

Az informatika fejlődése miatt az utóbbi évtizedekben a mérnöki munka alapos változások ment keresztül. A termelés automatizálása rendkívül megnövelte az egy munkaórára eső termelt mennyiséget, emellett pl. a fogyasztásra szánt termékek és az azokat termelő eszközök es berendezések tervezését is radikálisan átalakította, arról nem is beszélve, hogy számtalan új, az informatikához kapcsolódó termék jelent meg önműködően, ill. korábbi termékekre beépítve, mint pl. az autók fedeleit számító gépe. Mindez nem lett volna lehetséges a hardver, elsősorban a felvezető technológia fejlődése nélkül. Ez a jegyzet azt tüzi ki fő célul, hogy az olvasó mélyebben, az ismertetésről szintet meghaladva megértsze az elektronos vezetést, a felvezetők működését és az ehhez szükséges szilárdtestfizikai alapokat.

Az előző olyan modell, amely sikeresen értelmezte a fémek elektronos vezetését, az ún. Drude-modell volt. Az 1862-től ismert Ohm-törvény ma is a műszaki élethűben használt legalapvetőbb összefüggésnek egyike. Azonban csak a XX. sz. hajnalán sikertűlt elöször Drude-nak megmagyarázni és a mérnök-hallgatók döntő többsége ma sem tudja, miért igaz az Ohm-törvény, illetve hogy mi az érvényességi határa. A kvantummechanikai megjelenésvel a fejlettebb modellek közül számunkra legfontosabb az, hogy mitől lesz felvezető egy anyag és hogyan lehet ügy modosítani a tulajdonságait (pl. adalék-anyagokkal), hogy a kívánt céral alkalmazni lehessen. Tehát az alapvető szilárdtestfizikai modellek után tömörön tanuljuk a tiszta és adalékolt felvezetőket, a p-n átmenet, a dióda és a különféle tranzisztorok működését. A jegyzet végén olyan anyagok kerülnek bemutatásra, amelyek egyrészt fontos szerepet játszhatnak a jövő informatikájában (pl., de nem csak kvantumszámitó-gépekben), másrészt egyéb területeken is felhasználják, ill. felhasználhatják őket. Az egylégy ilyen anyagsalád a szupravezetők, ezeket mátris több helyen alkalmazzák, pl. mágneses lebegetésű vonatoknál, amelyekkel igen nagy sebességeket lehet elérni. A másik bemutatott anyagsalád a nanotechnológia egyik legígéretesebb anyaga, a grafén, ill. a szén-nanoszövek és nanoszalagok, valamint ugyanezek sziliciumból álló variánsai, amelyek a 2010-es években kerültek az érdeklődés horizontjére.

1. Drude modell

2. Szemmelfeld-modell

3. Elektronok a periodikus potenciálterben

A sávszerkezet megjelenésének magyarázata
Elektronok vezetés és effektív tömeg
Krisztályok osztályozása sávszerkezet alapján

4. Felvezetők

A p-n átmenet különfeszültség nélkül
A p-n átmenet egyenirányító tulajdonsága
Fém-felvezető átmenet
Felvezetők és a fény
Tranzisztorok

A bipoláris tranzisztor

FET – Térvezetlésű tranzisztor

MOSFET-ek típusai

5. Szupravezetés

A szupravezetés elmélete

A szupravezetés alkalmazásai

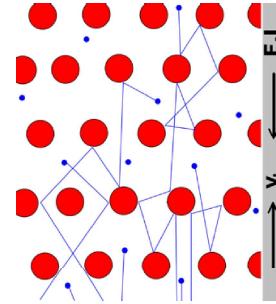
6. A Grafén és társai

A Szálíten

A Foszforén	49
A Nanocsoportok	50
A Nanoszalagok	53

1. Drude modell

A közel szabadtahat tekintető töltéshordozók elektronos térfelválasztására bekövetkező mozgását a Drude-modellrel írhatjuk le (1900 körül), mely az elektronok mozgását klasszikusan kezeli. A töltéssel bíró elektronok a kristályba varannak zárára, de azon belül szabadon mozognak, kivéve, amikor – véletlenszerűen – beleütköznek az atomtörzsökkel és azokon szorodnak. Akármekkor nagyságú és irányú sebessége is volt az elektronoknak, a modell szerint ütközéskor minden elfelejtődik. Emellett a lokalizált (atomtörzsökkel kötött) elektronok mozgását az elhanyagoljuk. Az atomtörzsöknek tehát itt két szerepük van: biztosítani, hogy semleges maradjon az anyag (az elektronok ne tasztsák szét egymást) és vettük titkot az elektronok.



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

Az elektronok tehát az akadályokon átlagosan τ időnként rugalmatlanul ütköznek. Az ütközés során teljes egészében elveszítik az elektronos térből felvett energiát, és a sebességük nagysága a V_T termikus átlagsebesség lesz, irányával $\vec{\ell}$. Az ütközés után azán ismét gyorsulnak az elektronos térfelválasztásra. Az elektronok tehát τ idő alatt $\vec{\ell}$ átlagos üthosszat tesznek meg, ebből kapjuk az elektronok átlagsebességét: $v = \frac{\vec{\ell}}{\tau}$. Itt a v sebesség a V_T termikus sebesség összege. Csatlakoztatva a tért működő kialakult sebesség összegét,

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

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

A Foszforén	49
A Nanocsoportok	50
A Nanoszalagok	53

Ebből a idő alatt a sebességváltozás $\Delta V = \ddot{a}\tau$, tekintünk azt az átlagos driftsebességnak. Csak ez elektronos térfelületekkel előkészítve hozzá az áramhoz, a termikus sebesség véletlenszerűségenél fogva nem. A gyorsulást behelyettesítve:

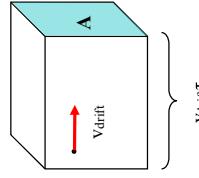
$$\vec{v}_{drift} = \frac{-eE}{m_e}\tau$$

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

$$\mu = \frac{V_{dijt}}{\Sigma} = \frac{-e\tau}{}$$

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

Vízzállunk az anyag belsőjében egy pont akkora (elképzelt) hasáböt, hogy átlagosan a hasábban lévő elektronok haladnak át t idő alatt a jobb oldali A felületen. Ehhez a hasáb oldalának $s = V_{\text{drift}}$ hosszúnak kell lennie, tehát a hasáb térfogata $V = A \cdot V_{\text{drift}} \cdot t$.



Az elektronok száma a hasábban: $N = nA V_{\text{drift}} \tau$

Az A felületen áthaladó áramrőssége

$$I = \frac{Q}{V_{\text{drift}}} = \frac{-enA V_{\text{drift}} \tau}{V_{\text{drift}}} \equiv -enA V_{\text{drift}}$$

Δt A driftsebességre kapott összefüggést behelyettesítve:

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

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

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

¹ Ebben a közöltetben az / 2 lenne az átlagsebesség, de az utkózések véletlenszerűséget feltételezve valószínűség-számlálási eszközökkel meghatárolható az σ halván eredmény.

Tehát a levezetés a kísérletileg mértető $\sigma = \frac{1}{\rho}$ 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 mennyiségi nem függ, mivel az elektron töltése és tömege univerzális állandó. A térförség hatására felgyorsult elektronok ütközésekkel az atomtörczökkel, ezért nem gyorsulnak a végtelenségi. Az ütközések során a különbözőszínűek felvett energiája az atomtörczek rezgési energiatárává, azaz hővé alakul, ez a magyarázata az T/R teljesítmény Joule-hő keletkezésének. $\sigma = en\mu$

$$\text{d) } n = \frac{N}{V} \Rightarrow N = nV, \quad [n] = \frac{av}{m^3}$$

Vizsgálunk az anyag belsőjében egy pont akkora (elképzelt) hasáböt, hogy attagozson a hasábban lévő elektronok haladnak át τ idő alatt a jobb oldali A felületen. Ehhez a hasáb oldalának $s = V_{\text{drift}}$ hosszúnak kell lennie, tehát a hasib térfogata $V = A \cdot s \cdot V_{\text{drift}}$.

卷之三

$\tau_{\text{drift}} = \tau_{\text{drift}}$

A hasábban lévő elektronok töltése:

$$I = Q = -enA V_{\text{drift}} \tau = an \Delta V$$

sokkal nagyobb. Tehát τ és ezzel a σ nem a térfösségtől, hanem T -től függ. Ez logikus, hiszen ha nem így lenne, nem igaz az Ohm-törvény, vagyis az áram nem lenne arányos a feszültséggel. A $R = \tau \cdot \sigma$ törvénytől származóan, a (termikus) sebesség, a felhasználásával kapujuk, hogy a szabadtérben áramló elektromos töltések által létrehozott elektromágneses mezőknek a következők szerinti utihossz návezetűből adnának mintha véletlenszerűen alkadáinknak atomtörzsek az elektronok útjába:

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

Ugyanútként, a vezetőképesseggel 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 elosztva a minta tisztaságát fizet. Az alábbi ábrán, a vízszintes tengelyen a homokszerszámot látható, az aul levő görbe tiszázhányra vonatkozik mint a fejű lévők. Ezt a modellek nem tudja meghatározni.

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

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



ahol n továbbra is a vezetőkonzcentrációja, nem pedig a fókvantumszám. Ez ugyanaz az eredmény, amit a Drude-modellnél kaptunk, ugyanaz a τ is. Csatlakozó most nem a klasszikus statisztikát kell használni.

- A fajtót 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 tülpünk a klasszikus mechanikán. A kvantummechanikai Schrödinger-egyenletet kell megsoldani, hogy megkapjuk az elektron hullámfüggvényét. A legegyszerűbb változatban csak egy elektronra oldjuk meg az időfüggelten Schrödinger egyenleteket. Az elektronok egyedi atomörzsekkel való kölcsönhatását továbbra sem vesszük figyelembe (nem is beszélve a vezető elektronok közötti kölcsönhatástól), tehát úgy tekintjük, hogy a fém belséjében azonos nulla a potenciál, a fém határához pedig derékszögű, végzettségi általánosításban „dobozba zárt részecske” vagy „végeten falú” potenciálgodörök” problémával, amely az elemi kvantummechanikából ismert. A Schrödinger-egyenlet megoldására a fém belséjében **szíkhullám**:

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

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

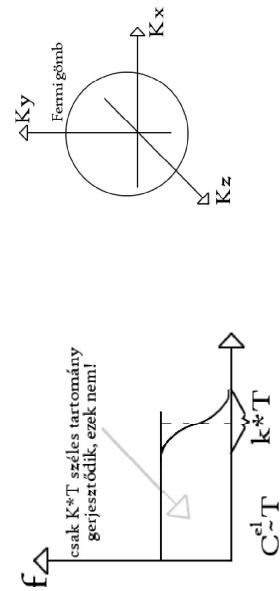
$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}. \text{ Ezt az ún. diszperziós relációt láthatjuk az ábrán (E a } \mathbf{k} \text{ függvényében egy parabola). Ahogy azt a kvantummechanikánál a szabad részecskenél láttuk, a } \psi_{\mathbf{k}} \text{ állapotok energia- és impulusz- sajátállapotok, tehát E és p (ezzel a sebességgel) értéke meghatározott. Megjegyzés: Ha az energia kifejezését lederiváljuk k szerint, akkor egy } \hbar$$

konstansról 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:

$$\left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right)^{-1} = \frac{1}{\hbar^2 m_e}. \text{ Ennek majd a következő modellnel lesz jelentősége.}$$

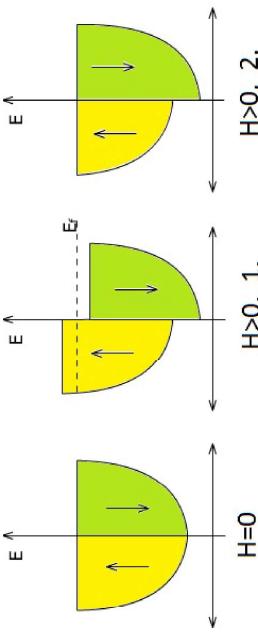
Fermi-Dirac statisztika:

- Figyelembe veszi a Pauli-elvet
- Alapállapotban, azaz $T=0$ -nál ahogyan az elektronokat rakjuk be a rendszerbe, először a legalacsonyabb energiájú állapotot töltödhet be, ezután a magasabbak. Az energiaminimum elve miatt lesz egy olyan energia, ami alatt az összes állapot betöltött, felettes egyik sem az. Ez Fermi energiajának 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 -térből felrajzolva az állandó energiájú felületeket, azok gömb alakúak, tehát a Fermi-energiának is egy gömbfelület felel meg, ez a Fermi-felületnek hívják. Mivel az alacsony energiájú állapotok minden betöltöttük, igen nagyszámú elektron esetén $T=0$ -nál is sok olyan elektron van, amelynek 0-nál sokkal nagyobb az energiája. Ez lenyeges eltérés a klasszikus Drude-modellhez képest.
- A modell jól magyarázza a fémek fajhőjét: csak a Fermi energia körül mintegy kT széles tartományban gerjeszti (nagyobb hőmérsékleten szélesítésből lesz a sav, nagyobb a fajhő, tehát a fajhő egyenesen arányos T -vel). $T=0$ -nál a Fermi gömbben az összes állapot betöltött, kivül egyik sem. T növelésével egyre több elektron és a gömbfelülettel egyre távolabbiak (ez befelé erőződik) is gerjesztődnek, azzal a Fermi szinten kívül kerülnek, de ezek száma szabátmérőként körül még nem túl sok.



- A modell jól magyarázza néhány fém paramágnesességet. A vezetési elektronok nem helyhez kötötték, így rajuk nem a Maxwell-Boltzmann, hanem a Fermi-Dirac statisztikát alkalmazni, ami a hőmérséklettől elso közelítésben független paramágneses járatokat

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



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

- A klasszikus Maxwell-Boltzmann eloszláshez képest jóval nagyobb az átlagos sebesség,

amely nem, pontosabban csak kis mértékben függ T -től.

Az elektronok nagy része tehát nagy (klasszikusan kiszámolt értéktől egy nagysárenddel

nagyobb) impulzussal (sebességgel) rendelkezik: $v_T \geq 10^6 \frac{m}{s}$. Ebből arra következhetünk, hogy az $\ell = vT$ átlagos szabad úthossz is nagyobb, szobahőmérsékleten 50-100 racsallando, de $T \rightarrow 0$ esetén (mivel σ , és ezzel T is sokszorosára nő), tiszta anyagokban sok ezér vagy akár százzer racsallando is lehet. Ez a klasszikus fizikának ellentmond.

A klasszikus modellen azért csökkent a fajlagos ellenállás $T \rightarrow 0$ -nál, mert az átlagos (termikus) ℓ csökken és az ℓ 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 lásztat-magyarázatot adott.

A valóság: az elektronok sebessége lényegében állandó és $T \rightarrow 0$ esetén $\ell \rightarrow \tau$ nő $\rightarrow \sigma$ nő. De miért nő az átlagos szabad úthossz, ha csökken a hőmérséklet? Erré és pl. a maradék-ellenállás létezésére ebben a modellben nem kapunk választ. Magyarul, kiderült, hogy a Drude-modell rosszul magyarázza az ellenállás hőmérsékletfüggését, de a fejlettebb Sommerfeld-modell meg sehogy 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 növelte (paradox módon, ha nincs a rácsponton atom, abba beleütközik, ha van, abba nem.)

