő. Felfedezésük a szilárdtestfizikában valóságos forradalmat indított el és Nobel-díj is lett az eredménye.

Számos vizsgált szupravezető kerámia szerkezetének vizsgálata azt az eredményt hozta, hogy azok közös szerkezeti elemei valamilyen elektromosan aktív (pl. rézoxid) síkok, amikben a supraáram folyik. Ezen síkokat más rétegek fogják közre, amelyek egyrészt válaszfalak, és ami még fontosabb: a pozitív és negatív töltések tárolói. E rétegek elektronállapota határozza meg a réz-oxigén síkokon folyó töltések nagyságát és az anyag kritikus hőmérsékletét. Jelenleg a legmagasabb kritikus hőmérséklet 138K (-135°C). A kerámiák rideg tulajdonsága nehezíti ezeknek a magashőmérsékletű szupravezetőknek az alkalmazását.

## A szupravezetés elmélete

Mivel a szupravezetésnek sok esetben egyáltalán nem feltétele, hogy az anyag teljesen tiszta legyen, ezért a nulla ellenállás nyilvánvalóan nem annak köszönhető, hogy a kristályrácsnak tökéletes a periodicitása és az elektronoknak nincs mibe beleütközniük. Tehát nem az a helyzet, mint elsőre gondolnánk, hogy a Matthiessen-szabálynál minden, a periodicitás sérüléséből adódó  $\rho$  tag nulla. A szupravezetőkre nem érvényes a Matthiessen-szabály, ami arra utal, hogy az azt alátámasztó elmélet korlátaiba ütköztünk. Tehát olyan elméletre van szükség, ami kifinomultabb, általánosabb, meghaladja a korábbi elméleteket.

Most csak a legismertebb és legsikeresebb elmélettel, a **BCS-elmélettel** foglalkozunk<sup>5</sup>. (Bardeen, Cooper és Schriffer, 1957, Nobel-díj 1972-ben. Bardeen korábban a tranzisztor felfedezéséért is kapott Nobel-díjat.) Az elméletet az **izotópeffektus**, az első fajú szupravezetők egy fontos tulajdonsága támasztja alá.

A kísérletek szerint adott anyag különböző izotópjainak más és más a kritikus hőmérséklete, tehát az atommagban lévő neutronok számától függ az elektronok viselkedése, holott a neutronok nem vesznek részt az elektromágneses kölcsönhatásban. A kísérletek alapján megállapították, hogy az atomtömeg négyzetgyökének és a kritikus hőmérsékletnek a szorzata adott elem esetében állandó:

$$T_c \sqrt{M} = \text{állandó},$$

Az összefüggésben  $M$  a minta atomjának tömege,  $T_c$  pedig a mért kritikus hőmérséklet. Ez az összefüggés tehát azt mutatja, hogy a szupravezető fázisátalakulás  $T_c$  kritikus hőmérsékletét az atom tömege befolyásolja, mégpedig azért, mert a különböző tömegű atomok másképp rezegnek a kristályban. Ez azt jelenti, hogy a szupravezető állapotban az elektronok a **rácsrezgésekkel** lépnek kölcsönhatásba, a rezgő atomtörzseknek kulcsszerepük van a szupravezetésben.

Az is ismert volt, hogy a szupravezető állapot rendezettebb állapot, mint a normál állapot, és ez a rendezettséget az elektronokra vonatkozik. Ezekből az alapgondolatokból a kvantumfizikában időközben kidolgozott óriási elméleti apparátus segítségével alkották meg a BCS-elméletet, amelynek főbb elemeit az alábbiakban igen leegyszerűsítve mutatjuk be.

Szupravezető állapotban az atomtörzsekhez közeledő elektron megzavarja az atomtörzs rezgésállapotát, ennek következtében az ion kvantált rezgési energiát bocsájt ki. (Nem elektromágneses, hanem mechanikai rezgésről van szó!) A rácsrezgés energia-kvantumát **fononnak** nevezzük, ezek közvetítik az **elektronok közötti kölcsönhatást**. Ez a kölcsönhatás **vonzó** az ellentétes spinű elektronok között. Ha a vonzóerő nagyobbá válik, mint az azonos elektromos töltések között ható Coulomb taszítás, az elektronok **párokká** állnak össze. Az elektronpárok energiája kb.  $10^{-4}$  eV-tal alacsonyabb, mint két különálló elektron energiája. A  $T_c$  kritikus hőmérséklet felett a fononok hatásától származó vonzó kölcsönhatás gyengébb, mint az elektrosztatikus taszítás, ezért ilyen hőmérsékleten nem keletkeznek elektronpárok.

A  $T_c$  kritikus hőmérséklet alatt az ellentétes spinű elektronok közötti fononok közvetítésével keletkező elektronpárokat Cooper-pároknak nevezzük. A Cooper-párokat nem szorosan összekapcsolt elektronokként kell elképzelnünk, hanem egymástól meglehetősen távol állóaknak. A Cooper-pár elektronjai közötti távolság  $\mu\text{m}$  nagyságrendű, vagyis a rácsállandó

---

<sup>5</sup> A BCS elmélet az ebben a jegyzetben korábban (leegyszerűsítve) tárgyaltaknál sokkal bonyolultabb, ezért itt csak főbb elemeinek felvázolására vállalkozhatunk.

nagyságrendjénél kb. tízezerszer nagyobb. Mintegy milliányi Cooper-pár hullámfüggvénye között van átfedés, ennyinek van közös térfogata.

