

SÓLYOM JENŐ

Az alacsony hőmérsékletek titkai



Solyom Jenő
fizikus
az MTA rendes tagja

Az emberi élet viszonylag keskeny hőmérséklet-tartományban lehetséges. Bizonyos természeti jelenségek azonban csak ennél sokkal magasabb vagy sokkal alacsonyabb hőmérsékleteken játszódhatnak le. Az ősrobbanás után extrém magas hőmérsékleten indult meg az univerzum kialakulása. Laboratóriumokban viszont eljuthatunk a hőmérsékleti skála másik végéhez, az abszolút nulla fok közelébe. Alacsony hőmérsékleteken a rendezettségre való törekvés – és az, hogy egyre fontosabbá válik az anyag kvantumos természete – egy sor új, szobahőmérsékleten nem tapasztalható jelenséghez vezet. Az előadás a szuperfolyékonyság és a szupravezetés példáján mutatja be ezeket. Rámutat arra, hogy bár a szupravezetés alacsony hőmérsékleteken valósul meg, széles körben alkalmazható.

1940-ben született. 1964-ben szerzett kiegészítő diplomát az ELTE Természettudományi Karának fizikus szakán. 1970-ben a fizikai tudomány kandidátusa, 1978-ban akadémiai doktor lett. 1987-ben az MTA levelező, majd 1993-ban rendes tagjává választották.

Pályáját 1964-ben az MTA KFKI Szilárdtestfizikai Laboratóriumának akkor alakuló szilárdtest-elméleti csoportjában kezdte és azóta is ott dolgozik – bár az intézet közben átalakult, neve is többször változott. 1988-tól kutatóprofesszor, 1992-től az ELTE másodállású egyetemi tanára. Több külföldi egyetemen és kutatóintézetben dolgozott mint vendégkutató, illetve vendégprofesszor (1970–1971 és 1985–1988 között a grenoble-i Laue-Langevin Intézetben, 1978–1980-ban az illinois-i, 1984–1985 és 1991–1992 között pedig a lausanne-i egyetemen). Tagja az MTA Szilárdtestfizikai és Statisztikai Fizikai Bizottságának, valamint a Doktori Tanácsnak.

Fő kutatási területei: a szilárdtestek fizikája, különösen az alacsony dimenziójú anyagok elektromos és mágneses tulajdonságai.

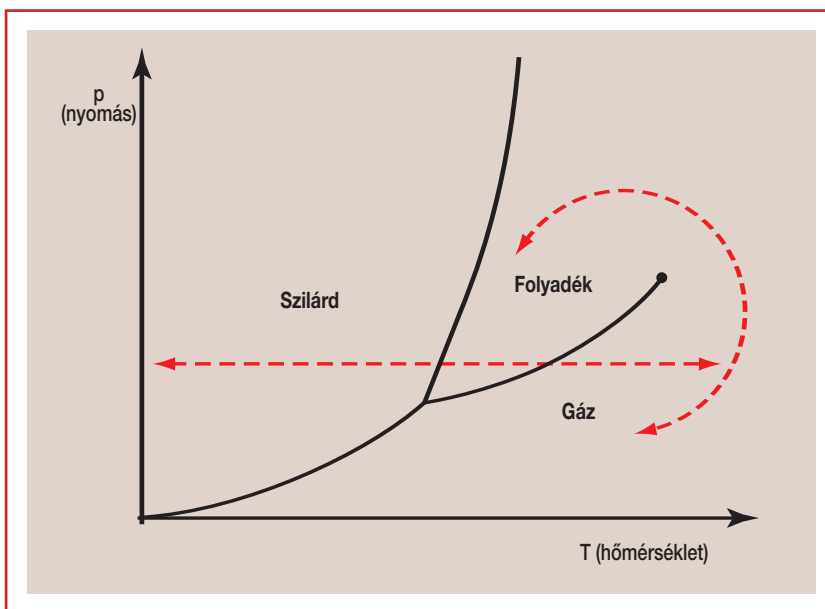
Bevezetés

Az utóbbi teleken gyakran találkoztunk alacsony hőmérsékletekkel. A mi viszonyaink között a -20 °C -os külső hőmérséklet nagyon alacsonynak tűnik, a nyári, néha $+40\text{ °C}$ -ot megközelítő hőség pedig nagyon magasnak.



A szerves élet csak viszonylag keskeny hőmérséklet-tartományban lehetséges. Pedig a természetben ennél sokkal hidegebb és melegebb is előfordul. Mindennapi tapasztalataink inkább a melegebb hőmérsékletekről vannak. Tudjuk, hogy ha egy szilárd testet fokozatosan melegítünk, egy bizonyos hőmérsékleten megolvad, majd további melegítéssel a forrásponton gőzzé (gázzá) válik. Ha az anyagnak ezt a három halmazállapotát – fázisát –, a szilárd, a folyékony és a gázszerű állapotot nem légköri nyomáson, hanem a külső nyomást is változtatva vizsgáljuk a hőmérséklet függvényében, egy jellegzetes fázisdiagramhoz jutunk.

1. ábra. Jellegzetes, szilárd, folyadék- és gázfázist tartalmazó fázisdiagram



Állandó nyomás mellett a hőmérsékletet növelve az anyagtól függő, de jól meghatározott hőmérsékleten következik be a fázisok közötti átalakulás, az olvadás, illetve a forrás jelensége. Ugyanígy, ha a hőmérsékletet állandónak tartjuk, de a nyomást növeljük, a gőz hirtelen lecsapódik, majd a folyékony halmazállapotú anyag még nagyobb nyomás alatt megszilárdul. Vegyük észre, hogy lehet ez alól kivétel! Nagy nyomáson és magas hőmérsékleten egy szemmel láthatóan gőzszerű fázisból úgy is átmehetünk a folyékony állapotba, hogy közben semmiféle hirtelen változás nem történik. Ehhez a nyomást és a hőmérsékletet megfelelő módon úgy kell szinkronban változtatni, hogy a fázisdiagramon megkerüljük a kritikus pontot. A kristályos szilárd állapot kialakulásánál ugyanez nem fordulhatna elő. Ezt az anyag atomi szerkezete alapján érthetjük meg. Kristályban az atomok szabályos rendben helyezkednek el, a folyadék és a gázfázisban viszont rendezetlenül. Az utóbbi két fázis között a rendezetlenség mértékében nincs különbség, csak abban, hogy az egyikben sűrűbben, a másikban ritkábban találhatóak az atomok vagy molekulák.

A természet azonban ennél gazdagabb. Nemcsak szilárd, folyékony és gázfázisa lehet egy anyagnak, hanem – az építőköveknek, a molekuláknak az alakjától függően – közbenső fázisok is előfordulhatnak, melyekben a molekulák térbeli elhelyezkedése egyes irányokban a kristályokéra emlékeztet.

tet, más irányokban viszont inkább a folyadékokra jellemző rendezetlenséget találjuk. Ezek a folyadék-kristályok. Más esetekben pedig, mint például az üvegében, annak ellenére, hogy az anyag szilárdnak látszik, belső felépítésében egyáltalán nincs kristályos rendezettség.

Az anyagok még további lehetséges állapotait ismerhetjük meg, ha vizsgálatainkat szélesebb hőmérséklet-tartományra terjesztjük ki és nemcsak az atomok térbeli elhelyezkedését vizsgáljuk, hanem egyéb jellemzőket is. A különböző állapotok közötti átalakulás olykor egy elkenet hőmérséklet-tartományban történik meg, más esetekben egy jól meghatározott hőmérsékleten bekövetkező fázisátalakulással van dolgunk. Ilyen éles átalakulás a szilárd testek megolvadása vagy a folyadékok megszilárdulása, de a forrás is, ha a kritikus pontnál alacsonyabb hőmérsékleten és nyomáson következik be. Mindig ilyen jól meghatározott pontban bekövetkező fázisátalakulással találkozunk, ha a két fázist valamilyen szimmetria, valamilyen rend megéléte vagy hiánya különbözteti meg. Ez lehet szemmel látható szimmetria, mint például egy szépen növesztett kristály külső alakján is megfigyelhető, diszkrét elforgatásokkal szembeni szimmetria vagy tükörsík (az olvadék **izotrop**, rendezetlen állapotára ez nem jellemző, tetszőleges szögű forgatással szemben invariáns lehet), de lehet a **spinek** szabályos beállításából adódó szimmetria vagy még ennél is kevésbé szemléletes rend.