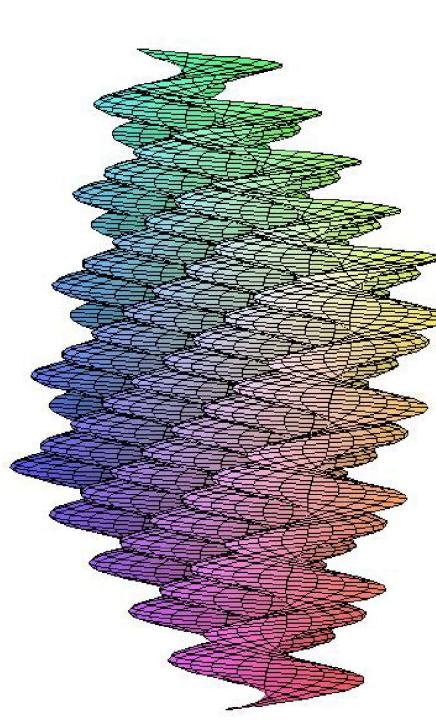
Összefoglalva a kvantummechanikai Sommerfeld-modell a fajhőt jól adja meg és az elektromos vezetés szempontjából is közelebb áll a valósághoz, mint a Drude-modell. Azonban nem ad választ arra a kérdésre, hogy miért nem ütközik az elektron a periodikusan elhelyezkedő atomtörzsekkel, a szennyezőkkel és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

3. Elektronok a periodikus potenciáltérben

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

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

Tehát minden rácspontban, feltettük, hogy a potenciál is rácspériódikus (a potenciálfüggvényt R -rel eltörlve 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. Szerezésére e nélkül is kaphattunk fontos információkat a megoldásról a Bloch-tétel segítségével.

A **Bloch-tétel** kimondja, hogy rácspériódikus potenciál esetén az időfüggelten Schrödinger-egyenlet megoldásai a

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

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

síkhullámforma a szabad részecske jellemző, amelynek mindenütt ugyanakkora a megrállási valószínűsége).

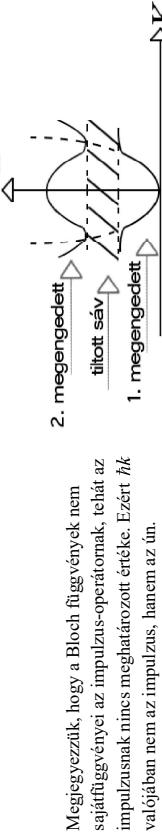
Következtetések:

1. A képletből látszik, hogy $|\psi_{nk}|^2 = |u_{nk}|^2$ (az e-adós tényező kiesik, mivel egy abszolút éréktől), tehát az elektronok megrállási valószínűsége is rácspériodikus. A Bloch-függvények stacionárius, időben állandósult állapotok, vagyis az elektron nem ütközik a periodikusan elhelyezkedő atomtörzsekkel. Ez az elektron hullámtérnemesezének megnyilvánulása: a tökéletesen periodikus közegeben (ha kristályhibák nincs a rács szélét nem veszük figyelembe) az elektron-hullám akadályalanul terjedhet.

Megjegyezzük, hogy ha egy elektron hullámfüggvénye a fenti Bloch-függvény, akkor az elektron bármelyik atom közöttben ugyanakkora valószínűséggel található a kristályban, tehát a helyének a határozatlansága megfelelően nagy.

2. $\forall n > 0$ -ra van ψ_{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 konkré特 ψ_{nk} függvények kiszámításához és a sávszerkezet meghatározásához ismerni kell(ene) a konkré特 U potenciált (ami a kristálytípusról 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 kizél áll valodi impulzushoz, ezért a kettő közti különbségtől ebben a jegyzében eltekintünk. Abban az értelemben ez játszsa az impulzus szerepét, hogy $\frac{d\hbar k}{dt} = F_{ext}$, ahol F_{ext} a külső erő eredője, tehát azoké az erőké, amelyek nem a periodikus potenciáltól származnak, hanem pl. külső elektromos vagy mágneses térből.

Az 1. következményről:

Egy többetlenben periodikus fém-kristályracs ellenállása lényegében nulla lenne, ui. ekkor az elektronok hullámfüggvénye is felveszi a rácspériodicitását, és nem ütközik az atomörzsekkel.² (Ez nem azt jelenti, hogy nem hat kölcsön vellik, hiszen őpp a kölcsönhatás következében lesz rácspériodikus a megrállási valószínűsége). Ehhez képest minden, ami a periodicitást lerongja, növeli az ellenállást. Többféle kristályhiba van, pl. vakanciák, interszicíós atomok, diszlokációk, szemcseshatalrok. Ezek száma is függhet a hőmérséklettől, a vakanciák száma pl. T-vel növekszik. A szemcseszű atomok is elrontják a periodicitást, pl. mert más a méretük és a vegyertetűk. Ezek koncentrációja független a hőmérséklettől. Mivel tökéletesen tisztta fém nem állítható elő, normal (tehát nem szupravezető) esetben T=0K felé közeldeve az ellenállás egy nem zérus konstanshoz

tart³. Ezt maradék- vagy reziduális ellenállásnak nevezzük, a rácshibáktól, a lehűtés sebességétől, stb. is függ. A hőmérséklet növekedésével viszont egyre inkább a rácson alkotó atomok rezgése lesz a fő tényező és az ellenállás elérnie hatványfüggvény-szerűen, majd közel lineárisan növekszik. Tehát nem azért nő az ellenállás a hőmérséklettel, mert az elektronok átlagszemcsessége nő és emiatt t csökken, mint ahogya a Drude modell állította, hanem mert az atomtörzsek rezgése erősödik, és ez vonjai a periodicitást.

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

Matthiesen-szabály: Sok esetben néhány celszerűen megvalósztott, egymástól függetlennek tekintethető tényező (pl. a T hőmérséklet) eredményeket felirható a teljes ellenállás.

$$\rho = \rho_r + \rho_{szemcsés} + \rho_{vakanciák} + \dots$$

tehát a különböző típusú rácshibák hatása összeadódik.

Motteszabály: A szemcsések szökszerűségek, ötvözöt anyaguktól származnak. Tegyük fel, hogy két olyan fémről van szó, amelyeknek tisztta 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 koncentrációsfüggése közelítőleg:

$$\rho = \rho_{szemcsés} + KC(1 - C) \cdot Koncentráció: 0 \dots 1$$

ahol K az adott ötvözetre névre konstans. Tehát pl. 1% ezüst-szemcsézés az arányban ugyanakkora ellenállás-növekedést okoz, mint 1% arany-szemcsézés az ezüstben. Ez a megfigyelést Mottszabálynak is hívják. Kis szemcséző-koncentráció esetén a változás lineárisnak tekinthető. Ha a kétfajta atom számránya kis egész számok (pl. 1:3), akkor egy üfűjtja rend alakulhat ki és ezeknél a koncentrációknál ρ lecsökkenhet.

A sávszerkezet megjelenésének magyarázata

Láthatuk, hogy ha két atom egy molekulává egyesült, akkor az egyes atomi energiaszintek két energiaszintje hasadtak fel (egy kötő és egy lazító pálya). Ha több, pl. N darab atom létesít hótést, akkor ugyanígy elmondható, hogy a Pauli elv következében 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 szintból egy sáv lesz. Tehát egy energiasávban annyi diszkrét, egymáshoz igen közel lévő energiaszint van, ahány atomból áll a kristály, vagyis az atomok eredeti energiaszintje annyi szintre hasadnak fel, amennyi az atomok száma a kristályban.

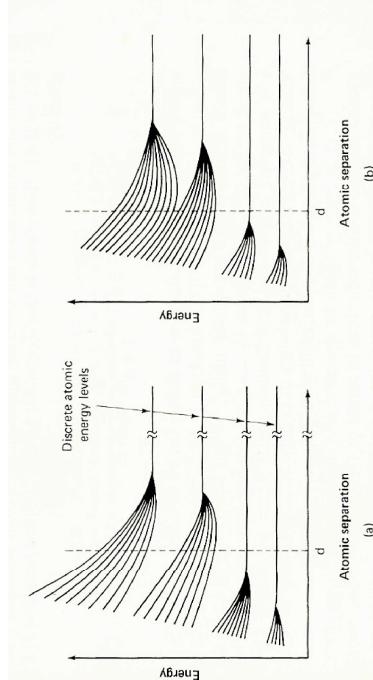
A helyzetet bonyolítja, hogy amik a magányos atomban a mógnescs kvantumszámtól nem függ az energia, a kristályban a szomszédos atomok elektromágneses tere miatt függi fog (kristályanizotrópiá), ami további ($2I + 1$)-szeres felhasadást eredményez. Vagyis az N atomból felépült kristály kb. 1 eV-nyira kiszélesedett savjában $N(2I + 1)$ 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 fél

³ Ez makroszkopikus méretű anyagádarabra minden igaz, nehány szor tiz vagy száz atomból álló nanoméretű részecsékre nem feltelen. Pl. nanogyűrűkben különböző energia-utánpótlás nélkül is folyhat nem csillapodó (ún. perzisztens) aram. anélkül, hogy az anyag szupravezető állapotban lenne; ezt balliszkus vezetésnek is hívják.

² A vezetési elektronok egymással is ütközhetnek, de a tárgyalás ezen egy szerűsített szintjén ezt elhanyagoljuk.

spinű elektronoknak energiaszintenként legföljebb egy ellenetétes spinű párra helyezkedhet el. A kiszélesedett energiasávban tehet maximálisan $2N(2l+1)$ elektron fér el. Az azonos energiaszintűről származó elektronok számára lehetséges energiaszintek összeségét **megengedett energiasávának** nevezik. A megengedett energiasáv lehet üres, lehet részben betöltött, vagy teljesen betöltött. Egyes esetekben a megengedett energiasavak részben fedik egymást. Sok esetben viszont ún. **tiltott sáv** választja el őket, ahol az energiaértekekhez nem tartozik stacionárius állapot. A legnagyobb energiájú sávot, amely alapállapotban ($T=0K$ -en) tartalmaz elektronokat, **végvártékszámnak** vagy **valenciasávának** nevezik. Ha a vegyértéksáv nincs teljesen betöltve, akkor egyben **vezetési sávának** is tekintjük, ha teljesen be van töltve, akkor a következő üres sávot tekintjük vezetési sávnak.



Az ábrákon az atommagok távoltságának függvényében láthatunk két esetben az energiáértékek felhasadását. Függőleges szaggatott vonallai van jelölve a d egysélyi 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 (melyibb energiájú) szintek kevésbé, a külső szintek jobban felhasadnak. A semleges kristályokat az elektronok száma az atomok elektronszámának összegé, tehát ha egy atomi állapotban (p. 1s) a maximális számú elektron van, akkor az ebből keletkező sáv teljesen betöltöt sáv lesz. Ha azonban, ha egy atomi állapot (p. 6d) üres vagy részben töltött, a hozzá tartozó sáv is üres vagy részben betöltöt lesz. Ez alkó aktor lehet kivétel, ha a sáv annyira kiszélesedik, hogy átfed egy olyan sávval, ami betöltöttség szempontjából ellentétes. Pl. ha egy erdetileg telje és egy üres sáv átfed, akkor előbbiből elektronok mennek át az utóbbiba, tehát mindenkitől részben töltött lesz.

Elektromos vezetés és effektív tömeg

Ha a periodikus potenciált és az ütközésekkel tanultak figyelembe vesszik, akkor levezethető, hogy a Sommerfeld-modell az elektronok vezetési sávon belüli viselkedését lényegében jól írja le, a σ -ra kapott képlet kis módszesséssel használható:

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

Itt n továbbra is a vezetési (azaz a részben betöltött sávokban tartózkodó) elektronok koncentrációja, nef pedig a fokvantumszám vagy a sávindex. Ahogy a Drude- és a Sommerfeld modellnel, itt is igaz, hogy az Ohm-törvény érvényességek az a feltétele, hogy sem az n , sem a τ ne függjen az alkalmazott feszültségtől.

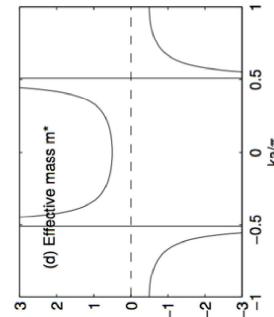
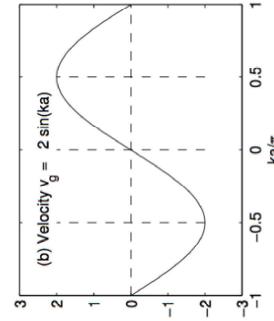
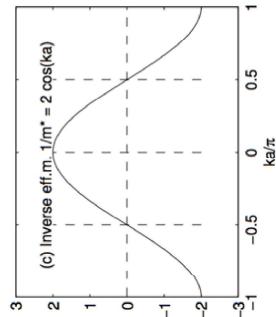
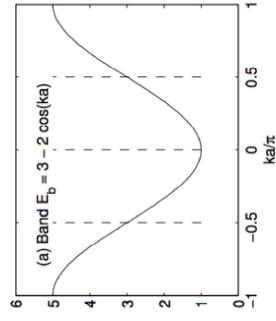
Az m^* mennyiséget úgy nevezik, hogy az elektron **effektív tömege**, ami függ az energiáról is. A kristályban ugyanis a külső térfelüli származó erő mellett a periodikusan elhelyezett atomörzsek is hatnak az elektronra. Ha ez utóbbiták eredőjét \vec{F}_{atom} -mal jelöljük, akkor:

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

Ebben a modellben úgy írjuk le a mozgást, mintha csak a külső erő hatna, a belső, atomörzsektől származó erőt pedig beolvasszuk 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 különöző $\psi_{\mathbf{k}}$ hullámfüggvények a kristályban más és más energiával rendelkeznek, amiből az következik, hogy másképp, más nagyságú és irányú erővel hatnak rájuk az atomörzsek. Számunkra ebből az legfontosabb következtetés, hogy az effektív tömeg és ezzel az elektron reagálása a külső térré függ a \mathbf{k} hullámiszamtól, 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 megengyzés alapján, amelyet a Sommerfeld modell tárnyaláhában teitünk. A sebesség az $E(\mathbf{k})$ függvény meredekségeivel (első deriváltjával) arányos, az (effektív) tömeg pedig fordítan arányos a második deriválttal, azaz a görbülettel. Az alábbi ábrán egy olyan egyszerű példát látunk, amelyik ezt illusztrálja.



Kristályok osztályozása sávszerkezet alapján

Az elemek kémiai tulajdonságait elsősorban az atomok különböző elektronjai határozzák meg. Ehhez hasonlóan a kristályok elektronos és optikai tulajdonságait azok a tévők határozzák meg, amelyek a betöltöttség határán vannak.

Fontos tudatosítani, hogy a különböző savokban lévő elektronok a térfben nincsenek távol egymástól, hiszen a hullámfüggvény mindenek räesperiodikus.

a, Félég betöltött sáv

- A tölteshordozók n száma nagyon magas és független a hőmérséklettől,
- feszültségs rálakásolása 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 / szabadúthossz és így t is csökken,
- bármilyen frekvenciájú foton gerjeszti az elektron ($E=h\nu$ a foton energiája), tehát nem átlátszóak

b, Teljesen betöltött és jóval fölötté 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 savban (ha $T=0$, akkor $n=0$), a vegyértékű sav pedig tele van. Ez utóbbitban az elektronok nem tudnak folytonosan energiát felvenni, mert azzal olyan állapotba kerülnek, ami már foglalt, vagy (ha a sáv tetéjén 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 térfben felfelé, hanem magasabb energiájú állapotba). Mivel a tiltott sáv széles, ez csakis igen-igen kevés elektronnak sikerül.

• Átlátszóak, a kisebb energiájú fotonok átlátszónak rajtuk, mivel nem elég az energiájuk, hogy gerjesztsék őket. Nem átlátszóak, ha a foton energiájára $h\nu \geq E_g$

c, Összér egy tele és egy üres sáv

- Pl. alkáli-földfémek (Ca, Mg, ...) - Ugyanúgy fémeknél viselkednek, mint a, pontban.

d, Keskenny tiltott sáv (félvezetők)

- $E_g \approx 1eV$ az energiatavolság, könnyebb felugrania az elektronnak a vezetési sávba, mint a szigetelőknél
 - T=0K-nél szigetelők: nem tud az elektron feljebb menni
 - T>0 → beindul a vezetés (nem túl jól, de sokkal jobban, mint a szigetelőkben)
- Tördöbbi, kerésvé fémek típusok:
- e, Éppen csak összénér a két sáv, kevés elektron van ott, ahol összéérnek – (félvezetők): A fémeknél rosszabb, de a térszita felvezetőknél jobb vezetőképesség. Pl. grafit (és grafén), bizmút, szürke ön.
- f, Mint szigetelők: sávszerkezetük tekintve vezetők lennének, de az elektron-elektron kölcsönhatások miatt (amelyeket mindenkor előrehozhatunk) mégis szigetelők.
- g, Anderson szigetelők: olyan anyagok, amelyek sávszerkezetük tekintve vezetők lennének, de a rendezettség miatt szigetelők.
- h, Supravezetők: 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

Látható, hogy az effektív tömeg egyszerűtlenül negatív értékeket is lehet, másrészt negatív felételeket 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-modellhez az $E(k)$ függvény parabolá volt, ezért az effektív tömeg minden elektronra az eredeti tömeggel egyeztet meg. A savok alja most, a periodikus potenciál figyelembe vételevel is parabolával közelihez, de magasabb energiákkra elterül a függvény, így a vezetéképességre kapott formulában a vezetésben részt vevő (főképp a Fermi-szint körül) elektronok átlagos effektív tömegkel kell használni.