Az elektronok feles spinű részecskék, rájuk érvényes a Pauli-elv és a Fermi-Dirac statisztika. Adott energiaállapotban csak két elektron lehet, ellentétes spinnel. Az ellentétes spinű elektronok párokba rendeződésekor viszont zérus spinű részecskék keletkeznek. A nulla eredő spinű Cooper-párok **bozonok**, így nem vonatkozik rájuk a Pauli elv. Ezek a részecskék az Bose-Einstein statisztika szerint tetszőleges számban létezhetnek adott, pl. a minimális energiájú kvantumállapotban (Bose-kondenzáció). A **közös hullámfüggvény** a következő alakba írható:

$$\psi(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})| e^{i\varphi}$$

ahol  $\varphi$  az egész szupravezetőre jellemző fázis. Az elektronpárok szabadon mozoghatnak a kristályrácsban annak ellenére, hogy valamennyien azonos energiaszinten vannak.

$T > 0K$  hőmérsékleten nem minden vezetési elektron alkot Cooper-párokat. A Cooper-párokon kívül mindig vannak a normális vezetésben részt vevő elektronok is. Ha  $T \rightarrow T_c$  alulról, akkor a nem párosodott, normális vezetési elektronok hányada tart a 100%-hoz.

A szupravezetésben lévő Cooper-párok energiája csak lépésenként és csak egyszerre változhat, így egyetlen elektronpár felbontása egyben az egész rendszer gerjesztésének felel meg, amihez szükséges egy minimális  $\Delta E$  energia. Ez az energia a Cooper-pár kötési energiája, mely a szupravezető Fermi-energiáját csökkenti. A Fermi-energia felett egy tiltott sáv, **gap** keletkezik. Ennek szélessége a Fermi-energiának mindössze tízezred része. Ha  $\Delta E$  nagyobb, mint az ionrácsot jellemző  $kT$  hőenergia, akkor a rács nem akadályozza a párok mozgását, így az elektronok nem vesztenek energiát. Ily módon a gap létezésével magyarázzák az ellenállás nélküli vezetést.

A másodfajú szupravezetőkre a BCS elmélet többnyire nem ad megfelelő magyarázatot. Rájuk még ma sincs általánosan elfogadott elmélet, persze sok dolgot biztosan lehet tudni, pl. hogy ott is elektronpárok felelősek a szupravezetésért

Elméleti és gyakorlati szempontból is fontos tény, hogy az árammal átjárt szupravezető gyűrű által körülfogott fluxus kvantált, vagyis nagysága egy legkisebb fluxusérték egész számú többszöröse lehet:

$$\Phi = n \frac{h}{2e}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

ahol  $h$  a Planck-állandó. A  $h/2e$  mennyiség az elemi fluxus, neve **fluxus-kvantum** vagy **fluxoid**. A fluxoid nevezőjében az elektronpár  $2e$  töltése is arra utal, hogy az elektronok párokká rendeződnek a szupravezetőben. A másodfajú szupravezetőben egy vortexben egy fluxoid van. Mivel az elektronpárok ellentétes spinűek, az erős külső mágneses tér növeli az energiájukat (Zeeman-energia), ez pedig a párok felbomlásához vezet. Hasonló a hatása a ferromágnesességnek is. A mai kutatások viszont olyan irányban is folynak, hogy a feltételezések szerint egyes anyagokban azonos spinű elektronok is alkothatnak elektronpárokat. Egyes mérések ugyanis szupravezetés és ferromágnesesség egyidejű létezését mutatták ki nagyon alacsony hőmérsékleten.

## Josephson-effektus

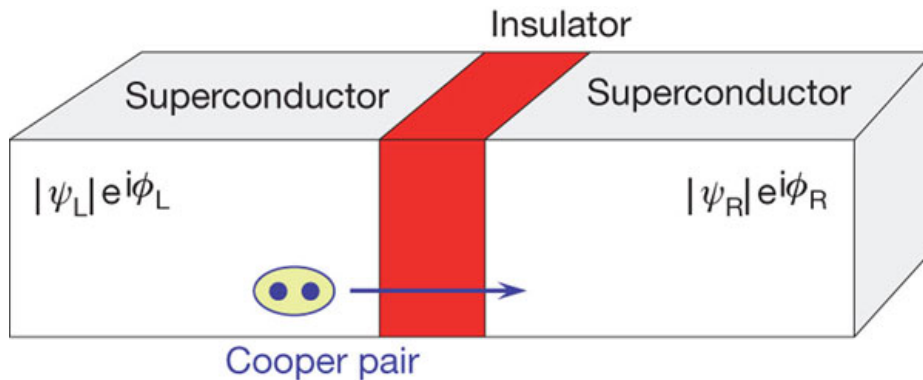
Az 1973-ban Nobel-díjjal jutalmazott *Josephson* felvetette, hogy szupravezetők között nem csak egyes elektronok, hanem Cooper-párok is közlekedhetnek alagút-effektussal. Josephson elméleti úton le is vezette a megfelelő formulákat, így a jelenséget Josephson-effektusnak nevezték

el. A Josephson-átmenet egy olyan elrendezés, ahol két szupravezetőt egy igen vékony ( $2 \cdot 10^{-9}$  m-nél vékonyabb) szigetelő rétegen választ el.

Tegyük fel először, hogy nem kapcsolunk külső feszültséget az átmenetre. Ekkor az áramsűrűség általában nem nulla, hanem

$$j = j_C \sin(\varphi_1 - \varphi_2)$$

ahol  $j_C$  konstans, a szinusz argumentumában a szigetelő két oldalán lévő (nem feltétlenül ugyanolyan anyagú) szupravezető makroszkopikus fázisának különbsége áll. Mivel ez nem függ az időtől, **egyenáram** folyik.



Tehát az ún. **egyenáramú Josephson-effektus** azt jelenti, hogy a szigetelőn keresztül folyamatosan Cooper-párok lépnek át az egyik szupravezetőből a másikba még külső feszültség hiányában is.