Izotrop:

minden irányban azonos tulajdonságú.

Spin:

az elemi részecskék saját, kvantált impulzusnyomatéka.

Boltzmann-állandó:

$$k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$$

Kémiai kötés:

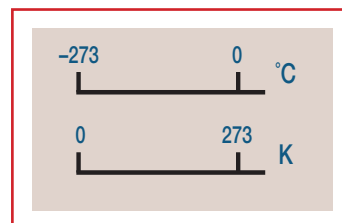
atomok közötti kölcsönhatás, mely azokat molekulákká vagy más atomcsoporttá (pl. kristályá) köti össze. Az ionos, kovalens vagy fémes kötés jellegzetes energiája 1–10 eV/atom.

Szélsőségesen magas hőmérsékletektől a szélsőségesen alacsonyakig

Néhányszor tízezer fok fölé melegtett anyagban a termikus energia – mely a **Boltzmann-állandó** és a hőmérséklet szorzata – összemérhetővé válik a **kémiai kötések** jellegzetes energiájával, az atomonkénti 1–10 eV energiával. Ilyen magas hőmérsékleten az anyag atomjaira bomlik szét, sőt az atommaghoz kötött elektronok is leszakadhatnak, plazma keletkezik.

A hőmérsékletről szólva a bevezetésben mindig jeleztem, hogy Celsius-fokról van szó. Magas hőmérsékleteknél, néhányszor tízezer foknál viszont akár kelvinben is érthetjük volna azt. Ez utóbbi – a K – az abszolút hőmérsékleti skálán méri a hőmérsékletet az abszolút nulla ponttól. A két hőmérsékleti skála 273 fokkal van eltolódva egymáshoz képest (a jég olvadáspontja 273 K-nek felel meg), ami ilyen magas (10^4 fok)vagy még magasabb hőmérsékleten nem számít. Alacsony hőmérsékleteken, különösen az abszolút nulla pont közelében azonban célszerű az abszolút hőmérsékleti skálát használni.

Az atomokra való szétesés jellegzetes hőmérsékleténél – vagy a plazma keletkezésénél jóval magasabb hőmérsékleteken –, nagyságrendileg 10^7 fok fölött már az atommagok sem maradnak stabilisak, szétesnek protonokra és neutronokra. További három nagyságrenddel magasabb hőmérsékleten pedig már a fény elemi kvantumai, a fotonok is akkora energiával rendelkeznek, hogy elektron–pozitron párokká alakulhatnak át. Ez éppen az el-



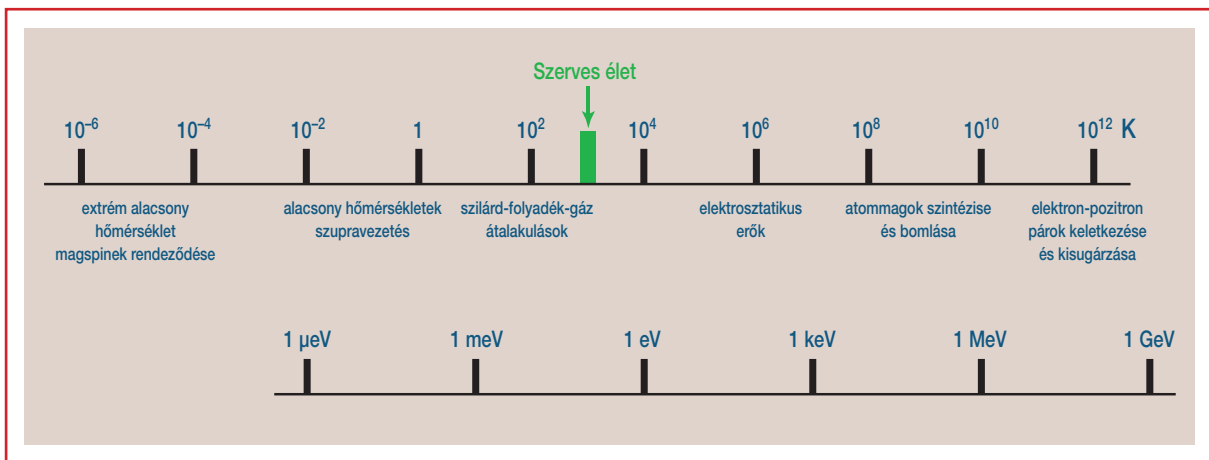
Hőmérsékleti skála Celsius-fokban és kelvinben



lenkezője annak a folyamatnak, amelyen a PET (pozitron-emissziós tomográf) működése alapszik, hiszen ott egy pozitron és egy elektron találkozáskor azok úgy semmisülnek meg, hogy közben két foton keletkezik.

Ezeket a folyamatokat elméletileg jól le tudjuk írni, ám kísérletileg ilyen magas hőmérsékletet nem tudunk előállítani. Részecskegyorsítókban viszont ennél nagyobb energiára is fel lehet gyorsítani töltött részecskéket, s ennek révén lehet az ilyen nagy energiáknál lejátszódó folyamatokat tanulmányozni. Egyedi részecskék esetén nem lehet hőmérsékletről beszélni. A hőmérsékletnek csak véges sűrűségű anyagmennyiség esetén van értelme, ahol a statisztikus fizikai leírás alkalmazható. Egyetlen részecske esetén is van azonban értelme arról beszélni, hogy átlagosan milyen hőmérsékleten lenne egy részecskének akkora energiája, mint amekkorára felgyorsítottuk. Ennek alapján a hőmérsékleti skála mellé odatehetünk egy energiaskálát is.

2. ábra. Hőmérsékleti és energiaskála



Ma a legnagyobb gyorsítóknál 200 GeV, vagyis 200×10^9 eV energiát lehet elérni, de a tervek szerint hamarosan 7 TeV, vagyis 7×10^{12} eV is elérhető lesz. Ezzel olyan ütközéseket lehet majd vizsgálni, amelyek egy 10^{16} fokos rendszerben játszódnának le. (Hogy valamihez kötni tudjuk: ez egymilliárdszor nagyobb a napkorona hőmérsékleténél, ami maga is ezerszerese a Nap felszíni hőmérsékletének.) Ilyen magas hőmérsékletű anyagot tehát mesterségesen elő tudunk állítani. Ez azért izgalmas, mert a természetnek, ha rendkívül rövid időre is, de volt egy olyan állapota, melyben ilyen magas hőmérsékletek megvalósultak. A nagy gyorsítóknál végzett kísérletek éppen azt teszik lehetővé, hogy az akkor lejátszódó folyamatokat jobban megérthessük.

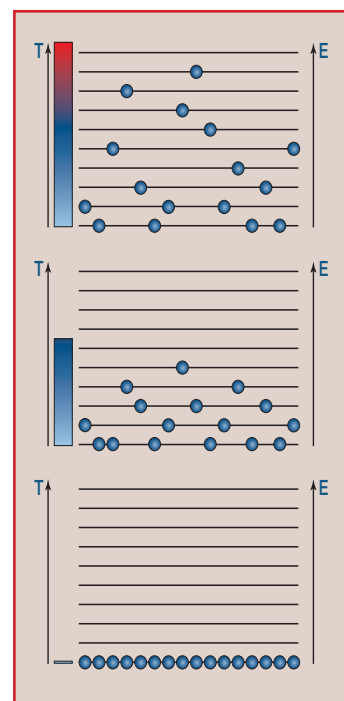
Jelenlegi ismereteink szerint az univerzum a mintegy 12–15 milliárd évvel ezelőtt történt ősrobbanással (Nagy Bumm) keletkezett. A rendkívül forró, nagy energiasűrűségű univerzum gyorsan tágult és hűlt, s eközben éppen a fordított sorrendben játszódtak le az előbb vázolt folyamatok. Az ősrobbanás utáni egymilliomod másodpercben 10^{13} fok, egyszázad másodperc múlva már csak mintegy 10^{11} fok volt a hőmérséklet. Ekkor még két nagy energiájú foton ütközéséből szabadon keletkeztek az elektron–pozitron párok, de a nehezebb tömegű részecske–antirészecske párok