A korábban említett $\frac{dhk}{dt} = F_{ext}$ összefüggést figyelembe véve

$$\frac{dhk}{dt} = m^* \vec{a} = m^* \vec{V},$$

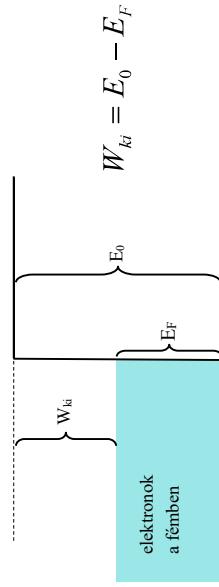
vagyis ha az effektív tömeg időfüggését elhanyagoljuk: $h\vec{k} = m^* \vec{V}$, tehát a kristályimpulzus az effektív tömeg és a (csoport)szabosszorozata. Az effektív tömeg segítségével úgy kezelhetjük az elektronot, mintha Sommerfeld-féle szabad elektron lenne, mivel a periodikus potenciál hatása az effektív tömeghez van belefoglazva.

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

legyen, pl. szemnyezett vagy amorf anyagok is lehetnek szupravezetők. A szupravezetésnél a vezetési elektronok párosba rendződnek, tehát az ebben a jézyzetben mindenügy alkalmazott egységesek-közeli nem elégsges a leírásukra.

A kilépési munka és a kontaktpotenciál

A W_{ki} kilépési munkát úgy definíáltuk, mint az ahhoz szükséges energiat, hogy egy elektront eltávolítsunk egy adott fémkristályból. Emlékeztetünk arra, hogy az energiákat a lehető legalacsonyabb elektron-energiához viszonyítjuk (a Sommerfeld modellben ez a Fermi-gömb közepe), jelöljük E_F -lal azt az energiát, amelyen ezen legbelőle elektron szabadá tételezhéz (végzetlenbe távoításához) szükséges. Ekkor az ábrából is leolvasható, hogyan lehet a kilépési munkát kiszámítani.



W_{ki} értéke a legtöbb fémben 1 és 10 eV között van. T=0K hőmérsékleten nyilvánvaló, hogy ennél kisebb energia-kvantum semmilyen elektronat nem tud kilőni a fémiből. Ennélfogva magasabb hőmérsékleten a helyzet bonyolthatóbb, és a kilépési munka függ a hőmérséklettől.⁴ De szobahőmérséklet körül ez nem jelentős és ebben a jézyzetben ezt elhanyagoljuk.

Két különböző fémben a kilépési munkák általában különböznek. Tegyük fel, hogy $W_1 < W_2$. Ekkor az 1. fémben a legmagasabb energiájú elektron energiája nagyobb, mint a 2.-es fémben. Ha összekapcsoljuk a két testet, az 1.-ből a magasabb energián lévő elektronok elkezdenek átárulni a 2.-be. Ezzel azonban 1. pozitív, 2. pedig negatív töltésűvé válik, ami egy potenciálkülönbséget jelent. Ez tökezi az ót létrehozo áramlást és beindítja a visszafelé áramlást. Amikor mindenki irányban azonos ütemben lépnek az elektronok, beáll a dinamikus egysűtű, ami stacionárius állapotot jelent. Bizonyítható, hogy ez akkor történik, amikor a két közéjük Fermi-szintjei ugyanazon magasságba kerülnek. Ekkor a két fém közötti potenciálkülönbség a két kilépési munka különbsége oszna az elektron töltésével:

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

Ez a potenciált **kontaktpotenciálnak** (érintkezési potenciálnak) vagy Volta-potenciálnak nevezzük. Hangsúlyozzuk, hogy gyártában nem arról van szó, hogy a Fermi-energiák átlagai fölött levő 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 fémötöködtünk, közöttük tényleg potenciálkülönbség alakul ki, amely független attól, hogy a két fém között még egy vagy több

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

4. Félezetők

Tisztta (intrinsic) félezetők

Az olyan anyagokat, amelyeknek a fájlagos ellenállása lényegesen nagyobb, mint a vezetők, de nem tekinthetők szigetelőnek sem, felvezetőnek nevezünk. A félezetők fájlagos ellenállása a melegítés hatására csökken, hűtéskor viszont növekszik, T=0K közében szigetelőké válnak. Ebben a tekintetben a fémekkel ellentétesen viselkednek. Kiesi a tiltott sav, $E_g \approx 1\text{eV}$ az energiakülönbség (gap). Konkréten sziliciumban $E_g \approx 1.1\text{eV}$, germániumban $E_g \approx 0.7\text{eV}$.

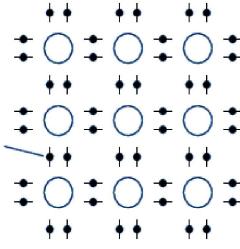
A sziliciumatomban a külös elektronhéjban 4 elektron található, ezek vesznek részt a szilicium kristályban az atomok közötti kötésben. A félezető eszközök gyártására használt nagy fiztaságú monokristályos (egykristályos) anyagokban a kötetítő elektronpárok alapallapotban (T=0K) helynezz kötöttek, mincs tehát szabad töltéshordozó, ami vezetné az áramot.

- **elektronvezetés:** A hőrésekkel emelkedésükön egyes elektronok kiszabadulnak a kötésből, lényegében szabadon - mozognak.
- **lyukvezetés:** A kötésből kilepő elektron elektronhiányt, azaz lyukat hagy maga után, ami (relatíve) pozitív, tehát átugorhat oda egy másik elektron, annak a helyére egy harmadik, stb. Úgy leírható, hogy a pozitív lyuk ándorol, a téterősséggel megegyező irányban. Tehát nem csak a vezetési, hanem a vegyéretések is a hozzájárul a vezetéshez. Tisztta félezetőben a lyukak száma megegyezik a vezetési savban 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 $0,14\text{m}^2/\text{Vs}$, mik a lyukak mozgékonyssága többnyire kisebb, Si-ban pl. $0,045\text{m}^2/\text{Vs}$.

Kovalens kötés



Elosztás függvény: E energiájú állapot betöltésének valószínűsége.

⁴ továbbá az anyag szemnyezettségeitől és a felületi egynellességektől.

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

Ha E elég nagy:

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

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

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

Ebből

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

A nevezőben az 1 elhanyagolható, tehát a betoltási valószínűség

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

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

Minden azt jelenti, hogy a **hőmérséklet növelésekor exponenciálisan**

emelkedik a töltéshordozók n száma. Emellett persze a fémekhez hasonlóan itt is igaz, hogy a rácserezések miatt szabad úthossz csökken, emiatt a τ is kb. 1/T szerint csökken, és így a vezetőképesség is csökkenne, de az n miatti exponenciális növekedés elnyomja ezt az effektust.

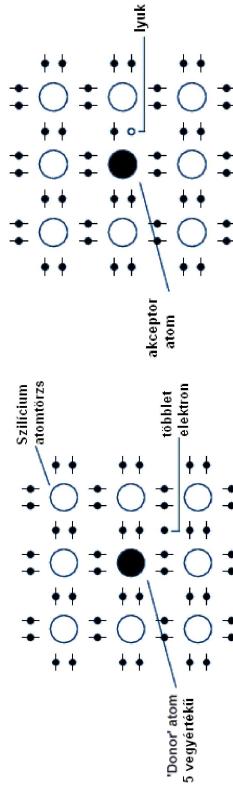
A vezetéksáv tetején a lyukak száma egyenlő a vezetési sáv alján az elektronok számával. Előfordul, hogy az elektron „beesik” egy lyukba, azaz a vezetéksávba kerül. Ekkor mindenkit töltéshordozó megszűnik, ezt **rekombináció** hívjuk. A felvezető kristály termikus energiájának rovására viszont új elektron-lyuk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

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

Léteznék amorf felvezető módosulatok (nem szabályos rács), szerves és folyékony felvezetők is.

Adalékolt felvezetők

Szokták dorált (vagy angolul dope-olt) felvezetőknek nevezni őket. Ha a sziliciumot vagy germániumot olyan anyaggal szennyezik, aminek 5 vegyértékelektronja van (arzen, foszfor, antimón), akkor a szennyező atom egy elektronja nem vesz részt a kölcsben, könnyen leszakad és részt vesz a vezetésben. A szennyező atomot ilyen esetben **donor** atomnak nevezzük.



A donoratom fölös elektronja $T=0K$ -en jóval a vezetéksáv fölött, de még a vezetési sáv alatt, az ún. démoniákon helyezkedik el. Ezek a nívók lokalizáltak, az elektron megtálahasi valószínűsége csak a szennyező atom körül különözők nullájól.

A pozitív donor-atomtörzs vonzza az elektronját, ezért kialakulhat egyfajta gyengén kötött állapot, amig az elektron nem távolodik el túlságosan az atomtörzsétől. Az eset ahol hasonlít, mint amikor egy atommag (pl. hidrogén-atommag, azaz proton) köti „keríng” egy elektron, csak most nem vákuumban, hanem szilárd anyagban mozog. Mindez azt jelenti, hogy a H-atom Schrödinger-egyenletehöz hasonló egyenleteket kell megoldanunk, két különbözővel:

- a) A közép leányékolja a Coulomb-erőt, vagyis a potenciál energiát a dietelektromos állandójával csökkenteni kell. Emiatt a k Coulomb-állandót el kell osztani ε_r -rel.
- b) A mozgó elektron a periodikusan elhelyezkedő atomtörzsekkel közelítünk, hogy a (Fermi-szintez közeli) elektronok effektív tömeget írjuk be az elektron tömegé helyére. Ezek a korrekciós tényezők nem elsősorban atói függenek, hogy milyen szennyező atomról van szó (hiszen a donor-ion mindenkor pozitív ionként viselkedik, $Z=1$), hanem attól, milyen anyagot szennyeztünk. Tehát nem a szennyező atom, hanem a szennyezett kristály ε_r és m_{eff} adatuit használjuk!

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

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

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

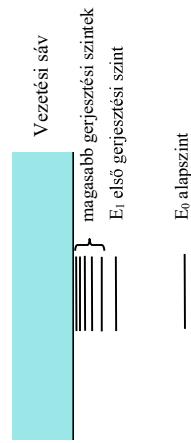
Nem csak a hőmérséklet, hanem sugárzás (pl. fény) hatására is felugorhatnak az elektronok, vagyis nőhet a vezetőképesség.

Léteznék amorf felvezető módosulatok (nem szabályos rács), szerves és folyékony felvezetők is.

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

az átlagos atommag-elektron távolság pedig kb. $0,5\text{\AA}$ volt. A k a négyzetben jelent meg a kifejezésben, tehát most ezt el kell osztani ε_r^2 -tel, és megszorozni $\frac{m^*}{m}$ -mel. Pl. germánium esetében $\varepsilon_r = 16$, $\frac{m^*}{m} = 0,2$, vagyis a kötési energia kb. $0,01\text{eV}=10\text{meV}$. Ez a vezetési sáv aljához kell viszonyítani, hiszen ha a vezetési sávba kerül az elektron, akkor teljesen eltilthatja a vonzó atomtörzsétől. A pontosabb méresek szerint sziliciumban és germániumban 30 és 80\AA körtől van az átlagos távolság, a kötési energia pedig rendre 50meV és 12meV , tehát jóval kisebb, mint a tiltott sáv szélessége. Ezért rajzoljuk a donor-nivókat a vezetési sáv aljához közé.

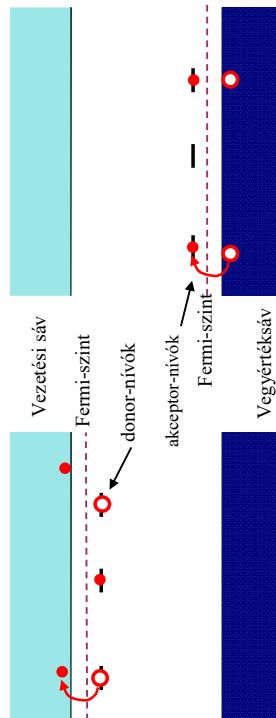
Tehát a H-atomhoz hasonlóan itt is megjelennek diszkrét energiaszintek a donor-nívó és a vezetési sáv alja között, amelyek az $f = \frac{\Delta E}{h}$ képlet alapján optikailag is kimutathatóak.



Vezetési sáv
↓

Az alapállapoti és a gerjesztett donor-nívók energiaja közel van a vezetési sávhoz, ezért szabahömörsékként az elektronok igen nagy része fellerül a vezetési sávba. Emiatt a donor-atomok nagy többsége teljesen ionizálva van, tehát ezen nívók betöltöttsége alacsony, ezért a gerjesztett nívókkal nem is fogalkozunk a továbbiakban.

Mivel a donor-nívók energiaja közel van a vezetési sávhoz, szabahömörsékként az elektronok igen nagy része fellerül rölk a vezetési sávba és ott lenyegében szabad elektronnak tekinthető. Az ilyen felvezető **n (negatív) típusú félevezetők** nevezzük. Mivel a donor-nívók betöltési valószínűsége nem túl nagy, a tiszta esetben képest viszont jóval több az elektron a vezetési sávban, a Fermi-szint feljebb tolódik, hozzávetőleg a donor-nívók és a vezetési sáv alja köze. E_F pontos értéke bonyolult módon függ a szennyezettségi és a hőmérséklettől.



n típus

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

Ha a szilíciumot olyan anyaggal szennyezzük, amelynek 3 vegyértékkel elektronja van (*indium, bór, aluminum, gallium*), akkor a vele szomszédos Si vagy Ge atomak maradnak elektronja, ami nem tud kötést létesíteni, mert hiányzik egy elektron, ezért ezeket a szennyező atomokat **akceptoroknak** nevezzük. Egy másik atomról egy, a kötéshöz vezető elektron a hőmérséklet hatására átmehet az akceptor-atomhoz és létrejöhet a hiányzó kötés. Ekkor viszont ottan 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 többségen és az elektronok lesznek a kisebbsegű töltéshordozók. Az ilyen felvezető **p típusú félevezetőnek** nevezünkük. Az akceptor-nívókra hasonló állítások igazak, mint a donor-nívókra, csak ellenkező eljellel.

Ha egy felvezetőben minden n, minden p típusú adalekoltás van, akkor azt kompenzált felvezetőnek hívják. Ha a donor- és akceptor-elektronok száma megegyezik, akkor a felvezető teljesen kompenzált. Ez esetben hasonlóan viselkedik, mintha intrinsic felvezető lenne, a Fermi szint pl. a tiltott sáv közepén marad.