Vizsgáljuk most azt az esetet, amikor  $U$  **egyenfeszültséget** kapcsolunk az átmenetre. Ekkor belátható, hogy a fáziskülönbség a  $\frac{2eUt}{\hbar}$  módon növekszik az idővel, amit behelyettesítve azt kapjuk, hogy **váltóáram** folyik

$$\omega = \frac{2eU}{\hbar}$$

körfrekvenciával. Tehát a Josephson-átmenetre kapcsolt egyenfeszültség nagyfrekvenciás rezgéseket gerjeszt. A nyert frekvencia ( $f$ ), az alkalmazott feszültséggel arányos. Az alagútréteg koherens sugárforrás. Az alkalmazott  $U$  feszültség néhány mV, a frekvencia felső határa kb. 300 GHz. Ezeket a következtetéseket nagy pontosságú mérések igazolják.

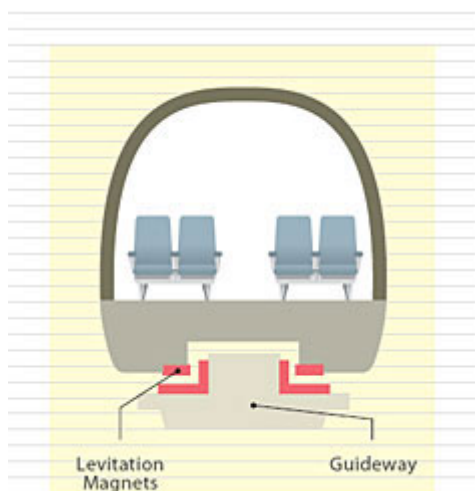
## A szupravezetés alkalmazásai

**Villamos energia szállítás:** Az ellenállás nélküli áramvezetés azt a gondolatot sugallja, hogy a szupravezetőket villamos energia szállítására célszerű hasznosítani. Ezt főleg az akadályozza, hogy az alacsony hőmérséklet állandósítása sok energiát igényel, de a technikai megvalósítás is számos nehézséggel jár.

2008-ban New Yorkban üzembe helyezték az első magas hőmérsékletű szupravezető kábelt. kb. 70K-es hőmérsékleten működik és 150-szer annyi áramerősséget bír el, mint egy ugyanakkora keresztmetszetű réz kábel. Most olyan vezeték terveznek, amely 4kA-es áramot szállítana.

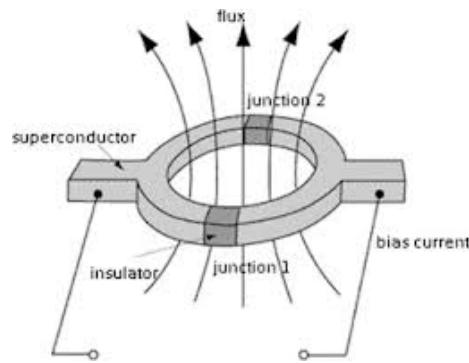
**Szupravezető zárlati áram-korlátozó:** Az ideális korlátozó normál üzemállapotban nulla impedanciával rendelkezik, amely impedancia ugrásszerűen nő meg a kívánt értékre az első zárlati áramcsúcs kialakulása előtt. A zárlati áram megszűnte után a korlátozó rövid idő alatt képes visszatérni normál működési állapotába. Szupravezetőt alkalmazva tehát a zárlati áram nem szakad meg, hanem biztonságos szintre korlátozódik. Az eszköz nem tartalmaz mozgó alkatrészt, az áram érzékelése, az áramkorlátozó működtetése a szupravezető fázisátalakulással valósul meg. Amikor a szupravezetőben folyó áram eléri az aktiválási értéket, akkor a szupravezető anyag normál állapotba kerül. Ilyenkor a védendő hálózatba egy nagy impedanciát (rezisztív típusnál ellenállást, induktív típusnál reaktanciát) kapcsol, ezzel korlátozza a zárlati áram nagyságát. Mivel mind az érzékelést, mind a beavatkozást ugyanaz a szupravezető végzi, az eszköz működése elég gyors (2-3 ms). Akár több ezer amperes áramok korlátozására is alkalmas.

**Szupravezető mágnesek:** Mivel a  $H_{C2}$  felső kritikus tér másodfajú szupravezetőkben igen nagy is lehet, igen erős mágneses teret lehet szupravezetőkkel létrehozni. Ezt alkalmazzák pl. az MRI (Magnetic Resonance Imaging) esetében, ahol igen erős mágneses tereket használnak. Az egyik legérdekesebb alkalmazás a MAGLEV, a mágneses levitáción alapuló vonat. Itt a járművek pályán tartását és hajtását a hagyományos kerekek helyett mágneses mező végzi. Ezt keltheti hagyományos elektromágnes és szupravezető mágnes is, amely a vonat aljában található. Az előbbi típusnál nagyobb a hőtermelés és nehezebbek a mágnesek is, az utóbbinál viszont folyamatosan hűteni kell a szupravezetőt.



A Japánban szupravezetőkkel működő típus akár 10 cm-re is képes lebegni a pálya felett és 2015-ben 603km/h sebességet ért el.

**Mágneses tér mérése:** A **SQUID** egy érzékeny műszer mágneses tér mérésére. A betűszó a **S**uperconducting **Q**uantum **I**nterferometric **D**evice szavakból származik. (Szupravezető kvantuminterferenciás készülék.) A két Josephson-átmenettel képzett hurok olyan áramköri elem, melynek belsejében a mágneses fluxus kvantált, értéke csak a fluxoid egész számú többszöröse lehet.