már nem. Egy másodperc múlva 10^{10} fokra, további két másodperc múlva már 10^9 fokra csökkent a hőmérséklet. A fotonoknak már nem volt elég energiája elektron–pozitron párok keltésére, viszont beindulhatott az atommagok szintézise. A protonokból és neutronokból keletkezett hélium-atomok stabilisan fennmaradhattak. Ezután viszont több százezer évnél kellett eltelnie, mire az univerzum annyira lehűlt, hogy az atommagok az elektrosztatikus erők révén az elektronokat magukhoz tudták kötni, és semleges atomok keletkezettek. A további évmilliárdok alatt oda jutotunk, hogy a világegyetem ma egy mintegy 3 K hőmérsékletnek megfelelő kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás tölti meg. Ilyen alacsony lenne a kozmosz hőmérséklete, ha termikus egyensúlyban lenne. Szerencsére nem ez a helyzet. A csillagokba tömörült anyag sokkal magasabb hőmérsékletű, de a Földnek az emberi életet lehetővé tevő klímája is a termikus egyensúly hiánya miatt lehetséges.

Nagyon alacsony hőmérsékleteket azonban – ahogyan nagyon magas hőmérsékleteket is – mesterségesen elő tudunk állítani. Alacsony hőmérséklet alatt a nulla ponthoz közeli, néhány kelvin hőmérsékletű tartományt értjük, extrém alacsony hőmérsékletnek pedig a millikelvin vagy annál alacsonyabb hőmérsékleteket tekintjük, hiszen a laboratóriumokban ma már ilyen rendkívül alacsony hőmérsékletekre is le tudunk jutni. Ennek egyik módja például az, hogy réz mintát nagy mágneses térbe tesznek, majd a teret kikapcsolják. Mivel az atommagot alkotó protonoknak és neutronoknak is van spinje, így a mágnesnek is lehet spinje. A spint kis mágnesűnek is képzelhetjük. A rendezetlenül álló spineket a mágneses tér egy irányba rendezi. A mágneses tér kikapcsolása után a spinek újra rendezetlenné válnak, eközben hőt vonnak el a környezettől, s ezzel azt lehűtik. Lézerekkel az egyes atomokat lehet mintegy megcélozni, s lendületet átadva azokat lelassítani. Ezzel a lézeres hűtéssel a K tízmilliomod vagy százmilliomod részénél (10–100 nK) is közelebb juthatunk az abszolút nulla fokhoz.

Mit várunk alacsony hőmérsékleten?

A kvantummechanikából tudjuk, hogy egy véges méretű dobozba zárt, de egyébként szabad részecskék gázában az egyes részecskék csak jól meghatározott, nem folytonosan változó energiájú állapotokban lehetnek. Ha ez a gáz termikus egyensúlyban van a környezetével, a részecskék onnan energiát nyerhetnek – vagy oda energiát adhatnak le –, miközben egy másik diszkrét energiaszintre kerülnek. Ennek eredményeként az egyes állapotokat a hőmérséklettől függő valószínűséggel töltik be a részecskék. Feltéve, hogy bármelyik energiaszinten akárhány részecske lehet, magas hőmérsékleten magasan fekvő energiaszinteken is találunk részecskéket. Klasszikus, megkülönböztethető részecskék esetén az átlagos energia arányos lenne a hőmérséklettel. A kvantummechanika szerint azonban a részecskék megkülönböztethetetlenek, s az állapotok átlagos betöltöttségét a klasszikustól eltérő Bose–Einstein-féle eloszlási függvény adja meg.



3. ábra. Az energiaszinteknek a Bose–Einstein-féle eloszlásnak megfelelő termikus betöltöttsége magas, közepes és $T=0$ hőmérsékleten

**Bose–Einstein-kondenzáció:**

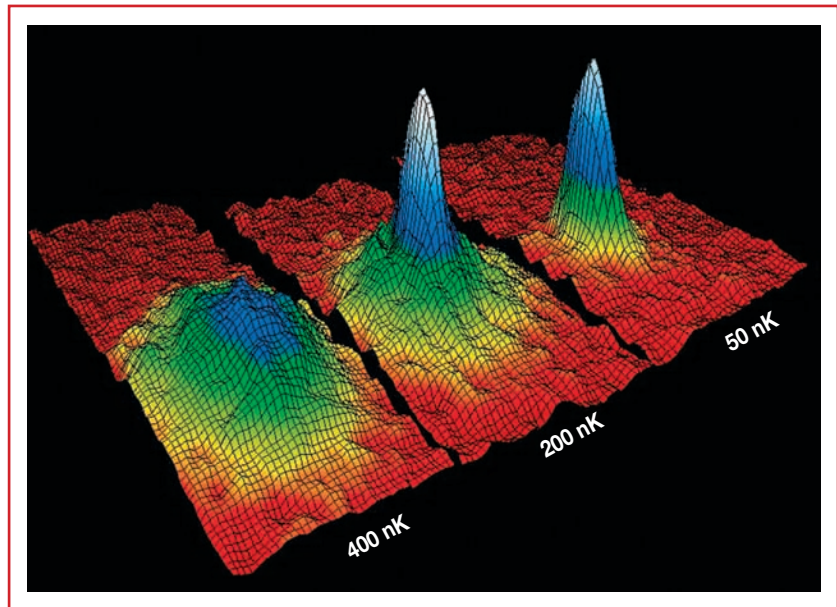
bozonok gázában a hőmérséklet csökkentésekor bekövetkező fázisátalakulás, melynek során a legalacsonyabb energiájú (nulla impulzusú) állapotban lévő részecskék sűrűsége végecsé válik.

Bose–Einstein-statisztika:

véges T hőmérsékleten az ε energiájú állapotban lévő bozonok átlagos számát adja meg.

A hőmérséklet csökkenésekor egyre kevesebb részecske rendelkezik nagy energiával. Energiájukat a környezetnek átadva alacsonyabb energiájú állapotba kerülnek. Ha az abszolút nulla fokot elérhetnénk, minden részecske a legalacsonyabb energiájú állapotban lenne. De ha elég nagy számú részecskéről van szó, már egy kísérletileg elérhető alacsony, de véges hőmérsékleten bekövetkezik az, hogy nagy számban lesznek részecskék ezen a legalacsonyabb nívón. Ez a **Bose–Einstein-kondenzáció**.

Az elméleti jóslástól a kísérleti megvalósításig hét évtized telt el. 1995-ben sikerült először Eric Cornellnek és Carl Wiemannek nagy mágneses térben együtt tartott rubídiumatomokat olyan alacsony hőmérsékletre lehűteni, hogy a kondenzáció bekövetkezzen. Lézeres hűtéssel a száz nanokelvin (10^{-7} K) hőmérsékletnek megfelelő tartományig kellett lemenni. Ilyen alacsony hőmérsékleten a mérésekben jól látható egy egyre növekvő csúcs az atomok sebességeloszlásában a nulla sebességnél.