A gallium 3, az arzen 5 vegyértékű atom, a Gallium-arszenid (GaAs) a kettő 50-50%-ban tartalmazó rendezett rács. Fontos felvezető anyag, a tiltott sáv szélessége 1,4eV. Amennyiben valamelyik fajta ionból több van benne, mint a másikból (nem sztröchinometrikus eset), akkor úgy viselkedik, mintha szennyezett felvezető lenne, pl. a feleslegben lévő arzénatomok donorikent működnek. A másik mod, hogy intrinsic GaAs-ból adalékolattal kapunk, 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 térré és az áramra merőleges irányba, a lapka szélén között, U_H elektromos feszültség jön létre. A jelenséget **Hall-effektusnak**, a létrejött U_H feszültséget **Hall-feszültségnak** nevezik.

elektronkoncentráció az adatékkalás miatt, akkor ahhoz, hogy a rekombináció üteme változtatná maradjon, a lyuk-koncentrációkat századreszére kellett csökkenne. Matematikailag is levezethető, hogy addott anyagra (addott sávszerkezetre) és addott hőmérsékleten a töltéshordozó koncentrációk szorzata állandó:

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

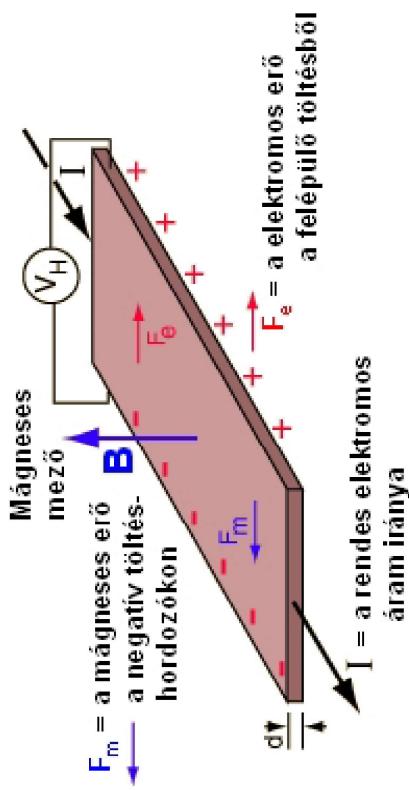
Ezt az összefüggést a **tömeghatás törvényének** nevezik.

Tehát bár a lyukak koncentrációja csökken, az összes töltéshordozók $n + p$ száma növekszik a szennyezőssel, 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 adatlékanyag-konzentrációra meghetősen ritka.

Bár minden két típusú félvezetőben végeredményben elektronok mozognak (a pozitív töltésű atommagok csak kissé amplitudójú rezgést végeznek), a **Hall effektus** a p típusú esetben úgy működik, mintha ténylegesen pozitív lenne a töltéshordozó. A lyuk ebben az értelemben (is) egyfajta ténylegesen létező részecskenek tekinthető. A kvázirészecséknak is nevezett lyukak a fermionok csatádjába tartoznak és az elektronokhoz hasonlóan a Fermi-Dirac statisztikának engedélyezkednek.

A Gunn-effektus

Hármonikus rezonanciás kristályban a \vec{k} hullámzásvektor – vagyis lánycében az impulzusvektor – igen bonyolult kapcsolatban állhat az energiával. Minthogy az effektív tömeg az $E(k)$ függvény görbületeivel fordítva arányos, ennek fontos következményei vannak az elektronos vezetésre nézve. Vizsgáljuk meg például az esetet, amikor az energia az GaAs-ra vonatkozó ábrán látható módon függ k -ról!

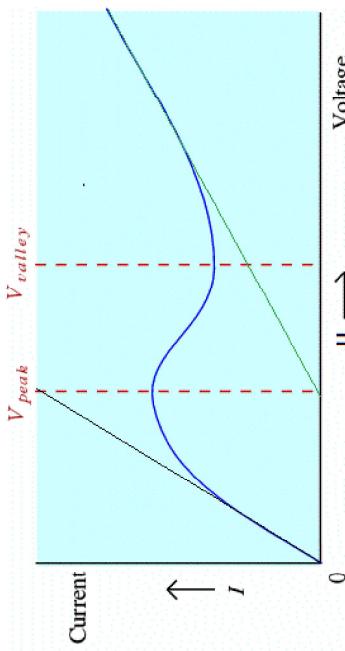


Az ábrán a hagyományos értelmeben vett áram irányára felének mutat. Ez vagy úgy jöhet létre, hogy pozitív töltéshordozók áramlanak felénk, vagy úgy, hogy negatív töltéshordozók ezzel ellentétesen. A két esetben a sebesség előjele és a töltés előjele is ellentétes, tehát a mágnestes Lorentz-erő minden esetben balra mutat. A lapka szélénél kapcsolt voltmérővel megtállapíthatjuk, hogy a lapka bal széle pozitív vagy negatív-e a jobb szélhez képest. Előbbi esetben pozitív, utóbbiban negatív töltéssel rendelkeznek a töltéshordozók. Ha mindenket elöljü töltéshordozó mozgása teljes az áramért, akkor a kialakult feszültség előjele azt mutatja meg, melyik típus a domináns. Ha csak egyetlen típusú töltéshordozó van, akkor a töltésnek előjele mellett a Hall-feszültség nagyságából ki lehet számolni a töltéshordozó mozgékonyságát is.

Hall szenzorok: A Hall effektust használják mikróösszkörök. Posíció érzékelésére szolgálhatnak, ezáltal elmozdulás-, sebességet-, vagy fordulatszámot is lehet velük érzékelni, pl. motorokban. Gépjárművekben elterjedten alkalmazzák az indítóküles előfordításának és a gázpedál szögének érzékelésére. A számítógépek billentyűzetei is készülhetnek Hall-effektusú felhasználásával. Ebben az esetben a nyomogombokban egy Hall-szenzor és egy, a gombsapkával együtt mozgó kis magnes van.

A töltéshordozók koncentrációja

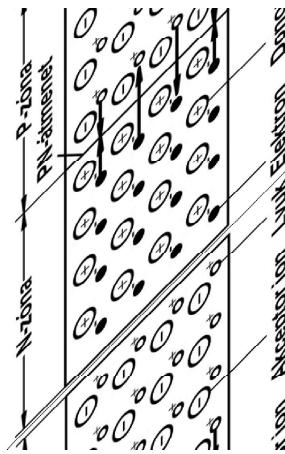
Donor-szennyezés esetén a vezetői savban lévő többlet-elektronok egy része rekombinálódik a termikusan gerjesztett lyukakkal, így a lyukak száma sokkal kevesebb lesz, mint az elektronok száma. A lyukakat ezért **kisbbségi töltéshordozónak** nevezik. Növekvő donor-szennyezés hatására a vezetői savban lévő elektronok n koncentrációjára növekszik. A p-n párok keletkezése azonban csak a hőmérséklettől függ, az ezzel egyensúlyt tartó rekombináció viszont arányos npp-vel, az elektron- és a lyuk-koncentráció szorzatával. Ha pl. 100-szorosra nőtt az



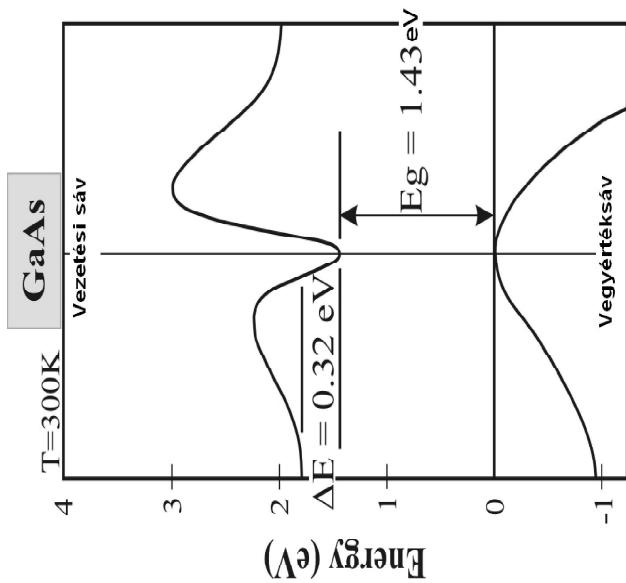
A Gunn-dióda három réteget tartalmaz, mindenáron n típusú, csak a két szélső erősen, a középső vékony réteg gyengén szennyezett, ezért ott esik a legnagyobb feszültség.

A p-n átmenet kúlső feszültség nélkül

Hogyan viselkedik a p-n átmenet? Tételezzük fel, hogy a két réteg közöttben elektromosan semleges. A két réteg érintkezési felületenél a töltéshordozók koncentrációkülönbsége kismérékű diffúziót indít meg; a n-rétegből elektronok diffundálnak át a p-szennyezettségű rétegre, a pozitív töltésű lyukak pedig a p-szennyezettségű rétegből ádifundálnak az n-rétegre. 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.



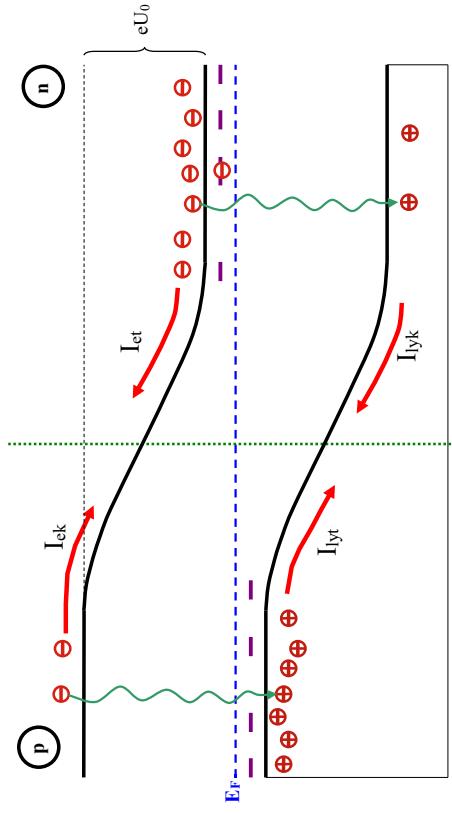
Hasonló folyamatot még keresztül a pozitív töltésű lyuk az n szennyezettségű rétegen. Ennek következtében az átmenet komplexében, szennyezettsől függően, a felvezető anyag töltéshordozókban elszegényedik és egy végynevezett határréteg (klüritett vagy térfoltos tartomány) alakul ki, amelyről vastagsága 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** potenciált lesz, az n oldal pedig alacsonyabb, vagyis a két oldal között U_0 potenciálkülnöbség állakul ki. Végeredményben a p oldalon eredetileg a vezérléksav közéltében lévő Fermi-szint felelő tollódik, az n oldalon pedig lefelé, azaz



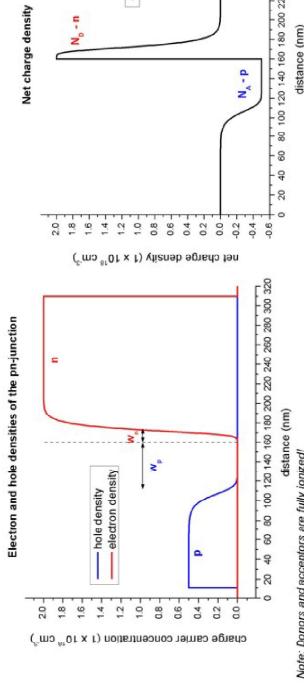
A görbe – számunkra érdekes – jellegzetessége az, hogy egy erős görbületű, mélyebb energiavágy, közelében egy magasabban fekvő, laposabb energiamelyedés is található. Tegyük fel, hogy csak n típusú szennyezetést tartalmaz a févezető. Ha a térfösséggel nulla, a donor elektronok nagyobb része az alsó (felső) völgyben tartozik, a felső, mellékvölgyben csak igen kevés van. Az elektronok megeszlik a két völgy között az elektron-homérsékhellyelől, valamint a szintkülönbségtől függ. Ha a kristályra kapcsolt feszültséget növeljük, egyre több elektron kerül az alsó völgyből a felsőből, mert az elektronok a külös térből energiat vesznek fel. Ha elég erős a tér, akkor szinte az összes elektron a felső völgyben tartozik. A két völgyben tartozó elektronok viselkedése azonban különboző: a fővölgyben tartozó elektronok effektív tömege kisebb, ami egyúttal nagyobb mozgékonyságot jelent. A felső völgyben levő elektronok **effektív tömege nagy**, így mozgékonyságuk kicsi. Az ábrán berajzoltuk azt a két egyenest, mint térföráranszűrésig karakterizálókat, amelyek az idealizált szélső esetnek felelnek meg: a meredekebb egyenes (fekete színnel) az alsó szűk völgyben levő elektronokat jellemzi, és viszonylag jó állja le a jelenségeket kis térfösségnél. A lankásabban egyenes (zöld színnel) az felső lapos völgyben levő elektronok karakterizáláját közelíti, ez nagy térfösségnél jó közelítés. Számunkra azonban az a tartomány a leföntöttebb, ahol minden a második részben találunk – a térfösségtől függő számában – elektronokat.

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

kiegynéződnek. Mindez sok szempontból hasonló ahhoz, amit a két fém közötti kontaktpotenciál tárgyalásánál látunk. U_0 megfelel az ottani ϕ -nek, így U_0 -t is kontaktpotenciálnak vagy néha diffúziós potenciálnak hívják.



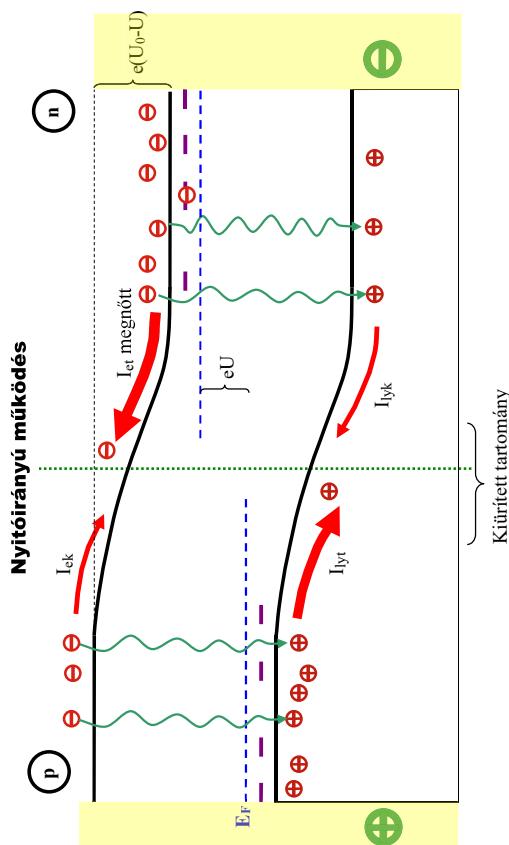
A vezetési sávban a p oldalról kisebbségi töltéshordozó elektronok áramlanak az n oldalra, ezt a fenti ábra bal felső negyedében I_{ek} szimbolizálja (e mint elektronok, k mint kisebbség). Az n oldalról a többségi elektronok a p oldalra áramlanak (I_{lyk}), a vegyértéksávban pedig ehhez hasonlóan a p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



A p-n átmenet egyenirányító tulajdonsága

A p-n-átmennetré különböző feszültséget kapcsolunk, akkor a vezetéképesség attól függ, hogy ez a feszültségs milyen polaritású, azaz nyílú vagy zártirányú-e. Nyitóirányú a félvezető dióda elöfeszítése, ha a p-tantomány az n-réteghöz képest pozitív feszültséget kap, ellenkező polaritás esetén zártirányú működtetésről beszélünk.