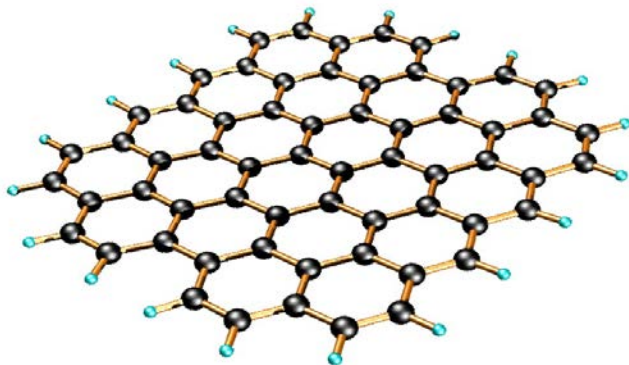


A fluxoid nagysága  $2 \cdot 10^{-16}$  Vs. A SQUID-en átfolyó áram a hurkon belüli fluxusok periodikus függvénye. Ennek következménye, hogy az eszközzel rendkívül kis áramok ( $10^{-18}$ A) és  $10^{-14}$ T-nál gyengébb mágneses indukció mérhető. A SQUID többek között geológiai kutatások során, valamint a szív és az agy elektromos tevékenységével kapcsolatos gyenge mágneses jelek érzékeléséhez hasznosítható. A geológusok a SQUID-del olaj-, víz- és ásványlelőhelyek után kutathatnak, mivel ezek helyi anomáliákat okoznak a földi mágneses mezőben.

**Információ-technológia:** Az ún. RSFQ (rapid single flux quantum) technológia főleg a digitális jelfeldolgozásban használható: a tranzisztorok helyét Josephson-átmenetek veszik át. Az információ mágneses fluxuskvantumok formájában tárolódik. Akát több száz Gigahertz frekvenciával is működhet. Sajnos 20-25K fölött a hibák aránya gyorsan növekszik, ezért költséges hűtést kell alkalmazni. A hűtéstől eltekintve azonban sokkal kevesebbet fogyaszt, mint a hagyományos CMOS technológia. Az RSFQ egy klasszikus és nem kvantumszámítógépes technológia, a Josephson-átmenetek viszont alkalmasak arra is, hogy **kvantum-számítógépekben** a Qbiteket tárolják.

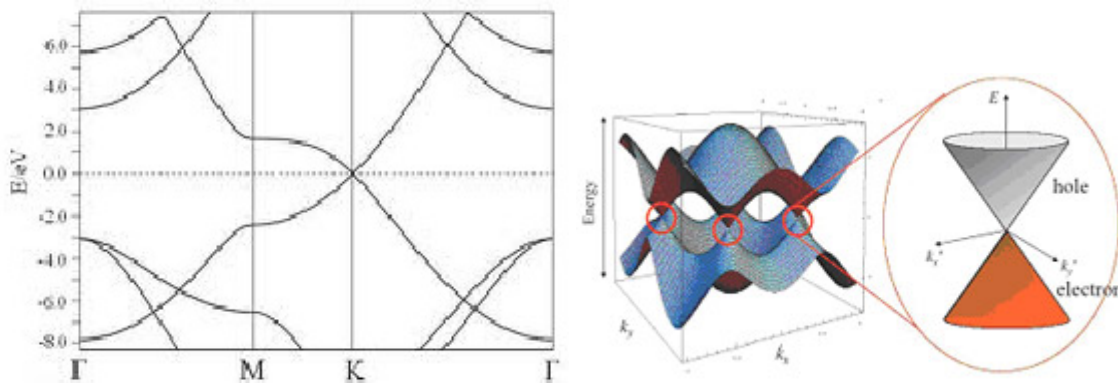
## 6. A Grafén és társai

A grafén (Gaim and Novoselov, 2004, UK, Nobel-Díj 2010) egy atomi réteg szénatomból áll, amelyek hatszöges (méhsejt vagy honeycomb) típusú rácsba rendeződnek. A grafén a legerősebb olyan anyag, ami egy atomi rétegből áll. A szénatomok közti kötés nagyon erős, de rugalmas, így a grafén háló képes 20%-ot nyúlni.



Mivel minden szénatomnak csak három szomszédja van és a rácsban minden kötés ekvivalens (nincsenek kettős kötések), az elektronok egy része szabadnak tekinthető (a grafén egyfajta aromás óriásmolekula). A grafén sáv szerkezete egydimenziós ábrázolásban és két dimenzióban:





Jól látható, hogy a Fermi-szint körül **nincs tiltott sáv**, az elektronokat tartalmazó alsó (narancssárgával jelölt), és az üres (szürkével jelölt) felső Dirac-kúp egy pontban, az ún. Dirac-pontban összeér. Emiatt nagyon kevés elektron van a Fermi-szint közvetlen közelében (ebből a szempontból a grafén félfémnek tekinthető). Nagyon kicsi térerősségekre csak ez az igen kevés elektron tud gyorsulni és az alsó kúpból a felsőbe kerülni. A térerősség növelésével ezen elektronok száma növekszik. Tehát a grafénre **nem teljesül az Ohm-törvény**, mert a vezetőképesség első közelítésben maga is lineárisan nő az alkalmazott térerősséggel.

A diszperziós reláció a Fermi-szint közelében lineáris, tehát **nem** a fémekre jellemző  $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$

kvadratikus összefüggés érvényes, hanem

$$E = \hbar v_F |\vec{k}| = \hbar v_F \sqrt{k_x^2 + k_y^2},$$

ahol  $v_F \approx 10^6 \frac{m}{s}$  az elektronok sebessége a Fermi-szinten, a  $k$  vektort pedig a Dirac-pontból számítjuk. Ez a linearitás a (nyugalmi tömeg nélküli) fotonokra jellemző tulajdonság.

Végeredményben az adódik, hogy az elektronok és a lyukak effektív tömege a Dirac-pontban nulla, azaz igen **mozgékonyak**. Az elektronok mobilitása átlagosan kb.  $20 \text{ m}^2/\text{Vs}$ , tehát majdnem 4 nagyságrenddel nagyobb, mint a rézben. A grafén vezetőképessége emiatt jobb, mint a rézé. A pontos feszültség-áram karakterisztika sok paramétertől függ, de általában elmondható, hogy a lineárisnál gyorsabban nő az áram a feszültséggel.

Mindebből látszik, hogy a grafén **nem félvezető**, tehát ebben a formában nem lehet belőle tranzisztort készíteni. Természetesen nagy erővel folyik a kutatás olyan más módosulatok után, amely alkalmas lehet arra, hogy kiszorítsa a szilíciumot a jelenlegi uralkodó pozíciójából.