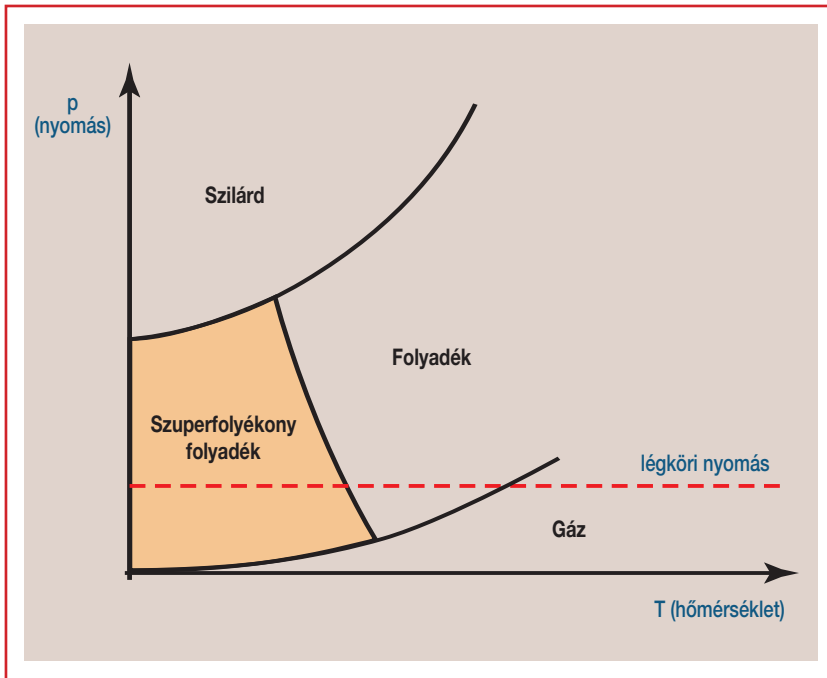
4. ábra. Rubídiumatomok sebességeloszlása a Bose–Einstein-kondenzátumban
[www.colorado.edu/bec/]

A kísérlet kétségtelenül technikai bravúr volt, melyért Cornell és Wieman jogosan kapta meg a Nobel-díjat, bár nem ez volt az első eset, amikor a Bose–Einstein-kondenzációt megfigyelhették. Van ugyanis egy különleges folyadék, a hélium, ahol a kondenzáció létrejöttét és az abból adódó rendkívüli tulajdonságokat már régóta vizsgálták.

Szuperfolyékonyság

Azt gondolhatnánk, hogy az abszolút nulla hőmérsékleten minden anyag rendeződik, kristályos szilárd testté válik. Ám ismerünk ez alól egy kivételt: a héliumot. A kristályos anyagban ugyanis az atomok még $T=0$ hőmérsékleten sem ülnek mozdulatlanul; a kvantummechanika szerint ez nem lehet-

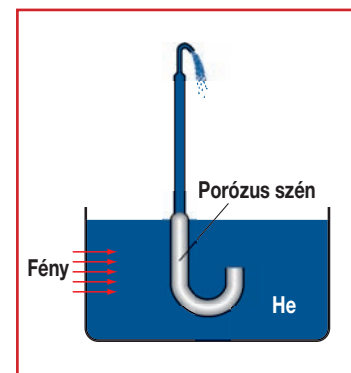
séges. Az ionok még a legalacsonyabb energiájú állapotban is az egyensúlyi helyük körül rezegnek. Annál inkább rezegnek (rezgésük amplitúdója annál nagyobb), minél kisebb a rácspontban ülő atomok vagy molekulák tömege. A hélium az egyik legkönnyebb elem, ráadásul – mint minden nemesgáznál – az atomok közötti kölcsönhatás is rendkívül gyenge benne. Ez a két tényező együttesen azt okozza, hogy a hélium légköri nyomáson csak 4,2 K táján válik folyadékká, és még $T=0$ -nál is folyadék marad. Csak nagy nyomáson szilárdul meg.

5. ábra. A ${}^4\text{He}$ fázisdiagramja

A He-atomokból álló folyadékra nyilvánvalóan nem érvényesek egészen pontosan a szabad részecskék gázára elmondottak. Az atomok közötti kölcsönhatás miatt nem kondenzálódhat az egész folyadék a legalacsonyabb energiaszintre, de igaz marad, hogy a folyadékállapoton belül bekövetkezhet a Bose–Einstein-kondenzáció – makroszkopikus számú részecske kondenzációja a legalacsonyabb energiaszintre. Ebben az új állapotban a folyadék elveszíti viszkozitását, azaz szuperfolyékonyvá válik. Ennek az első jele az, hogy a hélium állandó forrásban lévő, bugyborékoló felszíne hirtelen megnyugszik. A szuperfolyékonyság látványosan mutatkozik meg két egyszerűen elvégezhető kísérletben.

1. Üres kémcsövet merítve szuperfolyékony héliumot tartalmazó edénybe, a folyadék vékony, mintegy 100 atomi réteget tartalmazó filmet képez a kémcső falán, s a hélium abban felmászva befolyik a kémcsőbe. A kémcsövet kiemelve pedig visszafolyik.

2. A szuperfolyékonyság következményeként valósulhat meg a hélium-szökőkút is. A kapillárisba egy eltömött csövön keresztül juthat a szuperfolyékony folyadék. A csövet sugárzással melegítve a hélium oly sebesen áramlik be a csőbe – hogy kiegyenlítse a hőmérséklet-különbséget –, hogy a kapillárison keresztül szökőkútként túlfolyik.



6. ábra. A hélium-szökőkút



Bozonok és fermionok

Bozon:

egész spinű elemi vagy nem elemi részecske (pl. foton, ${}^4\text{He}$) vagy a szilárd test egész spinű kollektív gerjesztése (pl. fonon). Az ilyen részecskék vagy elemi gerjesztések statisztikus viselkedését a Bose–Einstein-féle eloszlásfüggvény szabja meg.

Fermion:

feles spinű elemi vagy nem elemi részecske (pl. elektron, proton, ${}^3\text{He}$) vagy a szilárd test feles spinű elemi gerjesztése, kvázirészecskéje. Az ilyen részecskék vagy elemi gerjesztések statisztikus viselkedését a Fermi–Dirac-féle eloszlásfüggvény szabja meg.

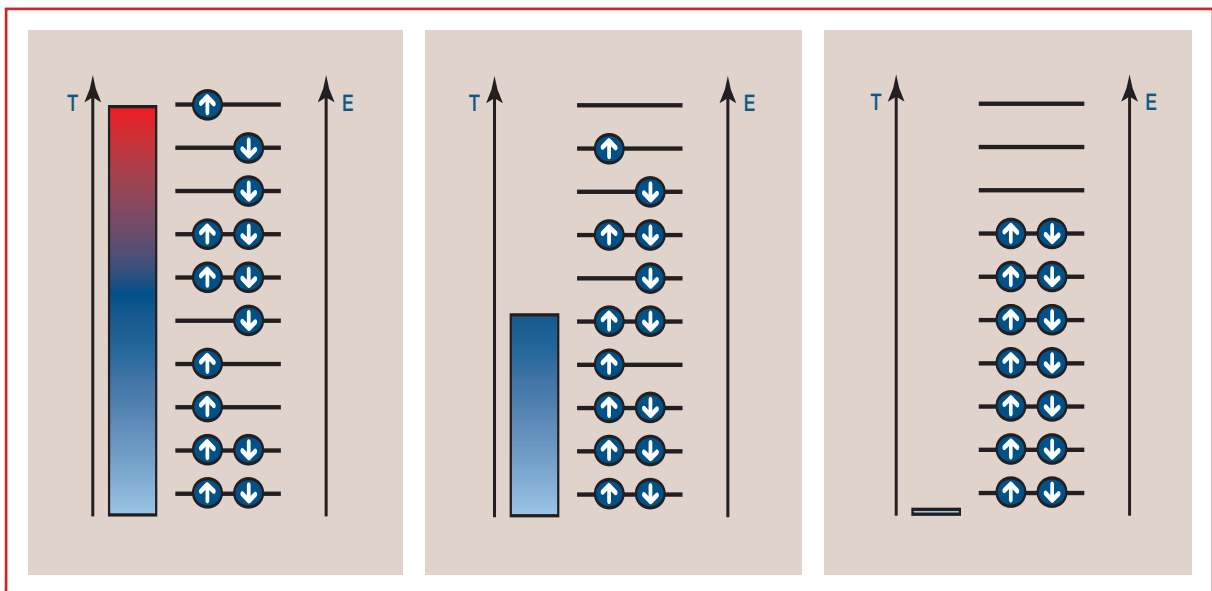
Planck-állandó:

$$\hbar = h / (2\pi) = 1,05 \times 10^{-34} \text{ Js.}$$

További érdekessége a héliumnak, hogy két izotópja van, a gyakoribb ${}^4\text{He}$ és a valamivel ritkábban előforduló ${}^3\text{He}$. Az előbbinek a magspinje nulla, az utóbbié a **Planck-állandó** egységeiben fél (0,5). Az első esetben igaz az a feltevésünk, hogy bármely energiaszinten akárhány részecske lehet. Az ilyen rendszereket nevezzük Bose-típusú rendszereknek, a részecskéket **bozonoknak**. A másik esetben viszont a kvantummechanika **Pauli-elve** szerint bármely állapotban legfeljebb egy részecske lehet. Ha az energiaszint energiája független a spintől, minden nívón legfeljebb két részecske lehet. Véges hőmérsékleten az energianívó átlagos betöltöttségét a **Fermi–Dirac-statisztika** szabja meg. Az ilyen statisztikának eleget tevő rendszereket nevezzük Fermi-típusú rendszereknek, a részecskéket **fermionoknak**. Hiába csökkentjük a hőmérsékletet, az összes részecske sohasem kerülhet a legalacsonyabb szintre. A részecskék úgy töltik be a legalacsonyabb energiájú állapotokat, hogy – a spin két lehetséges beállása miatt – mindegyikre pontosan kettő jusson. Emiatt $T=0$ -nál is vannak a rendszerben nagy energiájú részecskék.