Nyitóirányú kapcsolásnál a lecsökkenett potenciálhelyre az elektronok könnyebben feldiffundálnak, a lyukak pedig ellenkező irányba (az n oldal felé) szintén könnyebben mozognak, vagyis a többségi I_{lyt} és I_{ek} áramok a feszültséggel gyorsan nönek. Mivel minden megnövekedett áram ugyanolyan irányú töltésmozgást eredményez, végeredményben a dióda vezeti az elektromos áramot



Kürtített tartomány

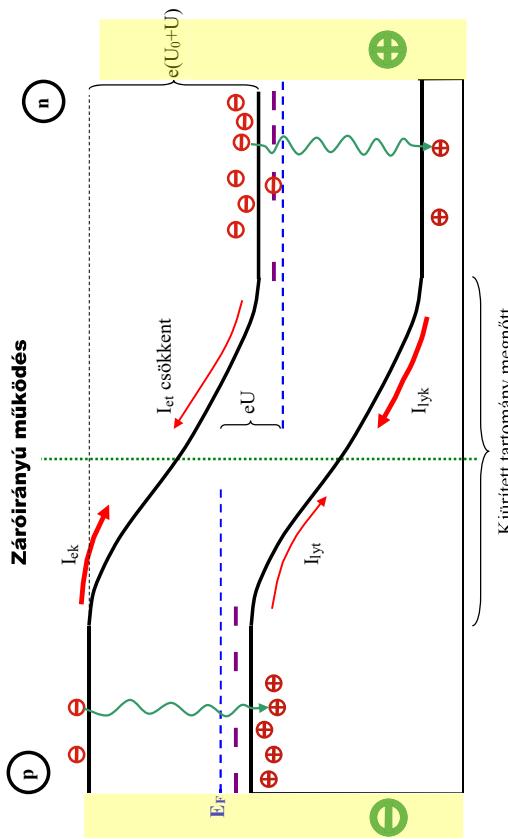
Ezzel ellentében a kisebbségi áramok nem változnak számottevően, hiszen azok elsősorban a kisebbségi töltéshordozók egyébként alacsony koncentrációjától függenek. Az áram feszültséggé függése nem lineáris, hanem közelítőleg exponenciális, tehát az Ohm-törvény a p-n átmennetre nem áll fenn:

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

Ez azért van így, mert a többségi töltéshordozókat a koncentráció-gradiensektől függő diffúzió, nem pedig közvetlenül az alkalmazott feszültség hatja át az átmenneten, a külös feszültség csak a potenciálhely magasságát csökkenti le, és ez által segíti elő az amúgy is zajló diffúziót.

Zártirányú kapcsolás esetén a többségi töltéshordozók I_{lyt} és I_{ek} árama a feszültséggel növekedésével csökken, mivel egyre magasabb potenciálhelyet kellene megmásznia. A vezetési sávban lévő elektronok a pozitív pólus felé elmozdulnak, így a kürtített tartomány kiszélesedik. A

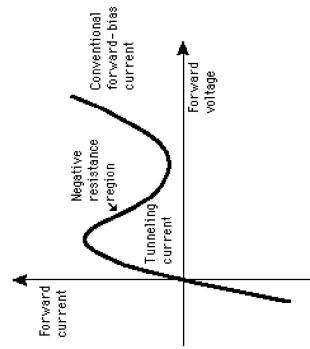
kisebb ségű töltéshordozók koncentrációja továbbra is alacsony, tehát az áramuk nem nőhet lényegesen. A diódá ellenállása zároirányban nagy értékű, így nem (pontosabban nagyságrendekkel kevésbé) vezet. A félvezető diódának tehát egyenirányító hatása van.



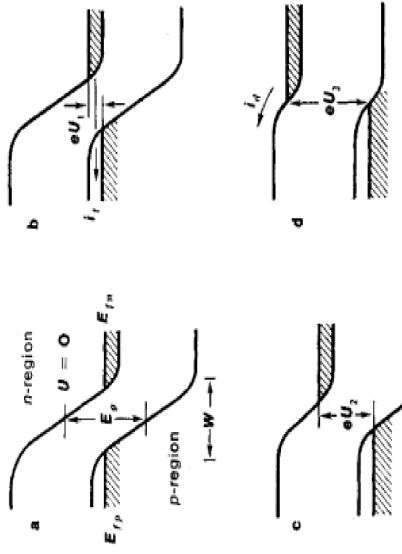
Az alagútdióda működése

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

Amikor zároirányú feszültséget adunk, akkor a p oldali vezetési sávából elektronok áramlanak alagutázzal az n oldalra, ezért nő gyorsan az áram a feszültséggel. Az áram közellőleg a feszültséggel arányosan növekszik. Záro 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, egészben addig, amíg a feszültség megközelíti azt az értéket, amikor az n oldal vezetési sávjának alja egy szimbólum lez a p oldal vezetési sávjának tetejével. Amint a feszültség eztől tovább nő, az áram csökkenni kezd, mivel egyre kevesebb a lehetőség az alagutazásra, ezt a szakasz hívják negatív differenciális ellenállású tartománynak hívják, ez kb. 100 mV és 250 mV között van. Ez azért van, mert az elektronok a potenciál gát tuloldalán ugyanazon energiaszinten kellene megtérni, mint a kiinduló oldalon volt (az alagutnak minden vizszintesnek kell lennie). A negatív differenciális ellenállású tartomány felső értékeinek 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.

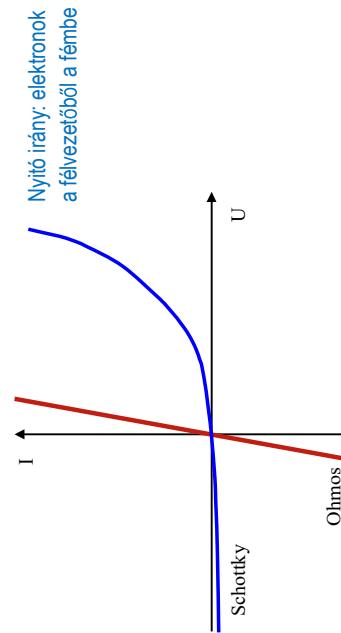


Tehát az alagútdiódában két különböző áramvezetési mechanizmus van jelen, az Ohm-törvény **egykire sem alkalmazható**. Erősen szennyezett p-n átmenetekben több kutató mutatott már ki korábban is anomális feszültségszámítási karakterisztikát. A Sony elbőjénél dolgozó japan Esaki volt az, aki először megmagyarázta a megfigyelt jelenséget az alagútfejtés alapján és ök kezdetek el elhosszán 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 alagútdiódához nagy (10GHz kötött) frekvencián is

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

Fém-félvezető átmenet

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

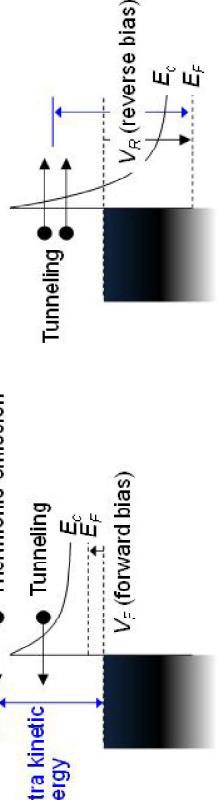


Az egyenirányító hatás annak a következménye, hogy a korábban a kontakt-potenciál kialakulásához hasonlóan egy aszimmetrikus ún. Schottky-sát jelenik meg a fém és a félvezető határával. Ennek magassága szintén a Fermi-szintek, ill. a körépési munkák közötti különbségtől függ. Ha a fém körépési munkája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

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

A gátán 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 csökkenít a potenciálját megosságtól átjuthatnak a fémhez, vagyis ez az eset a nyitóiránynak felel meg. A fémek nagy a vezetőképessége, ezért bennük csak igen kis potenciálkülönbségek lépnek fel. A félvezetőre viszont ez az állás nem vonatkozik, a félvezető energiaszávai meggörbültek a töltésvándorlás következtében, a kontakt-potenciál szintje teljesen a félvezető fémhez közeli rétegéről esik. A jobb oldalon a zároirányú kapcsolás esetére látjuk az energiaszinteket, vagyis ott a fémre kapcsoltuk a negatív pólust, ami növelte a potenciálját a félvezető elektronjai számára. Mivel a félvezetőn közellítlőleg egyenletesen oszlik meg a rákapszolt potenciálkülönbség, a potenciálját magassága csak jelentéktelen mértékben változik, a fémről jóvő elektronok továbbra is ezzel szembenülnek. Ezért a gátón a növekvő feszültséggel egyre könyebbben aligutaznak át, de ez az áram-növekedés nem túl magas feszültségek esetén lassú.

Thermionic-emission
Extra kinetic energy
Tunneling
 V_F (forward bias)
 E_F



Metal Semiconductor

Metal Semiconductor

(a)

Amennyiben viszont az n típusú félvezető körépési munkája nagyobb, a fémről áramlanak át elektronok a félvezető vezetési sávjába, ott az elektronok feldúsulását eredményezi. Ekkor nem záró-, hanem ún. nyitóréteg alakul ki, az ilyen kontaktus ohmikusan viselkedik.

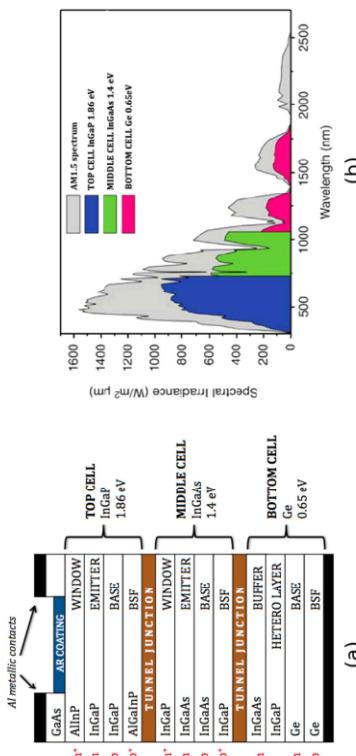
Alkalmazás: Fóként a XX. század elején, a rádiózás hőskorában használtak ilyen egyenirányító átmeneteket, de nagy frekvenciáknál manapság is használatosak. Ennek fő oka, hogy a félvezető p-n átmenetnél a polaritás zárt irányára változásakor több mint 100ns-nak kell eltelnie, miközben a széles kiindított tatonnával, a Schottky-diodával viszont minden ilyen probléma és egy nanoszekundum tört része alatt átkapcsol alacsony vezetőképességű állandópotokba. Schottky-diódát pl. úgy készítenek, hogy n típusú szilícium egyik oldalát alumínium érintkezővel látták el, ez ohmos kontaktusként viselkedik, a másik oldalára mikrométer vastagságú aranyat párolgatnak, ennek egyenirányító tulajdonsága lesz. Újabban szén nanocsőkből próbálnak olyan tranzisztorokat készíteni, amelyekben Schottky-átmenettel érinthetik a nanocsőt és a fém elektródát.

Félvezetők és a fény

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

2. Napelemek: Az előfeszítéssel p-n átmenetben a beeső fotonok elektronokat juttatnak a vezetési sávba. A p oldalról a többlet elektronok „lecsúsnak” az egyébként is jelenlevő potenciáleljárón az n oldalra, az n oldalon lévő öröblét lyukak „felszállnak” a p oldalra. A p oldal pozitív, az n oldal negatív lesz, feszültségi különbség 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 negyebb, 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 napiéry negligeósen széles spektrumban tartalmaz jelentős mennyiségi energiat, emiatt az egy p-n átmenetet tartalmazó cellák hatásfokára letezik 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. ultraibolyai) fotonokat, a többi zömmel áthalad rajta és a következő átmenet hasznosítja, stb. Az ilyen multi-junction napellenmekkel 2013-ban meghaladtak a 44%-os hatásfokot.



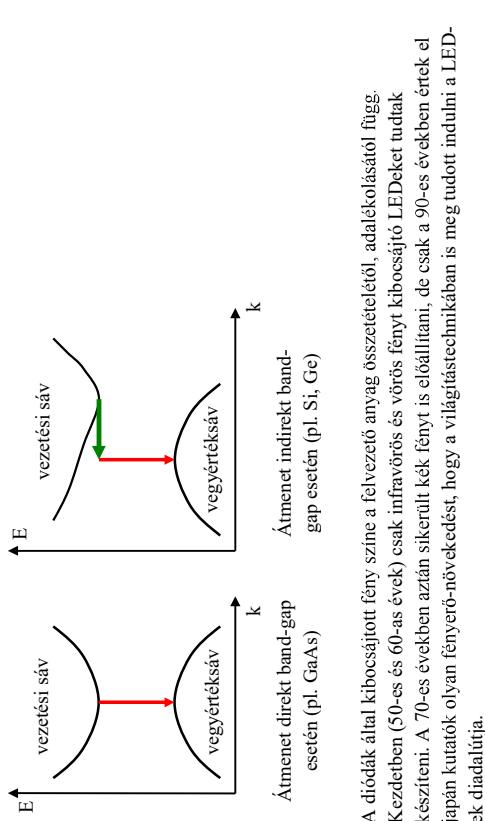
(a) (b)

Két szomszédos cella között az áram egy speciális adalékkállás elbállított alagút-átmennetet halad át, ami alacsonyabb ellenállású, mintha egy szokványos záráirányú p-n átmenet lenne ott. Így ki lehet készöbölni ezt a hatásfokot rontó parazitáltást. A forgolomba került napelleneket túbéségére politikályos szülfürumból készül. Az egykristályból álló (monokristályos) ugyan kissé jobb hatásfokú lenne, de drágább és ezért kevésbé terjed el.

3. LED-ek, lámpák: A nyitóirányba kapcsolt dióda p-n átmeneten nagyszámul töltéshordozó áramlákat és a másik oldalon rekombinációkat (lásd a Nyitóirányú mikódos ábrán a függőleges hullámoss nyílakat). Ennek során energia szabadul fel, ez fénypotenciál kisessége is alakulhat. Az, hogy az adott félvezető használható-e világításra, a sávszerkezetéről függ. Az ún. direkt gap esetén az energiát a k hullánszám (lényegében az impulzus) függvényében ábrázolva a vegyérfékválasztó és a vezetési sav alja egy másik felett van, indirekt gap esetén viszont tavol egymástól. Aból 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 szamolódik el a vezetési sávban (ahogy az ábrán a zöld nyíl mutatja), tehát egy megfelelő rácsteregésnek is kell egyidejűleg telelezni, hogy az elektron impulzusát elvisye, ez pedig kb. két nagyságrenddel kisebb valószínűséggel megy végbe. A szilicium és a germaanium indirekt gap-pel rendelkezik, a GaAs viszont direkt gap-pel, ezért alkalmass világításra.

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



Tranzisztorok

A bipoláris tranzisztor

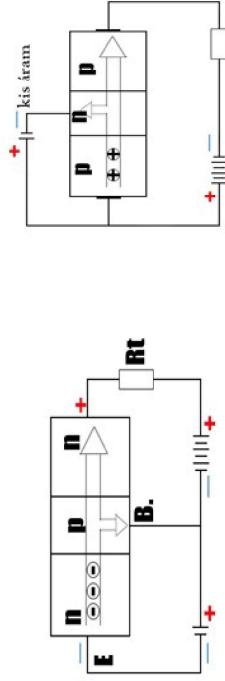
A bipoláris tranzisztor olyan elektronikai alkatrész, amely egy félvezető egykristályban kialakított három, eltérően szennyezett tartományból áll. Az n-p-n-tranzisztor esetén két n-típusú tartomány között egy vékony p-típusú réteg van, ítt elsősorban elektronvezetés történik. Ezzel ellentében a p-n-p-tranzisztor esetén két p-típusú réteg közt kerül egy vékony n-típusú tartomány, ítt a lyukvezetés a domináns. A középső réteg a **bázis**, a két szélén a **kollektor**, illetve **emitter**. A félvezető rétegek két (egymással szembefordított) p-n átmenet alkotnak, ezeket néha emitter-ill. kollektor diódnak nevezik. Minden réteg kivezetéssel van ellátva. A tranzisztor feszültség- ill. áramterelősére (áram-változások erősítésére), valamint vezérlhető kapcsolók működtetésére használják.

Közös bázisú kapcsolás esetén a kollektor-oldali körben majdnem akkorára áram folyik, mint az emitter-oldali körben. Az emitterfeszültség kicsi ΔU_e változása az áram nagy (exponenciális!) változását okozza. Mivel a terhelő ellenállás (R) nagy, ezért nagy U esik rajta, az áram változása nagy ΔU_i feszültségváltozást okoz, vagyis **feszültsgerőssétes** történik..

Közös bázisú kapcsolás

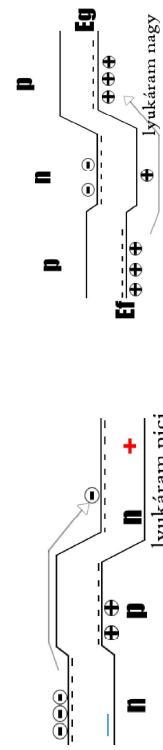
Közös emitterű kapcsolás

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



Közös emitterű kapcsolás

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



Transizionen und Kärtchen

p-i-p u anisztor mukoesse

Az n-p-n tranzisztorral ha az emitterre negatív feszültséget kapunk, az az emitter-bázis n-p-anomennel nyitóirányú kapcsolást jelent, tehát sok elektron áramlik a bázishoz, ahonnan többé-gük a kollektora jut, vagyis az elektronáram sokkal nagyobb, mint a lyukárm. A bázis jóval 10-15-ször előnyösebb a másként rejtélyes (~ 150-ször), mint a szennyezes-koncentráció. Ha nem így lenne, akkor a bázisban a rekombináció miatt elfogyának az emitterből odakerült töltéshordozók és a kollektorból már nagyon kevés jutna.