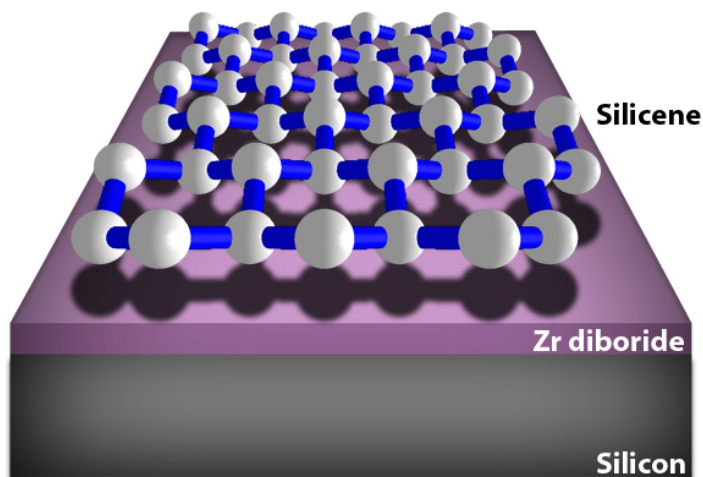
Mindemellett a graféntől, mivel átlátszó, forradalmi újításokat remélnek az érintőképernyős technológiákban. Kínában már most is gyártanak olyan okostelefont, amelynek a képernyőjén grafén bevonat van és egyes források szerint ennek a hajlítható verziója is létezik már, amelyet majd a csuklónkra is lehet tekerni. Egyes kutatások azt az eredményt hozták, hogy a grafénnek egyfajta öngyógyító tulajdonsága van, ezért érdemes lesz robotok burkolataként („bőr”) használni.

## A Szilicén

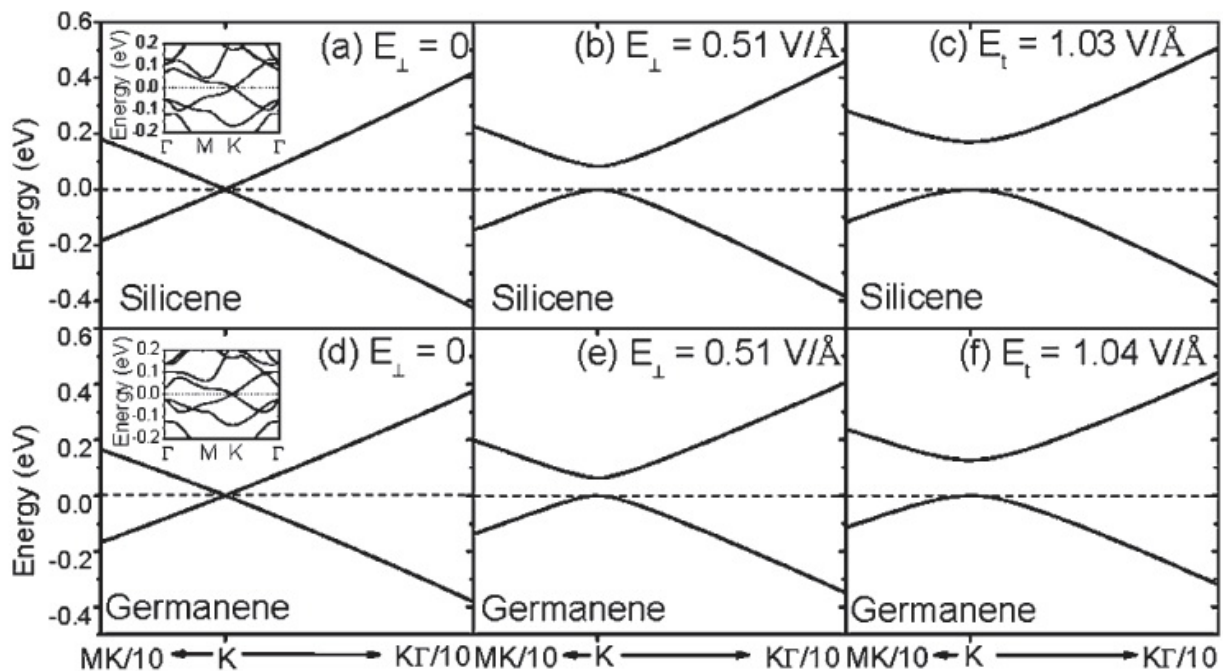
(2010-2012) A szilicén (és a **germanén**, amelyet csak 2014-ben állítottak elő) hasonló szerkezetű, mint a grafén, csak nem teljesen egy síkban vannak az atomok, hanem minden második



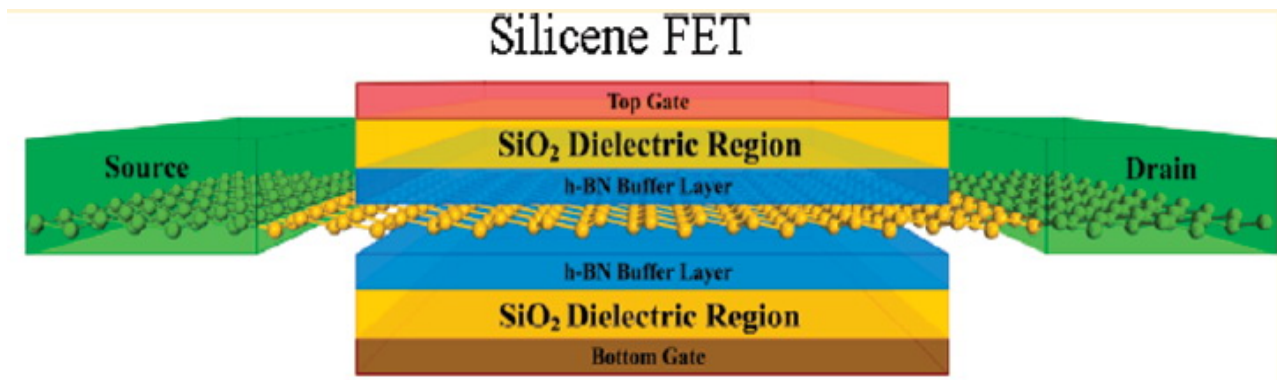
kiemelkedik a síkból. Más szavakkal, a szomszédos kötések szöget zárnak be, tehát a felület hullámos.