A ${}^3\text{He}$ folyadék Fermi-folyadék. Alacsony hőmérsékleten – a ${}^4\text{He}$ -énál sokkal alacsonyabb hőmérsékleten – a millikelvin tartományban ez is szuperfolyékonnyá válik, de sok szempontból a ${}^4\text{He}$ -étől eltérő tulajdonságokkal, mivel a szuperfolyékonyság nem a Bose–Einstein-kondenzáció következménye, hanem a fermion-típusú részecskék kölcsönhatásából adódik. Érdekes jelenség, hogy a szuperfolyékony fázisban az áramló ${}^3\text{He}$ folyadékban inhomogenitások, örvények jelennek meg, s azok elméleti leírása matematikailag nagyon hasonló a korai univerzumban megjelenő inhomogenitások leírásához. A szuperfolyékony állapot tanulmányozása tehát mintegy kísérleti terepet ad az univerzum titkainak megértéséhez is.

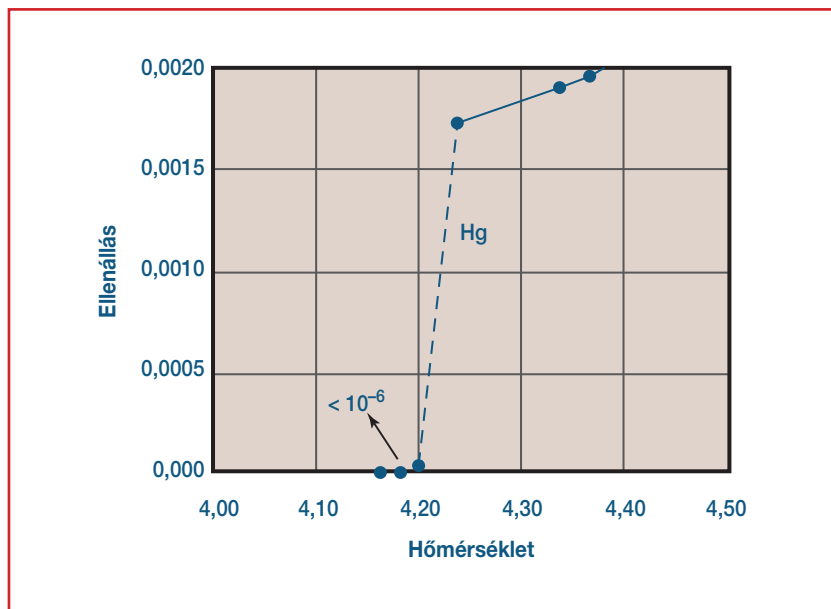
7. ábra. Fermionok termikus eloszlása magas, közepes és $T=0$ hőmérsékleten



Szupravezetés és egyéb egzotikus fázisok

Míg a ^4He mint Bose-folyadék kivételnek látszik a természetben, a Fermi-folyadékra nem a ^3He az egyetlen példa, hanem minden fém annak tekinthető. A fémes szilárd testekre vonatkozóan elmondhatjuk, hogy bennük az ionok által alkotott rácsban igen nagy számú elektron mozog majdnem szabadon, természetesen mindig eleget téve a Pauli-elvből adódó kizárásnak. Ezért a fémek szobahőmérsékleti viselkedését is csak a kvantummechanikai elvek segítségével lehet megérteni. Ezt figyelembe véve – de az elektronokat lényegében szabadnak tekintve – az egyszerű fémek tulajdonságait sokszor nagy pontossággal meg lehetett magyarázni. Más esetekben már az elektronok gáza helyett elektronfolyadékról beszélhetünk, de ahogyan a közönséges folyadékok és a gázok között sincs éles átmenet, a fémek esetében is hasonló a helyzet.

Az abszolút nulla hőmérséklet közelében azonban a szokásos fémes viselkedéshez képest új jelenség, a szuperfolyékonyságra valamelyest emlékeztető szupravezetés léphet fel. Az anyagtól függő kritikus hőmérsékleten a fém ellenállása hirtelen nullára eshet le. A jelenséget először higanyon figyelték meg.



Fermi–Dirac-statisztika:

véges T hőmérsékleten az ε energiájú állapotban lévő fermionok átlagos számát adja meg.

Hall-ellenállás:

ha mágneses térbe helyezett mintában áram folyik, a mágneses tér hatására az áramot hordozó elektronok nem egyenesen mozognak. Ezért oldalirányú áram is megjelenik. Ezt kompenzálhatja a keresztirányú Hall-feszültség. Az ebből számolt ellenállás a Hall-ellenállás.

Pauli-elv:

fermionok esetén nem fordulhat elő, hogy két részecskének minden kvantumszáma pontosan azonos legyen.

8. ábra. A higany ellenállásának eltűnése a szupravezető állapotban H. Kamerlingh Onnes 1911-ben végzett mérése szerint

Azóta az elemek egy soránál és rengeteg vegyületnél is ugyanilyen viselkedést tapasztaltak. Érdeemes megjegyezni, hogy nem a legjobb fémek válnak szupravezetővé, hanem gyakran a kevésbé jók, sőt nagy nyomáson olyan anyagok is, melyek egyébként nem is fémesek.

Azonban az, hogy egy anyag ellenállása véges hőmérsékleten eltűnik, még nem jelent feltétlenül szupravezetést. Ilyen különleges viselkedést tapasztalhatunk nagyon alacsony hőmérsékleten nagy mágneses térbe tett félvezető elemeket tartalmazó rendszerekben.

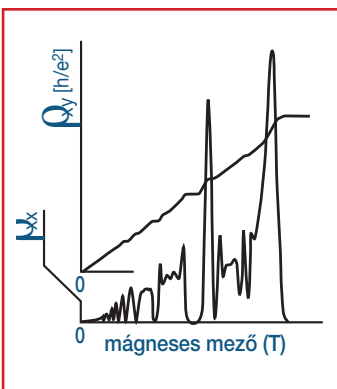
A 10. ábrán egy ilyen rendszer ellenállását (ρ_{xx}) és a mágneses tér, valamint az áram egymásra merőleges irányulásából adódó **Hall-ellenállást** (ρ_{xy}) lát-



9. ábra. A szupravezető elemek elhelyezkedése a periódusos rendszerben

| | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|----|----|-----------|-----------|----|----|----|----|-----------|-----------|-----------|-----------|----------|----|
| H | | | | | | | | | | | | | | | | | | He |
| Li | Be | | | | | | | | | | | | B | C | N | O | F | Ne |
| Na | Mg | | | | | | | | | | | | Al | Si | P | S | Cl | Ar |
| K | Ca | Sc | Ti | V | Cr | Mn | Fe | Co | Ni | Cu | Zn | Ga | Ge | As | Se | Br | Kr | |
| Rb | Sr | Y | Zr | Nb | Mo | Tc | Ru | Rh | Pd | Ag | Cd | In | Sn | Sb | Te | I | Xe | |
| Cs | Ba | La | Hf | Ta | W | Re | Os | Ir | Pt | Au | Hg | Tl | Pb | Bi | Po | At | Rn | |
| Fr | Ra | Ac | Rf | Db | Sg | Bh | Hs | Mt | | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | | | | | | | | | |

| | | | | | | | | | | | | | |
|-----------|----|----|----|----|-----------|----|----|----|----|----|----|----|-----------|
| Ce | Pr | Nd | Pm | Sm | Eu | Gd | Tb | Dy | Ho | Er | Tm | Yb | Lu |
| Th | Pa | U | Np | Pu | Am | Cm | Bk | Cf | Es | Fm | Md | No | Lr |



10. ábra. A kvantum Hall-jelenség [Phys. Rev. Lett. 59, 1776 (1987)]

Kvantumos jelenségek:

általában alacsony hőmérsékleten lejátszódó jelenségek, melyek megértéséhez figyelembe kell venni a részecskék hullámtermészetét, megkülönböztet-hetőségét, valamint azt, hogy a részecskék energiája nem lehet tetszőleges, és hogy egy adott energiájú állapot betöltöttségét fermionok esetén a Pauli-elv korlátozza.