A tranzisztor három rétege sokszor a használára alkalmas pl. *germaniumot*, *szilíciumot* és *gallium-arszenidet*.

EET – Tárvázslású tranzisztorok

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

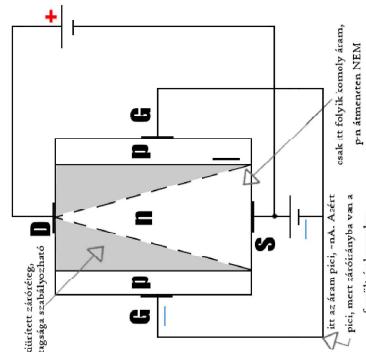
A **jFET** (junction gate FET) **záróírányban** elöfeszített (polarizált) **p-n átmenetet** tartalmaz. A jFET tranzisztor szerkezetét egy nagyon vékony gyengén szennyezett réteg, ún. csatorna alkotja (az ábrán n típusú), amely két erősen szennyezett, a csatornával ellenálló szennyezettségi (az ábrán p típusú) felvezető réteg között helyezkedik el. Ez a fajta tranzisztor n és p csatornás változatban készül. Az n-típusú csatornában a D elektrodától az S elektroda felé haladó elektronok áramra $U_{GS} = 0$ feszültségnél a legnagyobb, mivel ebben a csatorna szélessége maximális. Enzen tulajdonsága miatt a zártóíróléges térvízérlésű tranzisztorokat Övívezetőknek nevezik. A zártóíróléges szélessége az UGS feszültségszegélyen vezérli. A vezető feszültség nagyon kicsi (milliampernél is sokkal kisebb) vezérlő árammal jár együtt (ez megnövő hatékonyságot jelent), mivel a Gate-nél a p-n átmenet záridárhányban van kapcsolva. Tehát nem a vezérlő áram, hanem a vezérlő feszültség miatt kialakult térfelősséggel szabályozza a DS áramot, ezért nevezik térvízérléstünök.

MOSFET Az elnevezésben az első 3 betű (Metal-Oxid Semiconductor, magyarul: fém-oxid felvezető) a belső rétegek sorrendjére, a második 3 (Field Effect Transistor) pedig a tranzisztor működési elvére utal. A töltéshordozó forrása a *Source* (*S*), a töltések a *Drain* (*D*) nyíl el. A Drain és a Source adákkalja erős és azonos típusú, az alapkristályba (*Bulk* [*B*]) vagy Substrate ellenetével és nem túl erős. A csatornán folyó áramtól a kapuelektroda, a *Gate* (*G*) vezérli. A Gate elektrodát szigetelő réteg (általában szilícium-dioxid) választja el a csatornáit. Igy a vezérlélektrodon keresztül gyakorlatilag nem folyik áram, a tranzisztor árama a csatornában folyik. Szokták az elnevezéseket is használni, ezek kicsit általánsabb elnevezések, mert azok a tranzisztorok is beláthatóznak, ahol a szigetelő réteg nem oxid.

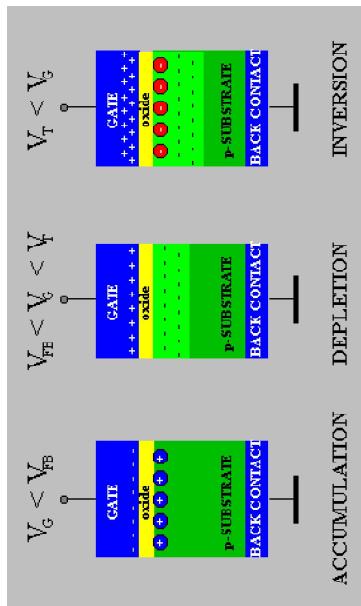
A JFET-tel szemben a MOSFET gate elektrodája nincs közvetlen elektromos kapcsolatban a *Source* és a *Drain* elektroákkal, vagyis nincs p-n átmenet a G-nél. A MOSFET tranzisztorok lehenelek felépítésükön függően növekményes (onzáró) és kiürítéses (önvezető) típusuk. Mindegyik változat előállítható n- és p csatornás kivitelben. Előbbi esetben p gyengén, n pedig erősen adáékolt. Mivel a működésben csak egyfajta (a többség) töltéstordozónak (az n csatornás esetben csak az elektronoknak) van szerepe, **unipoláris** tranzisztoroknak is nevezik őket. Mivel az elektronok mozgékonyisége nagyobb, mint a lyukaké, az n-csatornás verzió gorsabb, ezért elejtédebb. Vízszállunk meg először egy ilyen n-csatornás önmáró elrendezést az S és D elektroda nélkül.

A G-fémből, a szubsztrát felvezetőből van. A két anyag kilépési munkája általában különböző, ezért a szigetelő-retegen egyfajta beépített feszültség (kontaktpotenciál) esik, ami a két kilépési munkára különbözővel egyenlő. Ezt angolul V_{FB} -vel jelöljük (flatband potential).

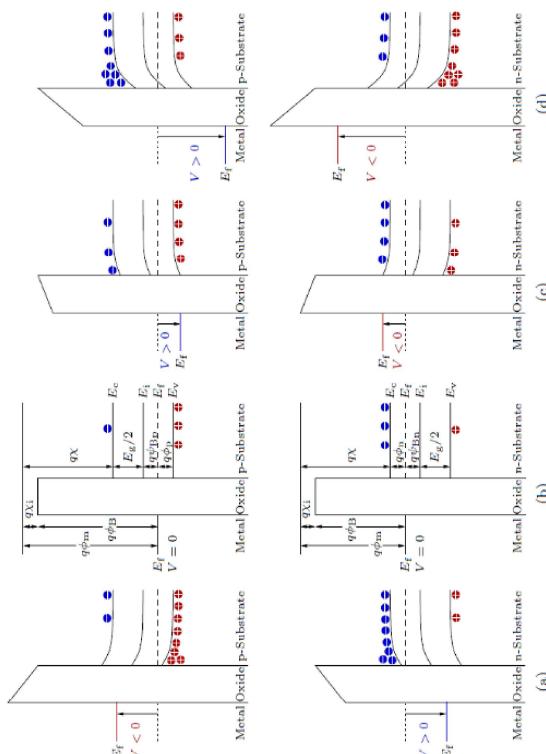
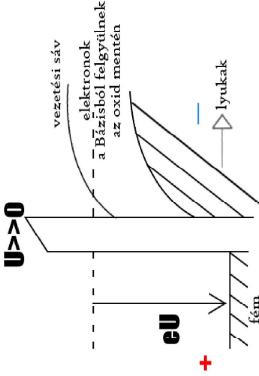
Ha a G-re kapcsolt feszültségszint negatív (kisebb V_{FB} -nél), további lyukak gyűlnek fel a szigetelő réteg mentén. Az eredetileg is többségen lévő töltéshordozók feldúsulnak, felhalmozódnak (Accumulation, az ábra bal oldalán).



EFFECTS



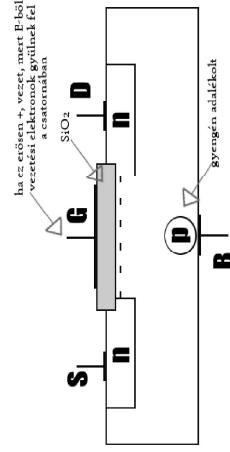
Ha a G feszültség a kontaktpotenciálhál nagyobb, de még kisebb, mint egy küszöb-érék (V_T , T: threshold) akkor a lyukak egy része a tasztó térfössége hatására eltávolodik a G-től (a Back Contact felé). Ekkor az oxidréteg alatt egy töltéshordozókban elszegényített tartomány alakul ki (Depletion, ábra közepén). Egy adott V_T Gate-feszültség fölött **inverziós tartomány** alakul ki a szigetelő réteg mentén (Inversion). A lenti ábrákor erősen lehajlanaak a sávhatárokat jelző vonalak. A szubsztrátból (az n csatornás esetben eredetileg gyenge p szemnyezettségű anyag) felgyűlnek az elektronok, a lyukakat rekombináció útján feltöllik, 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 elektroda 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. Külön Gate feszültség nélkül az npn ámenet működik a vezetőképesség. Ha viszont nagy pozitív U_{GS} feszültséget kapunk a Gate-re, inverzió jön létre

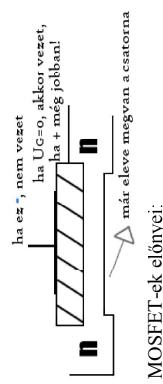


ha erősen + vezet, mert E_F-ból
vezetési elektronok gyűlnek fel
a csatornában

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 átmenneteken áthaladnia, hanem az inverziós csatorna köti össze őket.

2. A „kiürítés” vagy „önyvezető” 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. Konkrétnak, ha az SiO_2 szigetelőréteg alatti szubstrátból gyenge n-típusú szennyezést valósítanak meg, akkor vezetőképes összekötések lép fel az S és a D között anélkül, hogy a gate elektródára feszültséget kapcsolnának. Ha viszont negatív feszültséget kapcsolunk a G-re, azaz $U_{GS}<0$, az a csatorna elektronokban való elszegényedéshez és vezetőképességenek csökkenéséhez vezet.



• kisebb a mérete

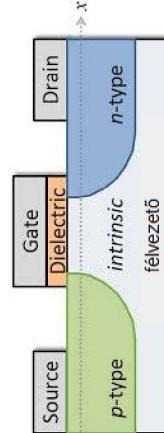
• jobban vezérelhető, nagyon kicsi a vezérlő teljesítmény, hatékony gyors, nagyobb frekvenciákon képes működni

• olcsó

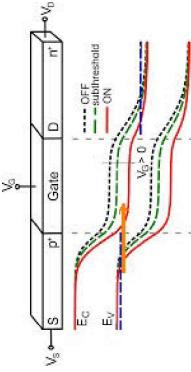
Transzistoros erősítők tartalmaz a tv, rádió, magnó, video, CD-lejátszó. Kapsoló funkciót látnak el a kvarcra, a zsebszámológep, a mobiltelefon, a szamítógép és kiegészítői esetén. Ma már nem önálló tranzisztorokat alkalmazzák, hanem egyetlen szilíciumlapkán tranzisztorok, kondenzátorok, ellenállások megfelelő kapcsolásban találhatók. Ezeket nevezik integrált áramköröknek (IC). A CMOS (Complementary metal-oxide-semiconductor) két, különböző típusú speciális módon egyszerűen integrált MOSFET-ek jelent, főleg logikai kapukat valósítanak meg velük. Miniatúrizálás: 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 adaléktolt 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 alagutazzással átkerülhetnek a középen lévő csatorna vezetési síjába (narancssárga nyíl), feltéve, ha az elejtége tört van abhoz, hogy létrejöhessen az alagút effektus. A Gate feszültséggel viszont éppen e terület potenciálját lehet szabályozni. Tehát $U_G=0$ esetén az áram kicsi, míg U_G növelésekor egy kisúszóbértek elérése után az áram gyorsan nő.



Az elmeleti számítások szerint a TFET jobb hatásfokú lenne a hárományos MOSFET-eknél. Jelenleg ha egy nagyságrend áram-változást akarunk elérni, akkor legalább 60mV Gate-feszültségváltozást kell alkalmazni. Ez elvileg így le lehetséges az alagutazzással szorítani, hogy akár százszoros fogyasztáscsökkenés is elérhető lenne. Azonban a gyakorlatban a prototípusoknál ez még nem sikertült demonstrálni.

Hajlékony és átlátszó tranzisztorok

Hidrogénezett amorf sziliciumból (a-Si:H) olyan vékony rétegből álló tranzisztorokat állítottak elő, amelyekből **hajlékony** elektronikus készülékeket tudtak építeni. Ezek a készülékek kis tömegük, mechanikailag stabilitásuk és potenciálisan olcsók. Sajnos a teljesítményük nem túl nagy, mivel az elektronok mobilitása negligeálhatónak tűnik. Ezért a-Si:H tiltott savjának szélessége 0,8 eV körül van, tehát ez az anyag nem átlátszó. Azért nem átlátszó, mert a latható fotonok energiája 1,8 – 3,1 eV. Megjegyzzük, hogy a Bloch-ítélet egzaktul nem érvényes amorf anyagokra, ennek ellenére, mint ahogyan az kísérletileg is kimutatható, hasonló sávszerkezetük lehet, mint a periodikus rácsha rendzéződött anyagoknak (az üveg is a széles titott sáv miatt átlátszó szigetelő).

Amorf sziliciumból singl-junction napelmelek is készítenek ár a 70-es évek óta. Ezek hatásfoka alacsonyabb, mint a kristályos szilícium napelmeké, viszont olcsóbbak voltak. Emellett nem csak üveg, hanem műanyag felületeket is el lehet látni ilyen napelmenek bevonattal, ugyanis akár 75°C-on is elölállíthatók. Olyan helyen használják őket, ahol csak kis teljesítményre van szükség, pl. napelmes zsebszámlógépeknél.

Igéretes kísérletek folynak olyan tranzisztorok előállítására, amelyek **átlátszó** vékony rétegből állnak (angolul Transparent Thin-Film Transistor, TFT). Az egyik fontos anyag az Indium-Gallium-Cink-Oxid (IGZO), amelynek a tiltott sáv szélessége 3,05eV, ezért az ultraibolyához közeli tartománytól elektromosan átlátszó. Kijelzőkben/képernyőkben használják őket. Bővebben: https://en.wikipedia.org/wiki/Thin-film-transistor#liquid-crystal_display

A másik igéretes anyag a Cink-ön-Oxid ($\text{Zn}_{x}\text{SnO}_y$), amelynek a tiltott sáv szélessége 3,3 – 3,9 eV. Annak ellenére, hogy ezek az anyagok nem kristályos, hanem amorf szerkezetük, az elektronon mobilitása megközelíti a részt. 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 addit anyag nagyon alacsony hőmérsékleten (a legtöbb esetben 20K alatt) egy fázisátalakulás során olyan állapotba kerül, ahol az egynáramú elektromos ellenállása nulla, valamint kizártja magából a mágneses mezőt. 1911-ben fedezte fel Kamerlingh Onnes, miután elsőként sikerteit a héliumot csepplőgyűjtania.

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

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

Meissner-effektus: Nem tűl nagy külső terék esetén azt tapasztalták, hogy a szupravezető belséjében a B mágneses indukció mindenig nulla.

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

Túl nagy külső tér azonban megsemmisítheti a szupravezető állapotot. Ezért kritikus térfügg a hőmérséklettől, ui. minél közelebb vagyunk a kritikus hőmérsékletthez, annál „sebezhetőbb” a szupravezető a mágneses térről.

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

ahol $H_c(0)$ a T=0K-hez tartozó kritikus térfügg.