A sáv szerkezetük hasonló, mint a graféné. Azonban ha a síkra merőleges elektromos térerősséget alkalmazunk, a szomszédos atomok többé már nem lesznek ekvivalensek, így a sáv szerkezet megváltozik, konkrétan **tiltott sáv** keletkezik. Ennek szélessége egyenesen arányos az alkalmazott térerősséggel. Ez azt jelenti, hogy a sík vezetőképessége (a síkkal párhuzamos irányban) befolyásolható a síkra merőleges térerősséggel.



A kutatók azt remélik, hogy a szilicént könnyebb lesz a meglévő szilícium alapú félvezető-technikákba integrálni és ezzel további miniaturizálást és teljesítménynövelést elérni. Az ábrán egy szilicén tervezérlésű **tranzisztor** prototípusa látható: a félvezető csatorna mindössze egy atomi réteg adalékmentes szilicén.



## A Foszforén

A foszforén mechanikailag sokkal stabilabb, mint a szilicén, a grafénnal szemben pedig az az előnye, hogy van tiltott sávja. A direkt gap monorétegnél kb. 0,9eV, aztán a rétegek számának növelésével fokozatosan csökken, határértékben egészen kb. 0,1eV-ig.

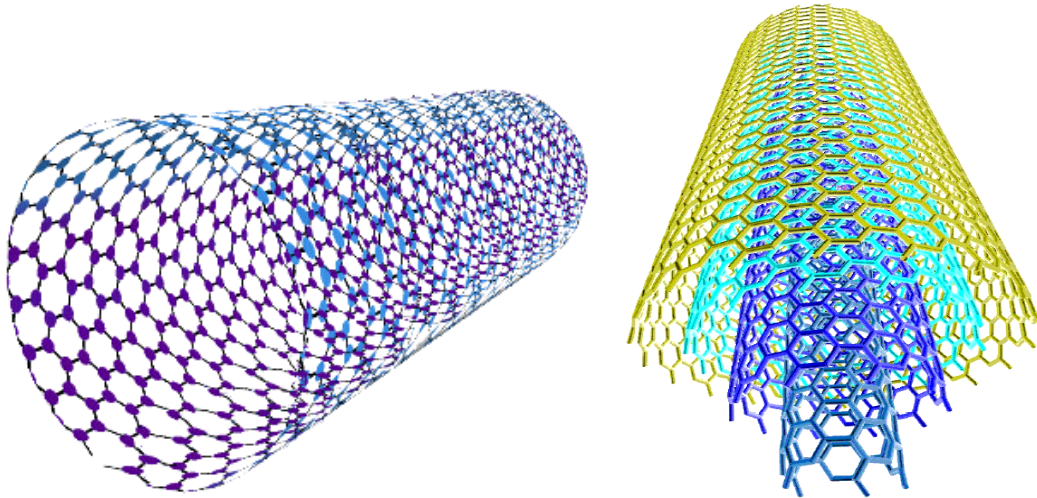


Nature Nanotechnology 9, 330–331 (2014) DOI: 10.1038/nnano.2014.85

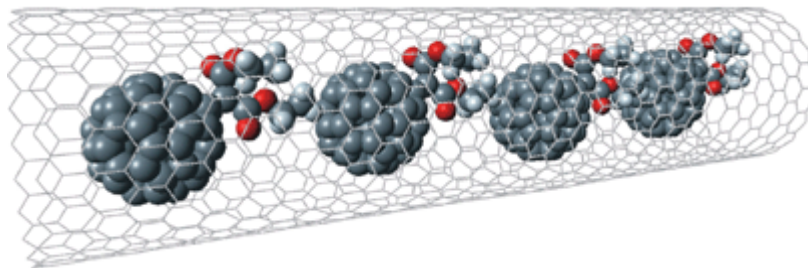
A kutatók foszforénból néhány atomi réteg vastagságú p-típusú tranzisztor prototípust készítettek és méréseket végeztek a tulajdonságainak megállapítására, ami alapján elképzelhetőnek tartják, hogy ennek az anyagnak fontos szerepe lesz a jövő tranzisztoraiban. Más kutatók az javasolják, hogy **alagút**-FET-eket (TFET) kell foszforénból készíteni, mert a numerikus számítások alapján jobbak lesznek a jelenlegi MOSFET-eknél.

## A Nanocsövek

A grafénhez hasonló szerkezetűek a szén-nanocsövek (Carbon NanoTubes, CNT-s). A bal oldali ábrán egy ilyen cső, a jobb oldalin négy egymásba ágyazott koncentrikus cső látható.



Először a többfalú nanocsöveket sikerült előállítani és csak később az egyfalút. Újabban a csövek belsejébe más atomokat vagy molekulákat tesznek (pl. fullerének), az így kapott rendszert nanoborsónak hívják.

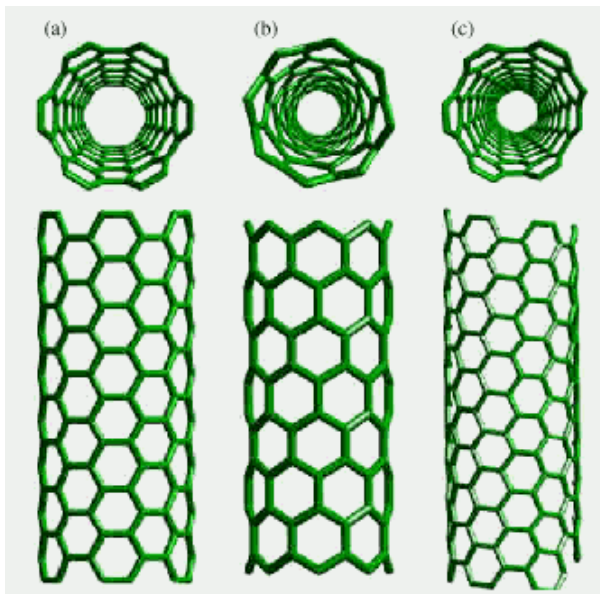


Az alábbi ábrán különböző szerkezetű csöveket láthatunk.