Wigner-kristály:

elektronok kis sűrűségű rendszerének feltételezett állapota, melyben az elektronok a köztiük ható erős tasztítás miatt egymástól minél távolabb, kristályos rendben helyezkednek el, hogy ezzel minimalizálják a kinetikus és potenciális energia összegét.

juk. Valójában nem is az az érdekes, hogy az ellenállás eltűnik, hanem az, hogy vele együtt a vezetőképesség is eltűnik (mágneses tér alkalmazása nélkül ez nem fordulhatna elő), a Hall-ellenállás pedig ugrásszerűen változik, mindig ugyanakkorát ugorva, mintha a Hall-ellenállás csak egy elemi kvantum egész számú többszöröse lehetne. Ez a **kvantumos Hall-jelenség**.

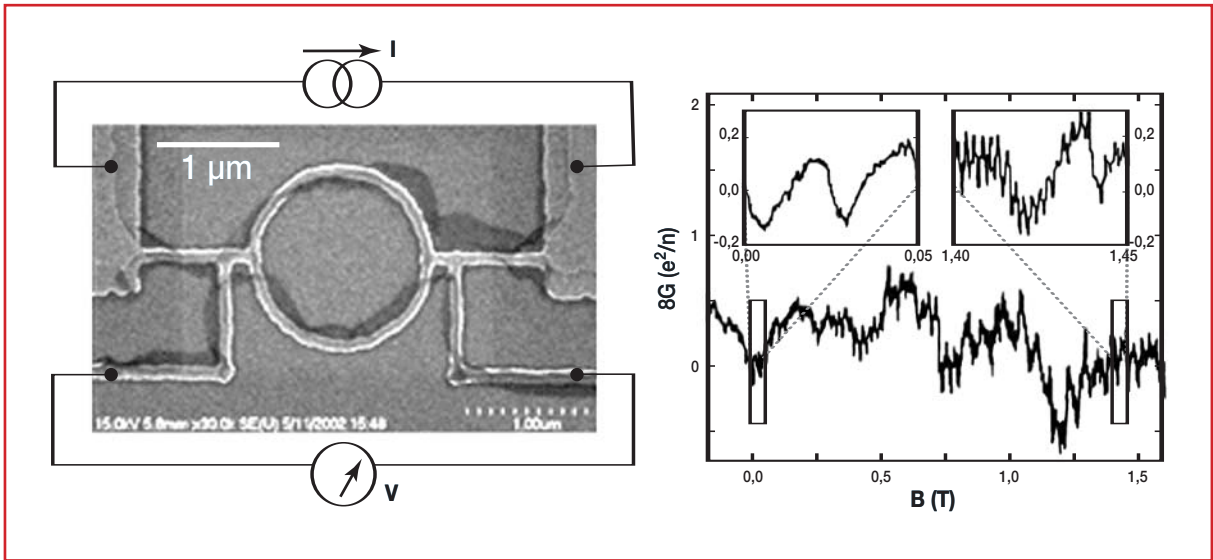
Bizonyos értelemben igen egyszerű jelenségről van szó. Fontos szerepet játszik benne, hogy az elektronok ebben a félvezető eszközben lényegében csak két irányban tudnak mozogni, s ez lényegesen befolyásolja a kialakuló energiaszinteket. Szennyezett mintában a szintek betöltöttségétől függően kapjuk a Hall-ellenállás kvantált értékét. A meglepetés még nagyobb volt, amikor olyan helyeken is megjelent kvantált Hall-ellenállás, ami nem egész számú kvantumoknak felelt meg. Ez már egyáltalán nem volt értelmezhető a szokásos módon. Az elektronok rendszerének egy újfajta állapota alakul ki, egy kvantumos Hall-folyadékot kapunk.

Jogosan vetődik fel a kérdés, vajon létezhet-e az elektronoknak rendezett, kristályos fázisa. Elméletileg tudjuk a választ, éppen Wigner Jenő munkáiból. Elvben létezhet a **Wigner-kristály**, de ehhez olyan kis sűrűségű elektrongáz kellene, amelyre fémekben nem találunk példát. Félvezető eszközökben viszont létre lehet hozni ilyen kis elektronsűrűséget. Ilyenkor megfigyelhető, hogy a kristályosodás miatt megszűnik az elektronok mozgékonyasága, a rendszer szigetelővé válik. Ettől a speciális helyzettől eltekintve a fémes elektronrendszer a szupravezetőben is mindig folyadéknak tekinthető.

Milyen rend van a szupravezetőben?

A szupravezetőt tehát valami másféle rend jellemzi. Ahhoz, hogy a rend jellegéről képet kapjunk, végezzünk el egy interferencia-kísérletet!

A kvantummechanikai objektumok hullámtermészetének egyik jellemzője, hogy a hullámhoz fázis tartozik. Interferencia akkor következik be, ha a hullám két része más úton haladva valamilyen fáziskülönbséggel találko-



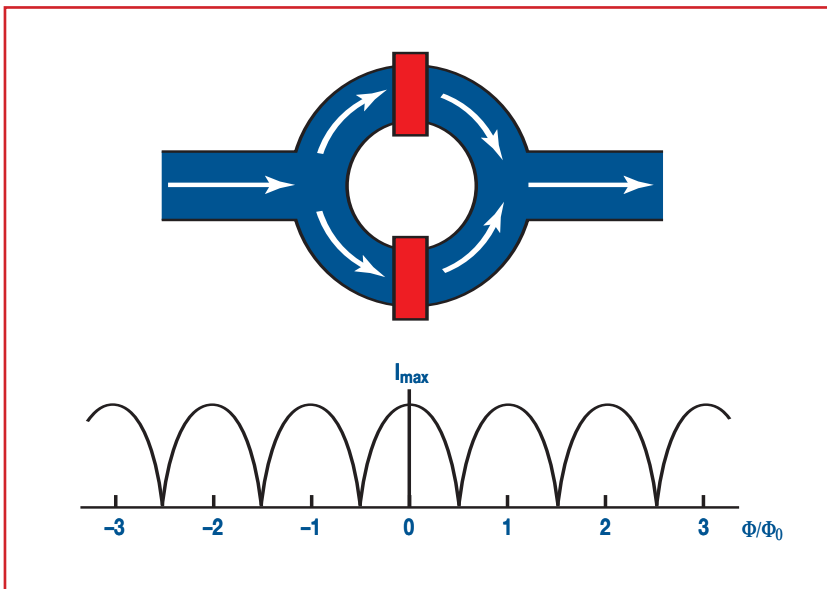
zik. Képzeljünk el egy gyűrűt, melynek szemben lévő pontjain folyhat be és ki az áram. Ha az elektronhullám kettéválik, majd újra találkozik, interferencia jön létre. Akkor látjuk ezt igazán, ha a gyűrű közepén mágneses erővonalak haladnak át, ugyanis azok megváltoztatják a két oldal közötti fáziskülönbséget, még akkor is, ha a gyűrű anyagában terjedő elektronok nem is éreznek mágneses teret. A gyűrű közepén áthaladó mágneses teret növelve az áram nagysága szabályosan változik. Ez az **Aharonov–Bohm-jelenség**. A kísérlet azért nehéz, mert rendkívül alacsony hőmérséklet és igen kicsi átmérőjű gyűrű kell ahhoz, hogy a jelenség megfigyelhető legyen.