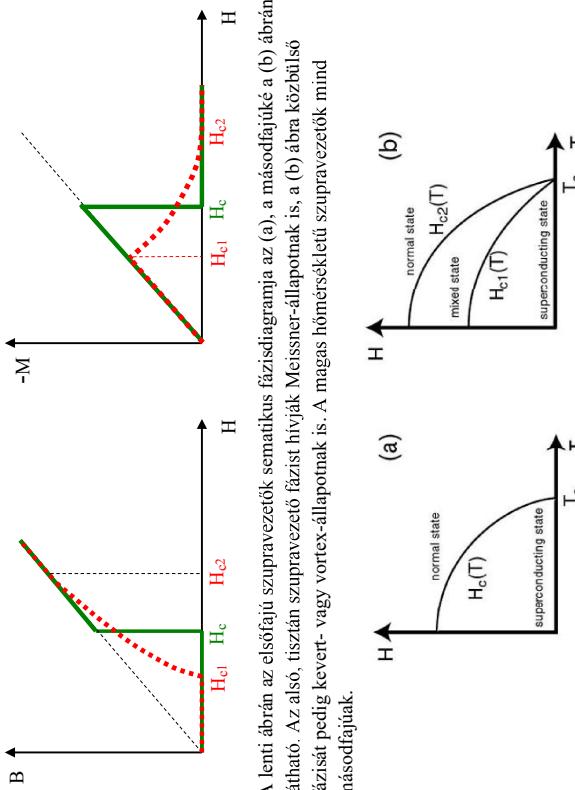
Mindazek ebben a formában az ún. elsőfajú szupravezetőkre igazak. A másodfajú szupravezetőkben bonyolultabb a helyzet. Itt addig $T < T_c$ hőmérsékleten két kritikus térfügg van. Az első elérve a mágneses térfelhalmozásra a szupravezetőbe, de csak igen keskeny „csővecskék”, ún. **vortexek** mentén. A minta vortexek közötti része szupravezető állapotban marad egészen a H_{c2} kritikus térlérésig. Az ábrán a vortexek karika alakban örvényáramok fogják kötől, ezek biztosítják, hogy a mágneses térfelhalmozásra a szupravezetőben kerüljön az anyag azon (kekkel jelölt) részére, amely még szupravezető állapotban van.



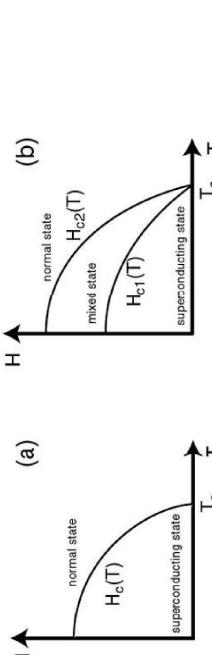
Ezt úgy magyarázzák, hogy a mágneses térfelhalmozásra a minta felületén egy keskeny, de az atomi méreteknél nagyobb vastagságú rétegen felületi áramok indukálódnak és ezek által gerjesztett mágneses térfelhalmozásra a minta belséjében. A zérus ellenállás miatt ezek az áramok nem csillapodnak. Ezért a mágneses levitáció jelensége is:

Az alábbi grafikonon a zöld folytonos vonal mutatja a B indukció és az M mágnesvezető viselkedését a kritikus térfüggvényében elsőfajú, piros pöttyözött vonal másodfajú szupravezetőkre.

A szupravezetés elmélete



A lenti ábrán az elsőfajú szupravezetők sematikus fázisdiagramja az (a), a másodfajúaké a (b) ábrán látható. Az alsó, tiszta szupravezető fazist hivják Meissner-állapotnak is, a (b) ábra közötti részt pedig kevert- vagy vortex-állapotnak is. A magas homéréscléketű szupravezetők minden másodfajtaiak.



Mivel az áramnak van saját mágneses tere is, nem lehet tétszölegesen nagy áramterősséget létesíteni a szupravezetőben. Ha az áramvezető kör keresztszínettű, felületén a mágneses térférősség

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

Ha a vezető felületén a térférősség eléri a kritikus térférősséget, a szupravezetés megszűnik, ez tehát korlátozza a maximális áramterősségi nagyságát. Egyes másodfajú szupravezetőkben viszont ez a kritikus áramterősség igen nagy érték is lehet. Lantámból, báriumból és rézből, ezek oxidációjával keramikus anyagok állíthatók elő. Ezen kerámikák vizsgálatára soran két fizikus, A. Müller és G. Bednorz rájöttek arra, hogy ezek az anyagok kulcsötöntősségük az újfajta, **magas homéréscléketű szupravezetők** kifejlesztésében. Minden addignál nagyobb kritikus homéréscléketű anyagot állítottak elő. Felfedezésük a szilárdtestfizikában valóságos forradalmat indított el és Nobel-díj is lett az eredményne.

Számos vizsgált szupravezető kerámia szerkezetének vizsgálata azt az eredményt hozta, hogy azok kövös szerkezetű kerámia valamilyen elektronosan aktív (pl. rézoxid) síkok, amikben a szupravezetők más részeken fogják közelebb. Ez a pozitív és negatív töltések tárolói. E rétegek elektronállapota határozza meg a réz-oxigén síkokon folyó töltések nagyságát és az anyag kritikus homéréscléletét. Jelenleg a legmagasabb kritikus homérésclélet 138K (-135°C). A kerámiai rideg tulajdonsága nehezti ezeknek a magashoméréscléketű szupravezetőknek az alkalmazását.

Mivel a szupravezetésnek sok esetben egyáltalán nem feltétele, hogy az anyag teljesen tiszta legyen, ezért a nulla ellenállás nyilvánvalón nem annak köszönhető, hogy a kristályra csak tökéletes a periodicitása és az elektronoknak nincs mibe beleütközniük. Tehát nem az a helyzet, mint elsőre gondoltánk, hogy a Matthiessen-szabályt minden, a periodicitás sértéséből adódó p tag nulla. A szupravezetők nem érvényes a Matthiessen-szabály, ami arra utal, hogy az azt alátámasztó elmélet konfátaiba ütközünk. Tehát olyan elméletre van szükség, ami kifinomultabb, általánosabb, meghaladja a korábbi elméleteket.

Most csak a legismertebb és legsikeresebb elmélettel, a **BCS-elmélettel** fogalkozunk⁵. (Bardeen, Cooper és Schrieffer, 1957. Nobel-díj 1972-ben. Bardeen korábban a tranzisztor felfelezőséért is kapott Nobel-díjat.) Az elméletet az **izotópeffektus**, az első fajú szupravezetők egy fontos tulajdonsága támogja alá.

A kísérletek szerint adott anyag különböző izotópjaival más és más a kritikus homérésclélet, 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 negyzetegyörökének és a kritikus homérésclélemek a szorozata adott elem esetében állandó.

$$T_c \sqrt{M} = \text{állandó},$$

Az összefüggésben M a minta atomjának tömege, T_c pedig a mért kritikus homérésclélet. Ez az összefüggés tehát azt mutatja, hogy a szupravezető fazisállakulás T_c kritikus homéréscléletet az atom tömege befolyásolja, mégpedig azért, mert a különböző tömegű atomok másképp rezennek a kristályban. Ez azt jelenti, hogy a szupravezető állapotban az elektronok a rásrezgesésekkel lépnek kölcsönhatásba, a rezgő atomtörméseknek kulcsszerűpik van a szupravezetésben.

Az ismert volt, hogy a szupravezető állapot rendezettsébb állapot, mint a normal állapot, és ez a rendezettséget az elektronokra vonatkozik. Ezekből az alapozandolatokból a kvantumfizikában időközben kidolgozott óriási elméleti eszközök segítségével alkották meg a BCS-elméletet, amelynek főbb elemeit az alábbiakban igen legegyzetűsítve mutatjuk be.

Szupravezető állapotban az atomtörmésekhez közelébb elektron megzavarja az atomtörmések rezgésállapotát, ennek következtében az ion kvantált rezgési energiát bocsát ki. (Nem elektromágneses, hanem mechanikai rezgéstől van szó!) A rásrezges energia-kvantumát **fotonnak** nevezik, ezek közvetítik az **elektronok közötti kölcsönhatást**. Ez a kölcsönhatás **vonzó** az ellentétes spinű elektronok között. Ha a vonzó nagyobb válik, mint az azonos elektronos töltések között ható Coulomb tasztás, az elektronok **párokká** állnak össze. Az elektronpárok energiája kb. 10^{-4} eV-tal alacsonyabb, mint két különálló elektron energiája. A T_c kritikus homérésclélet felett a fononok hatásával származó vonzó kölcsönhatás gyengébb, mint az elektrosztatikus tasztás, ezért ilyen homéréscléleten nem kelethetnek elektronpárok.

A T_c kritikus homérésclélet alatt az ellenállás spinű elektronok közötti fononok követtsével keletkező elektronpárokat **Cooper-párok** nevezik. A Cooper-párok nem szorosan összekapcsolt elektronokként kell elkezelnünk, hanem egymástól megkülönböztető távol állóaknak. A Cooper-pár elektronai közötti távolság μm nagyságrendű, vagyis a rácstállando

⁵ A BCS elmélet az ebben a tényezetben korábban (legegyzetűsítve) tárgyaltnak sokkal bonyolultabb, ezért itt csak főbb elemeket felvázolásra vállalkozhatunk.

nagyárendjével kb. tízeszser nagyobb. Mintegy milliónyi Cooper-pár hullámfüggvénye között van átfedés, ennyinek van közös térfogata.

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

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

ahol φ az egész szupravezetőre jellemző fázis. Az elektronpárok szabadon mozoghatnak a kriszályrásban annak ellenére, hogy valamennyien azonos energiaszinten vannak. $T > 0$ K hőmérsékleten nem minden vezetői elektron alkot Cooper-párokat. A Cooper-párokon kívül minden vannak a normális vezetésben részt vevő elektronok is. Ha $T \rightarrow T_c$ alulról, akkor a nem párosodott, normális vezetésben lévő Cooper-párok energiajára csökken. Ez az energia körülbelül 100%-hoz.

A szupravezetésben lévő Cooper-párok energiajára csökken, és csak egszerre változhat, így egyetlen elektronpár felbontása egyben az egész rendszer genjesztésének felel meg, aminek szükséges egy minimalis ΔE 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 mindenkor tizedrésze. Ha ΔE nagyobb, mint az ionrcsot jellemző kT hőenergia, akkor a rác nem akadályozza a párok morgását, így az elektronok nem vesznek energiát. Ily módon a gap létrezését magyarázzák az ellenállás nélküli vezetést.

A másodfajú szupravezetők a BCS elmélet többnyire nem ad megfelelő magyarázatot. Rájuk még nincs 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 átájart szupravezető gyűrű által körülözött fluxus kvantált, vagyis nagysága egy legkisebb fluxusérték egész számu többszöröse lehet:

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

ahol \hbar a Planck-állandó. A $\hbar/2e$ mennyisége az elemi fluxus, neve **fluxus-kvantum** vagy **fluxoid**. A fluxoid nevezőjében az elektronpár $2e$ töltése is arra utal, hogy az elektronok párokka rendeződnek a szupravezetőben. A másodfajú szupravezetőkben egy vortexban egy fluxoid van.

Mivel az elektronpárok ellenetű spinűek, az erős különböző mágneses ter novelt az energiájukat (Zeeman-energia), ez pedig a párok felbomlásához vezet. Használó a hatása a ferromágnesességnek is. A mai kutatások viszont olyan irányban vannak, hogy a feltételzetes szinten egyes anyagokban azonos spinú elektronok is alkothatnak elektronpárokat. Egyes mérések ugyanis szupravezetés és ferromágnesesség egyidejű létézését mutatták ki nagyon alacsony hőmérsékleten.

Josephson-effektus

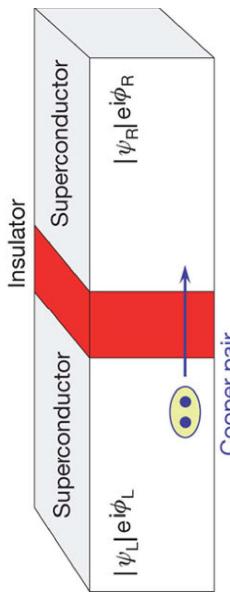
Az 1973-ban Nobel-díjjal jutalmazott Josephson felvételle, hogy szupravezetők között nem csak egyes elektronok, hanem Cooper-párok is közelkedhetnek aligüt-effektussal. Josephson elméletét úton le vezette a megfelelő formulákat, így a jelenséget Josephson-effektusnak nevezik

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

Tegyük fel elöször, hogy nem kapcsolunk különséget az átmennetre. Ekkor az áramstűréség 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 all. Mivel ez nem függ az időtől, egyenáram folyik.



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

Vizsgáljuk most azt az esetet, amikor U **egenfeszültséget** kapcsolunk az átmennetre. Ekkor belátható, hogy a fáziskülönbögség a $\frac{2eU}{\hbar}$ módon növekszik az idővel, amit behelyettesítve azt kapjuk, hogy **váltóáram** folyik

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

kötérfrekvenciával. Tehát a Josephson-átmennetre kapcsolt egyenfeszültség nagyfrekvenciás rezgéseket gerjeszt. A nyert frekvencia (f), az alkalmazott feszültséggel arányos. Az alagutréteg koherens sugarairól. Az alkalmazott U feszültség néhány mV, a frekvencia felső határa kb. 300 GHz. Ezeket a következetéseket nagy pontossági mérték igazolják.

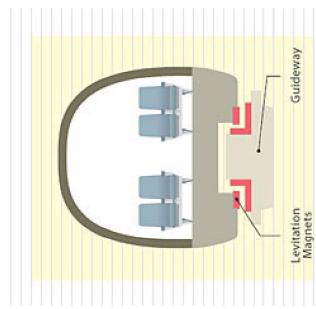
A szupravezetés alkalmazásai

Villamos energia szállítás: Az ellenállás nélküli áramvezetés azt a gondolatot sugallja, hogy a szupravezetők villamos energia szállítására célszerű hasznosítani. Ezért fölg az akadályozza, hogy az alacsony hőmérséklet állandósítása sok energiat igényel, de a technikai megalvalósítás 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 ügynakkora keresztnetszett réz kábel. Most olyan vezetéket terveznek, amely 4kA-es áramot szállítana.

Szupravezető zárlati áram-korlátozó: Az ideális korlátozo normál üzemműlapotban nulla impedanciával rendelkezik, amely impedancia ugrászerűen nő meg a kivánt értékre az első zárlati áramcsúcs kialakulása előtt. A zárlati áram megszüntéte után a korlátozo rövid idő alatt képes visszatérni normál működési állapotába. Szupravezető alkalmazva tehát a zárlati áram nem szakad meg, hanem biztonságos szintre korlátozódik. Az eszköz nem tartalmaz mozgó alkatrész, az aram érzékelése, az áramkorlátozo működtetése a szupravezető fizisztikai képességeihez kötődik. Amikor a szupravezetőben folyó áram eléri az aktiválási értéket, akkor a szupravezető anyag normal állapotba kerül. Ilyenkor a védőrend háborúba egy nagy impedanciát (rezisztív típusnál ellenállást, induktív típusnál reaktanciát) kapcsol, erre a korlátozza a zárlati áram nagyságát. Mivel minden esetben a beavatkozást ügyanaz a szupravezető végezi, az eszköz működése elég gyors (2-3 ms). Akár több ezer amperes áramok korlátozására is alkalmas.

Szupravezető mágnesek: Mivel a H_C félső kritikus tér másodfajú szupravezetőkben igen nagy is lehet, igen erős mágneses teret lehet szupravezetőkkel létrehozni. Ez alkalmazzák pl. az MRI (Magnetic Resonance Imaging) esetében, ahol igen erős mágneses tereket használnak. Az egyik legerdekebb alkalmazás a MAGLEV, a mágneses levitáció alapuló vonat. Itt a járművek pályán tartását és hajtását a hagyományos kerekek helyett mágneses mező vezeti. Ez keltheti hagyományos elektromágnes és szupravezető mágnes is, amely a vonat aljában található. Az elöbbiekkben általában nagyobb a hőtermelés és nehézebbek a mágnesek is, az utóbbinál viszont felvannak a hűtői kell a szupravezetői



Mágneses tér mérése: A SQUID egy érzékeny műszer mágneses tér mérésére. A betűszó a Superconducting Quantum Interferometric Device szavakból származik. (Szupravezető kvantuminterferenciás készülék.) A két Josephson-ámenettel képzett hurok olyan áramkörű elem, melynek belséjében a mágnes fluxus kvantált, értéke csak a fluxoid egész számú többszöröseként lehet.

The diagram illustrates a SQUID magnetometer setup. A superconducting loop is formed by a grey rectangular bar with two circular junctions labeled "junction 2" and "junction 1". A vertical line labeled "bias current" enters the top junction. A horizontal line labeled "insulator" runs across the loop, creating a barrier between the two junctions. Arrows labeled "flux" point towards the loop from the left.