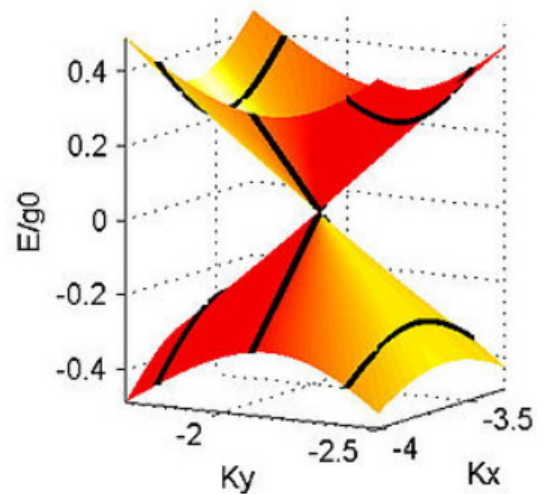
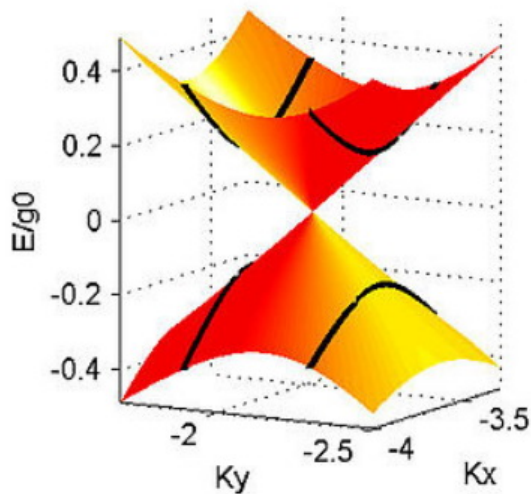
Az a) ábrán a kötések harmada a cső tengelyére merőleges (itt: vízszintes), de nincs olyan kötés, amelyik a cső tengelyével lenne párhuzamos. Ezt a fajtát karosszék típusnak hívják.

A b) ábrán fordítva: a kötések egyharmada párhuzamos a cső tengelyével, de egyik sem merőleges rá (cikkcakk típus).

A c) ábra egy ferde (királis) szerkezetet mutat be, ahol egyik kötés sem párhuzamos és nem is merőleges a cső tengelyére, ezért a cső nem tükörszimmetrikus.



A nanocsövek vezetőképessége elsősorban típusuktól és a konkrét mérettől függ. Léteznek fémes nanocsövek kiemelkedő vezetőképességgel (főleg a karosszék típus) vagy félvezetők keskeny tiltott sávval (többnyire a cikkcakk típusúak). A sávszerkezetet úgy kapjuk, hogy a grafén Dirac-kúpját (az ábrán piros-sárga) a megfelelő  $k$  értékeknél egy (az ábrákon függőleges) síkkal elmetsszük (a metszévonalakat feketével jelöltük). A struktúrától függ, hogy a metszéspontnál éppen összeér-e az alsó és a felső sáv vagy nem, tehát lesz-e tiltott sáv vagy nem.



Amennyiben nincs tiltott sáv, a nanocső nemcsak, hogy igen jó vezető, hanem előfordulhat ballisztikus vezetés is, amikor az elektronok nem ütköznek és nem szóródnak a rácshibákon, azaz nincs energiavesztés. A jó elektromos vezetés jó hővezetést is jelent. Az ilyen nanocsöveket arra próbálják felhasználni, hogy a tranzisztorok működése során keletkezett **hő** elvezessék a túlmelegedés elkerülése érdekében.

Kvantált vezetés: „Ideális” rendszerben a  $G = \frac{1}{R} = \frac{I}{U}$  (Siemensben mért) konduktancia diszkrét értékeket vehet fel:

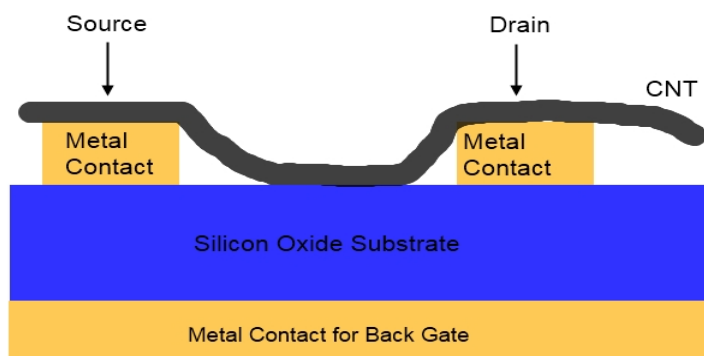
$$G = 2N \frac{e^2}{h}, \quad N \text{ természetes szám}$$

A 2-es faktor a kétféle spinbeállítás miatt van. Mivel külső mágneses térben a kétféle spinbeállítás egyenértékűsége megszűnik, a kettős faktor eltűnik a képletből.