Ugyanezt megpróbálhatjuk két szupravezető között is, a gyűrű mindkét szárában kialakítva egy-egy **Josephson-átmenetet**. Először is kiderül, hogy sokkal nagyobb méretű gyűrűvel is működik a kísérlet, ami arra utal, hogy nemcsak az egyes elektronokhoz tartozik fázis, hanem az egész makroszkopikus szupravezető mintát egy fázis jellemzi. A másik különlegesség, hogy

11. ábra. Az Aharonov–Bohm-oszcillációk igen kicsi, mágneses térbe tett gyűrűben [Phys. Rev. Lett. 89, 206804 (2002)]

Aharonov-Bohm-jelenség:

az elektron hullámtermészetéből adódó tipikusan kvantummechanikai jelenség. Ha az elektron egy fémes gyűrű két oldalán is terjedhet, a két hullám interferenciája miatt az eredő áram függ a fáziskülönbségtől, az pedig a gyűrűben található mágneses fluxustól. Csak rendkívül alacsony hőmérsékleten, igen kis méretű mintákon figyelhető meg.



12. ábra. Az áram oszcillációja, ha a gyűrű szupravezető anyagból készült, s mindkét szárban egy keskeny szigetelőt tartalmazó Josephson-átmenet található

**Fonon:**

a kristályrác rezgéseinek elemi kvantuma; a Bose–Einstein-statisztikának tesz eleget.

Cooper-pár:

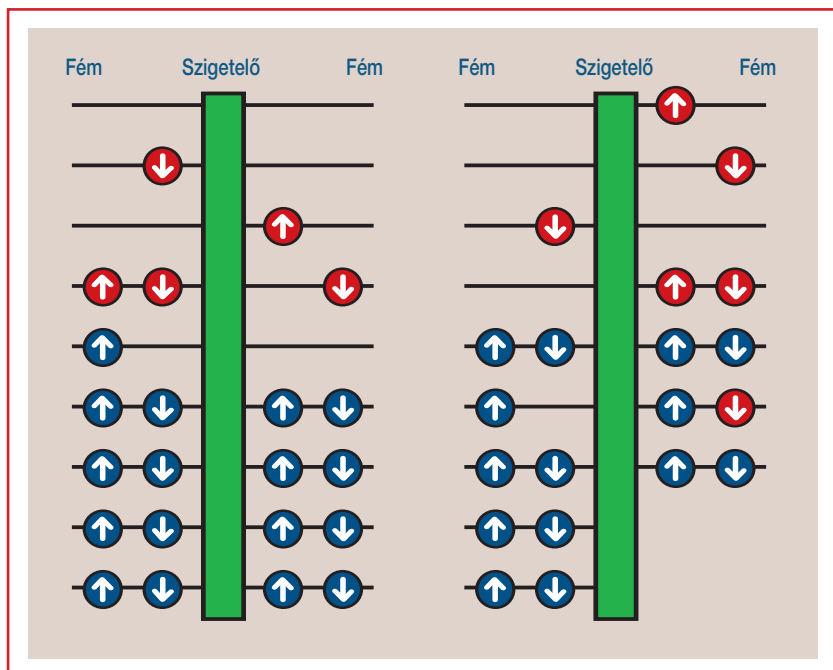
szupravezető állapotban az elektronok párokba rendeződnek. Alapállapotban minden elektronnal együtt jelen kell lennie az ellentétes impulzusú és ellentétes spinű párjának is.

az áram oszcillációjának frekvenciájából megmutatható, hogy nem egyedi elektronok viszik az áramot, hanem mindig az elektron töltésének kétszerezésével rendelkező töltéshordozók.

Észerint mintha a szupravezető állapotban az elektronok párokba rendeződnének. Annak megértéséhez, hogy mi történik az elektronokkal a szupravezető állapot kialakulásakor vizsgáljuk meg, hogy mi történhet egy kristályban mozgó elektronnal. Terjedése közben az elektron rezgésbe hozhatja az ionokat, egy hullámot kelthet. Ez a hullám a kvantummechanika szerint részecskének is tekinthető, neve **fonon**. Azt mondjuk, hogy az elektron egy ilyen részecskét, egy fonont kelthet, s emiatt pályája megváltozik. Egy másik elektron már ezt a rezgő rácsot érzi, a fonont elnyelheti, s emiatt pályája szintén megváltozik. A rács közvetítésével tehát a két elektron egymás pályáját befolyásolja. Ha ez elég erős, a két elektronnál kötött pár alakulhat ki. Ezt nevezzük **Cooper-párnak**. Ez a pár már nincs alávetve a Pauli-elvnek, akár a rendszer összes elektronja is ugyanolyan típusú párba kondenzálódhat. Ezt feltételezve dolgozta ki John Bardeen, Leon Cooper és Richard Schrieffer a szupravezetés elméletét.

A kondenzálódást legjobban az alagútjelenségben figyelhetjük meg. Az alagútjelenség szintén a kvantummechanika egyik érdekes következménye. Ha két fém között keskeny szigetelő réteg található, az elektronok akkor is átjuthatnak az egyik oldalról a másikra, ha nincs elég energiájuk átugrani a potenciálgát fölött, „átmászni a falon”. Mivel a hullámfüggvény mindkét oldalról belóg a szigetelőbe, ezen keresztül – mintegy a falon keresztül – jutnak át az egyik oldalról a másikra. A Pauli-elv miatt azonban csak korlátozott mértékben alagutazhat át egy elektron a másik oldalra, hiszen általában ott már betöltött állapotokat talál. Ha a két oldal között nincs feszültségkülönbség, ugyanannyi elektron tud az egyik oldalról a másikra átjutni, mint a fordított irányban, s ezért eredő áram nem folyik. Ha viszont külső

13. ábra. Alagutazó és nem alagutazó elektronok egy fém–szigetelő–fém átmenetben, ha a két oldal között nincs feszültségkülönbség, illetve ha véges feszültséget kapcsolunk a két oldal közé



feszültség alkalmazásával az energiaszinteket eltoljuk egymáshoz képest, több elektron tud átmenni az egy oldalról a másikra, mint fordítva, s emiatt eredő áram folyik.

Ezzel szemben egy Cooper-pár, mivel nincs a Pauli-elvnek alávetve, akkor is átalagutazhat a másik oldalra, ha az energiaszintek nincsenek eltolva, vagyis a szupravezető oldalakat tartalmazó alagútátmenetben akkor is folyhat áram, ha a két oldal között nincs feszültségkülönbség. Ezt nevezzük **Josephson-jelenségnek**. A párokat tartalmazó szupravezető állapotban a rendszer valóban úgy viselkedik, mint egy makroszkopikus kvantumobjektum.

Mire használhatók a szupravezetők?

Az áram erősségének a gyűrűben található mágneses tér erősségétől való függését kihasználhatjuk a mágneses tér mérésére. Ezen alapszik a **SQUID**, ami legegyszerűbb változatában nem más, mint a 12. ábrán látott elrendezés, két párhuzamosan kapcsolt Josephson-átmenet. Ennek segítségével a mágneses tér rendkívül kicsi változásait lehet megmérni. Olyan gyenge teret is megmérhetők, melyek tízmilliárdszor kisebbek, mint a Föld mágneses tere. A fizikai laboratóriumokon túl, ahol a SQUID a modern mérés-technika fontos műszere, orvosi alkalmazásai is lehetségesek. Például az elektroencefalográfhoz (EEG) hasonlóan – ami az agykéreg elektromos tevékenységének megjelenítésére szolgál – a mágneses enkefalográfia (MEG) segítségével az elektromos tevékenységgel együtt járó igen kicsi mágneses teret lehet mérni, a mágneses kardiográf (MCG) pedig a szív működés vizsgálatára szolgál.