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 geoligusok a SQUID-del olaj-, víz- és ásványlelhelyek után kúratáhnak mivel ezek helyi anomáliaikat okoznak a földi mágneses mezőben.

Információ-technológia: Az ún. RSFQ (rapid single flux quantum) technológia föleg a digitális jelfeldolgozásban használható: a tranzisztorok helyét Josephson-ámenetek veszik át. Az információ mágneses fluxuskvantumot formájában tárolódik. Akár több száz Gigahertz frekvenciával is működhet. Sajnos 20-25K foknál a librai arány gyorsan rövekszik, ezért költséges hűtést kell alkalmazni. A hűtésti eltekintve azonban sokkal kevesebbet fogysz, mint a hagyományos CMOS technológia. Az RSFQ egy klasszikus és nem kvantumszámítógépes technológia, a Josephson-ámenetek viszont alkalmasak arra is, hogy **kvantum-számítógepeket** ennek a céljára fejleszthessenek.

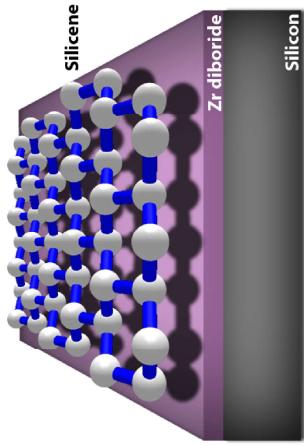
6. A Grafén és társai

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



Mivel minden szénatomnak csak három szomszédja van és a rácsban minden kötés ekvivalens (inncsenek kötésesek), az elektronok egy része szabadan rekintethető (a grafén egyfajta atomás önmáolekula). A grafén savszervezetének egymértékű ábrázolásában és két dimenzióban:

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



Jól látható, hogy a Fermi-szint körül **nincs tiltott sáv**, az elektronokat tartalmazó alsó (narancssárgával jelölt), és az üres (szírkével jelölt) felső Dirac-kúp egy pontban, az ún. Dirac-pontban összeér. Ennél nagyon kevés elektron van a Fermi-szint közvetlen közelében (ebből a szempontból a grafén félhémnék tekinthető). Nagyon kicsi térfürészére csak ez az igen kevés elektron tud gyorsulni és az alsó kúpból a felsőre kerülni. A térfürészeg növelésével ezon elektronok száma növekszik. Tehát a grafénre nem teljesül az Ohm-törvény, mert a vezetőképesség először közeliében maga is lineárisan nő az alkalmazott térfürészéggel.

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

kvadratikus összefüggés érvényes, hanem

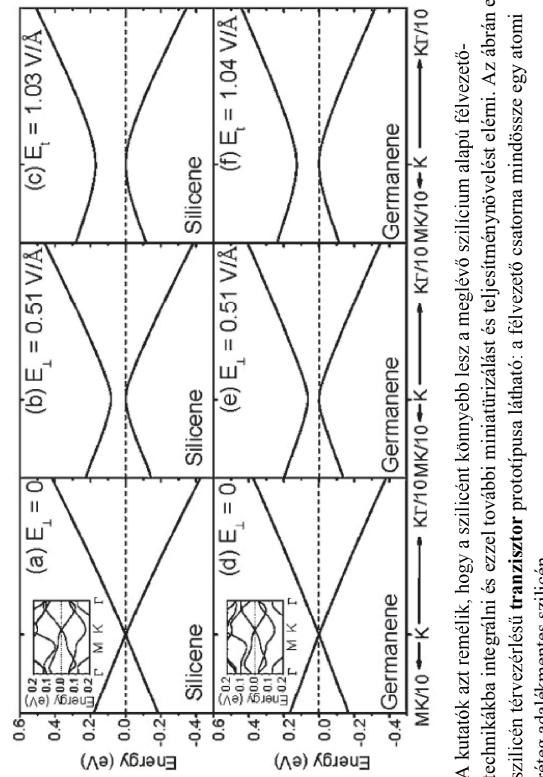
$$E = \hbar v_F |\vec{k}| = \hbar v_F \sqrt{k_x^2 + k_y^2},$$

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 lineáritas a (nyugalmi tömeg nélküli) fotonokra jellemző tulajdonság. Végeredményben az adódik, hogy az elektronok és a lyukak effektív tömege a Dirac-pontban nulla, azaz igen **mögékonyak**. Az elektronok mobilitása átlagosan kb. $20 m^2/Vs$, tehát majdnem 4 nagysárenddel nagyobb, mint a rézben. A grafén vezetőképessége emiatt jobb, mint a réz. A pontos feszültség-áram karakterisztika sok paramétertől függ, de általában elmondható, hogy a lineárisnál gyorsabban nő az áram a feszültséggel.

Mindöbböl látszik, hogy a grafén nem félvezető, tehát ebben a formában nem lehet belőle tranzisztor készíteni. Természetesen nagy erőkkel folyik a kuttatás olyan más módszalai után, amely alkalmas lehet arra, hogy kiszorítsa a sziliciumot a uralkodó pozíciójából. Mindemellett a graféntől, mivel átlátszó, forradalmi újjásokat remélnek az érintőképernyős technológiákban. Kínában már most is gyártanak olyan okostelefont, amelynek a képernyőjén grafén bevonat van és egyes források szerint ennek a hajlitható verziója is létezik már, amelyet majd a csuklónkról is lehet tekerni. Egyes kutatások azt az eredményt hoztak, hogy a grafénnak egyfajta öngyögyítő tulajdonsága van, ezért érdemes lesz robotok burkolataikent („bor”) használni.

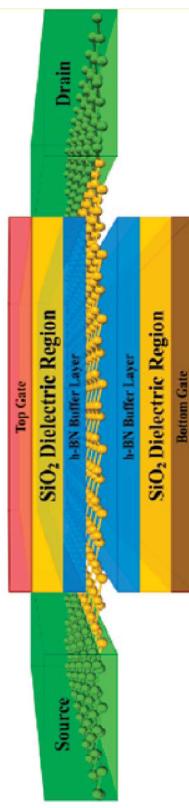
A Szilicén

(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



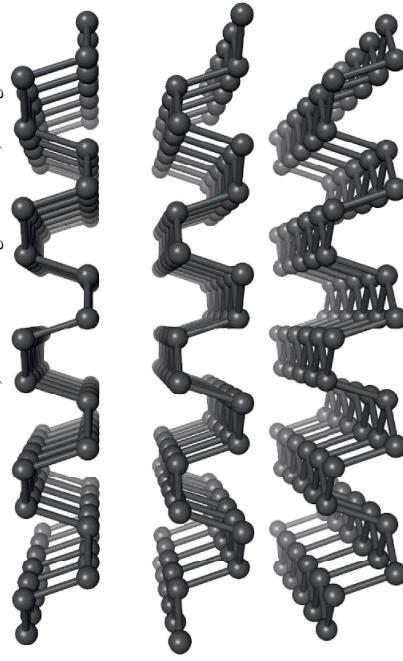
A kutatások azt remélik, hogy a szilicén könnyebben lesz a megélező szilicium alapú félvezető-technikákba integrálható és ezzel további miniatürizálást és teljesítménynövelést elérni. Az ábrán egy szilicén tervezérlésű **tranzisztor** prototípusa látható: a félvezető csatorna minden részét adalekmentes szilicén.

Silicene FET



A Foszforén

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

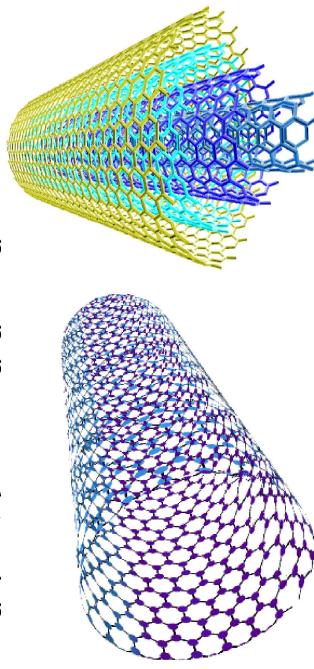


Nature Nanotechnology 9, 330–331 (2014) DOI: 10.1038/nnano.2014.85

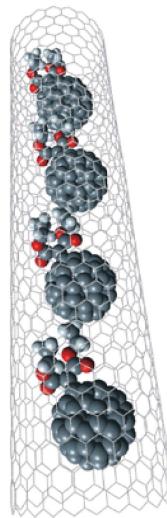
A kutatók foszforénból néhány atomi réteg vastagságú p-típusú tranzisztor prototípusát készítettek és mérésükkel végeztek a tulajdonságainak mezállapítására, ami alapján elközelhetőnek tartják, hogy ennek az anyagnak fontos szerepe lesz a jövő tranzisztoraiban. Más kutatók az javasolják, hogy alacsony FET-eket (TFET) kell foszforérből készíteni, mert a numerikus számítások alapján jobbak lesznek a jellemzői MOSFET-eknél.

A Nanocsővek

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



Először a többfájú nanocsőket sikertel előállítani és csak később azt segítőfut. Újabban a csővek belsőjebe más atomokat vagy molekulákat tesznek (pl. fullerenek), az így kapott rendszert nanoborsónak hívják.



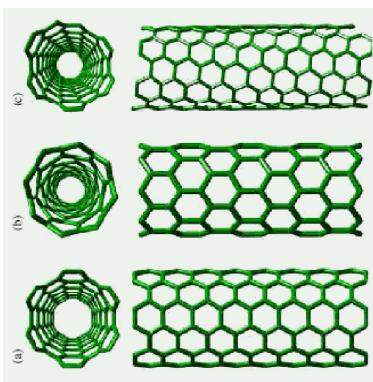
Az alábbi ábrán különboző szerkezetű csöveket láthatunk.

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

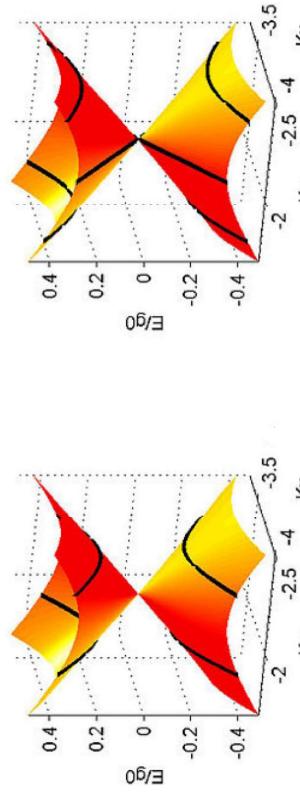
A b) ábrán fordítva: a kötések egyharmada párhuzamos a cső tengelyével, de egyik sem merőleges

ra (cikkcakk típus).

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



A nanocsövek vezetőképessége elssorban típusuktól és a konkréttól függ. Léteznek fémes nanocsövek kiemelkedő vezetőképességgel (föleg a karosszék típus) vagy félfelvezetők késkeny tiltott sávval (többnyire a cikkcakk típusúak). A sávszerkezetet úgy kapjuk, hogy a graffén Dirac-kuplát (az ábrán piros-sárgát) a megfelelő k értékeknél egy (az ábrákon függetlenül) sikkal elmettszük (a metszés-vonalakat feketével jelöltük). A struktúrától függ, hogy a metszéspontról éppen összeér az alsó és a felső sáv vagy nem, tehát lesz-e tiltott sáv vagy nem.



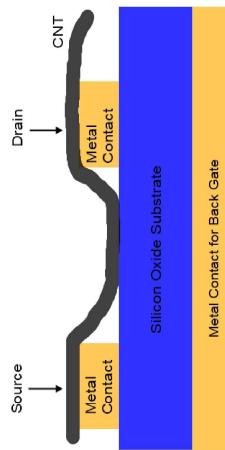
Amennyiben nincs tiltott sáv, a nanocső nemcsak, hogy igen jó vezető, hanem előfordulhat ballisztikus vezetés is, amikor az elektronok nem tüköznek és nem szóródnak a ráshibákban, azaz nincs energiavesztés. A jó elektronos vezetés jó hővezetést is jelent. Az ilyen nanocsöveget arra próbálják felhasználni, hogy a tranzisztorok működése során keletkezett hőt elvezessék a túlmelegedés elkerülése érdekében.

Kvantált vezetés: „Ideális” rendszерben a $G = \frac{I}{R} = \frac{e^2}{h}$ (Siemensben mért) konduktancia diszkrét értékeket vehet fel:

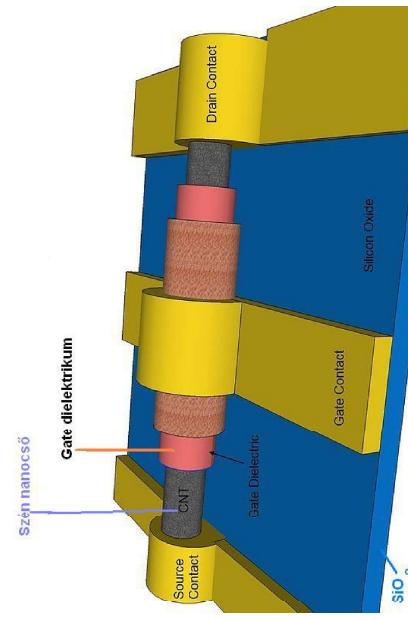
$$G = 2N \frac{e^2}{h}, \text{ N természetes szám}$$

A 2-es faktor a kétféle spinbeállás miatt van. Mivel különböző mágneses téren a kétféle spinbeállás egyenértékűsége megszűnik, a kettés faktor eltünik a képletből.

Nanotube tranzisztorok: 1998-ban jelentek meg az első publikációk arról, hogy szén-nanosövekből sikertűl megalkotni tranzisztoroknál működő eszközöket. Azóta minden az ehhez kapcsolódó elméletet, minden gyakorlati sokat fejlődtött, de még mindig rengeteg a nyitott kérdés ezen a területen. Kezdetben a technológia csak ahoz volt elég, hogy rávígék a fém elektrodákat a nanocsöveket, és megelhetősen sok véletlenszerűség volt abban, hogy az éppen memuire érintkezett a kivezetésekkel.



2008-ban állították elő olyan prototípust, ahol a szigetelő réteg (belül) és a Gate elektroda (kívül) koaxialisan, mintegy csomagolásaként körbeveszi a nanocsőt. Az ilyen tranzisztorok néhány paramétere jobb, mint a hagyományos MOSFET-eké, pl. a vezérelt áramlásiűrűség nagyobb, ha nyílt van a Gate és kisebb, ha zárva van, továbbá nagyobb a töltéshordozók sebessége. Emellett elmeletileg akár a Terahertz frekvenciatartományban is működhettek.

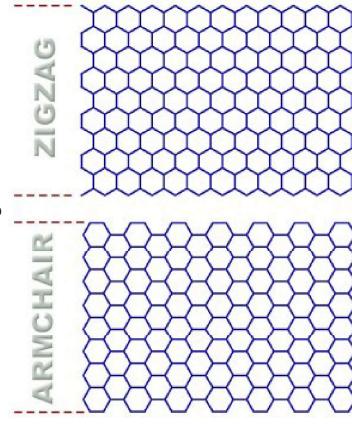


Ennek a geometriai elrendezésnek két típusa van, amelyek működési elvükben is kulönböznek
 I. A nanocső és a Source, valamint a cső és a Drain fém-elektroda között ohmos kontaktus van. Ez a típus jobban hasonlít a hagyományos MOSFET-ekre. A nanocső két végett erős adalekoltja, így a közepe egy potenciál gátat képez, amelynek magasságát a Gate feszültséggel lehet szabályozni.

2. A nanocső Schottky-átmennetet képez a Source és a Drain elektroákkal. Itt a Gate feszültséggel a potenciálát szélességeit lehet szabályozni.

A Nanoszalagok

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



A sávszerkezetet 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 körtől. A helyzetet bonyolítja, hogy az elektronok mobilitása is független az paramétereikről és általában kisebb, mint a grafénben. Legújabban ilyen nanoribbonok-ból (pl. 7 szénatom, azaz 0,74nm szélességű szalagokból) próbálnak FET-eket konstruálni, működtetések tanulmányozni. Egyre közelebb kerülnek aholhoz, hogy atomi szinten kontrollálni tudják azt, hogy mi zárja le a szalag szélét.