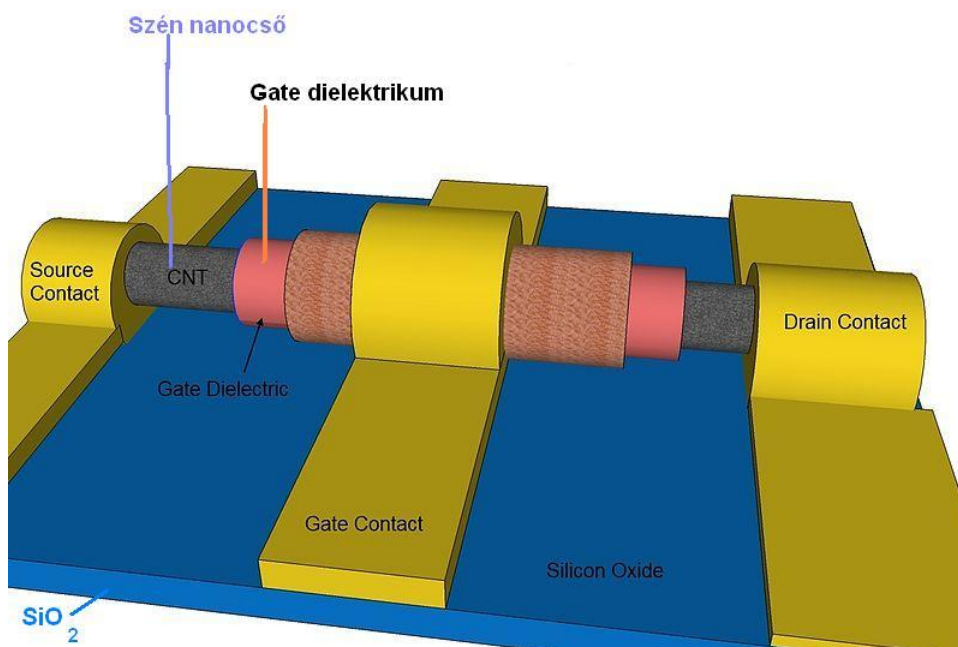


**Nanotube tranzisztorok:** 1998-ban jelentek meg az első publikációk arról, hogy szén-nanocsövekből sikerült megalkotni tranzisztorokként működő eszközöket. Azóta mind az ehhez kapcsolódó elmélet, mind a gyakorlat sokat fejlődött, de még mindig rengeteg a nyitott kérdés ezen a területen.

Kezdetben a technológia csak ahhoz volt elég, hogy rávigyék a fém elektródákra a nanocsöveket, és meglehetősen sok véletlenszerűség volt abban, hogy az épp mennyire érintkezett a kivezetésekkel.



2008-ban állítottak elő olyan prototípust, ahol a szigetelő réteg (belül) és a Gate elektróda (kívül) koaxiálisan, mintegy csomagolásként körbeveszi a nanocsövet. Az ilyen tranzisztorok néhány paramétere jobb, mint a hagyományos MOSFET-eké, pl. a vezérelt áramsűrűség nagyobb, ha nyitva van a Gate és kisebb, ha zárva van, továbbá nagyobb a töltéshordozók sebessége. Emellett elméletileg akár a Terahertzes frekvenciatartományban is működhetnek.



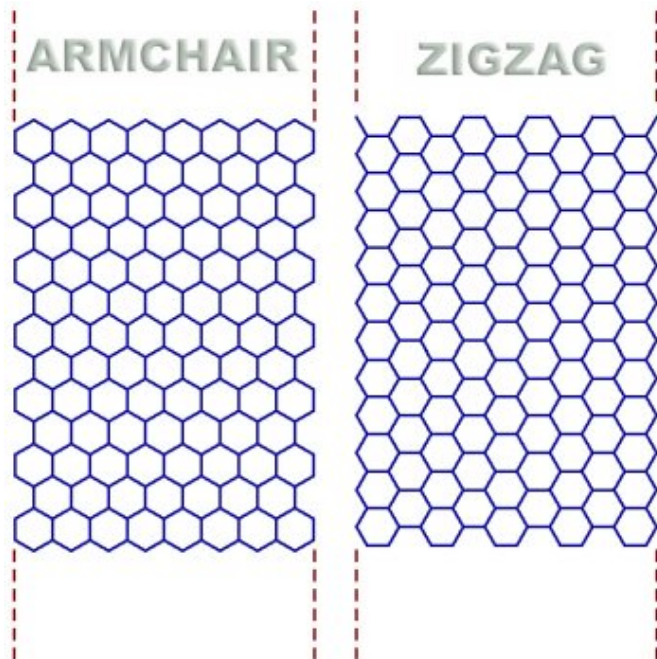
Ennek a geometriai elrendezésnek két típusa van, amelyek működési elvükben is különböznek

1. A nanocső és a Source, valamint a cső és a Drain fém-elektrodák között ohmos kontaktus van. Ez a típus jobban hasonlít a hagyományos MOSFET-ekre. A nanocső két végét erősen adalékolják, így a közepe egy potenciálgátat képez, amelynek magasságát a Gate feszültséggel lehet szabályozni.

2. A nanocső Schottky-átmenetet képez a Source és a Drain elektródákkal. Itt a Gate feszültséggel a potenciálgát szélességét lehet szabályozni.

## A Nanoszalagok

A nanoribbonok szélessége kisebb, mint 50nm. Két típusuk van: Karosszék és cikkcakk.



A sáv szerkezetet és a vezetési tulajdonságokat befolyásolják:

- a szalag szélessége
- Karosszék vagy cikkcakk típus
- a szalag széleit milyen módon inaktiválják (zárják le, pl. hidrogénezéssel).

A kutatók több esetben is tiltott sávot mutattak ki a Fermi-energia körül. A helyzetet bonyolítja, hogy az elektronok mobilitása is függ ezektől a paramétereiktől és általában kisebb, mint a grafénben. Legújabban ilyen nanoribbonok-ból (pl. 7 szénatom, azaz 0,74nm szélességű szalagokból) próbálnak FET-eket konstruálni és a tulajdonságaikat, működésüket tanulmányozni. Egyre közelebb kerülnek ahhoz, hogy atomi szinten kontrollálni tudják azt, hogy mi zárja le a szalag széleit.