A SQUID-et természetesen katonai célokra is alkalmazzák, hiszen aknák vagy tengeralattjárók detektálására is használható. Vannak olyan elképzelé-

Josephson-jelenség:

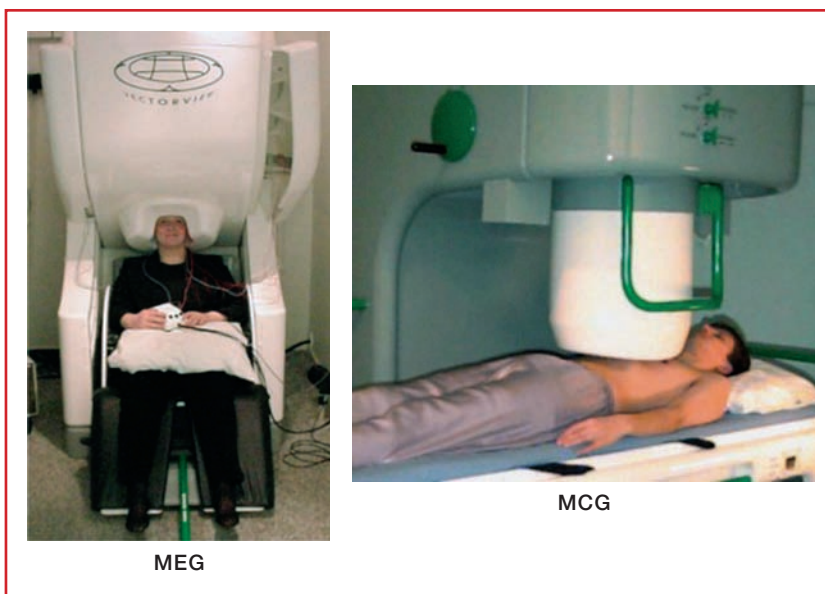
két szupravezetőt elválasztó keskeny szigetelőkön a Cooper-párok alagúteffektus révén akkor is átvihetnek áramot, ha a két oldal között nincs feszültségkülönbség.

Josephson-átmenet:

két szupravezető között kialakított olyan gyenge kapcsolat, mely lehetővé teszi, hogy a két oldalon a kvantummechanikai fázis különböző maradjon.

SQUID:

a Josephson-jelenségen alapuló mérőeszköz, mely igen kicsi mágneses tér vagy kis feszültség mérését teszi lehetővé.



14. ábra. A SQUID orvosi alkalmazásai [www.biomag.helsinki.fi]



15. ábra. A mágneses lebegtetés elvén működő japán Maglev-vonat

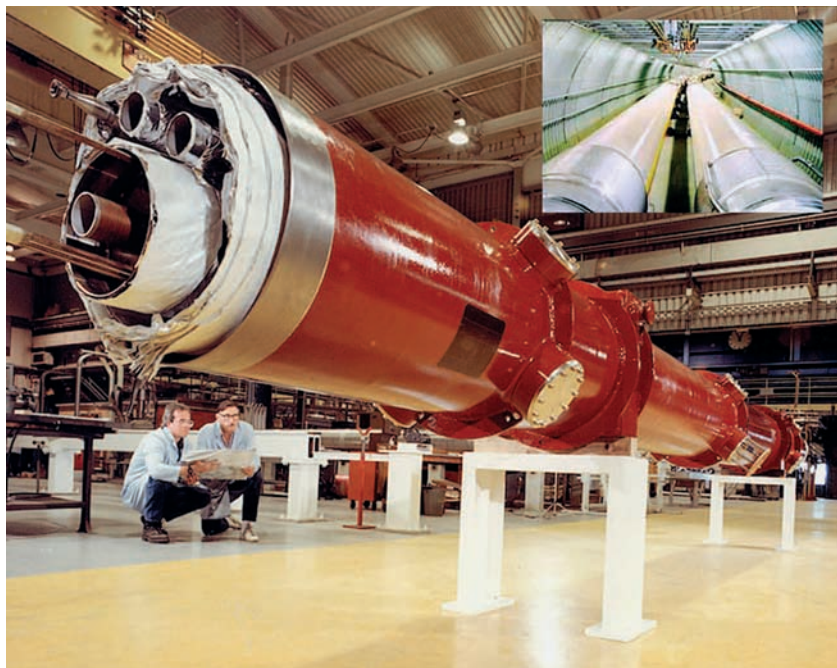
sek és kezdeti eredmények, melyek szerint Josephson-átmeneteket tartalmazó mikrochipekkel rendkívül gyors, a mai leggyorsabb számítógépeknél nagyságrendekkel gyorsabb, másodpercenként sokkal több műveletet elvégző számítógépek építhetők.

A legtermészetesebb alkalmazás az lehetne, hogy kihasználjuk, ha a szupravezető drótban ellenállás nélkül folyik az áram, a drót nem melegszik fel, nincs hőtermelés, nincs veszteség. Távvezetéként nyilván nem használhatunk szupravezetőt, hiszen azt folyamatosan hűteni kellene, s az ehhez szükséges energia nagyobb lenne, mint a vezetékben bekövetkező veszteség. Lehetséges azonban, hogy tároljuk az energiát (a szupravezető gyűrűben elindított áram évmilliókig nem csökkenne), s szükség esetén az áram onnan újra a hálózatba küldhető.

Elképzelhető, hogy a következő évtizedekben a szupravezető generátorok is szerepet kapnak az elektromos áram termelésében. A mai leggyakoribb alkalmazás azonban azzal kapcsolatos, hogy szupravezető tekercsben jól szabályozható nagyságú, igen nagy intenzitású mágneses teret tarthatunk fent. Ezt alkalmazzák a Mihály György előadásában (*Mindentudás Egyeteme*, 2. köt. 241–257. old.) már említett mágneses rezonancia tomográfban, és a mágneses lebegtetés elvét kihasználó, több helyen kísérleti stádiumban lévő szupergyors vonatokban. A vasúti kocsikon elhelyezett szupravezető mágnesek és a pályán lévő tekercsekben indukált áram mágneses tere közötti taszítás akkora lehet, hogy a vonat „lebeg” a pálya fölött, pontosabban fantasztikus, 500 km/órát meghaladó sebességgel, súrlódás nélkül száguld.

Ugyancsak a szupravezető mágnesek teszik lehetővé, hogy nagy részecskegyorsítóknak, mint a Genf melletti CERN most épülő Nagy Hadron Ütköztetőjében (Large Hadron Collider) vagy az Egyesült Államokban Brookhaven mellett már működő Relativisztikus Nehézion Ütköztetőben

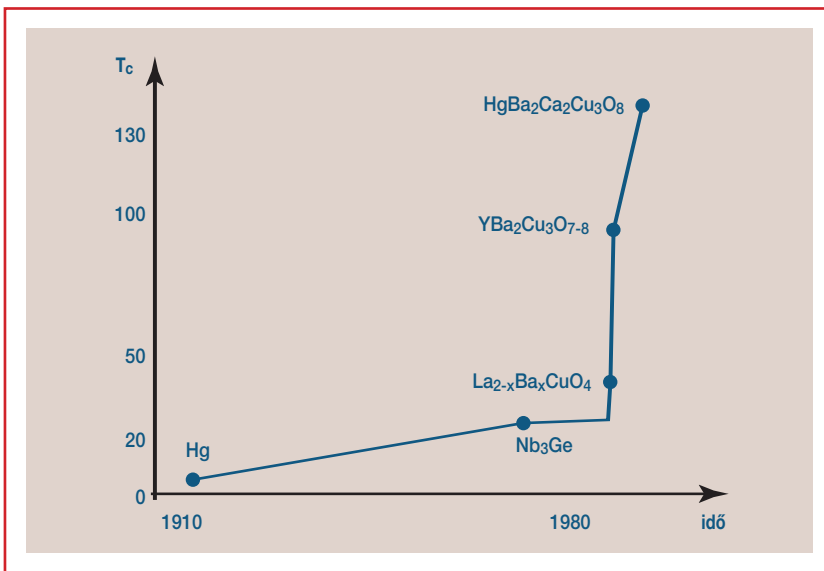
16. ábra. Szupravezető mágneseket tartalmazó gyorsító gyűrűk a Brookhaven-i RHIC gyorsítóban



(RHIC) olyan energiákat érjenek el, amelyekről az előadás elején szó volt, s amelyek segítségével az univerzum keletkezésének titkait lehet kísérletileg vizsgálni.

Csak alacsony hőmérsékleten történhet meg mindez?

Mindeddig arról volt szó, hogy ezek a jelenségek igen alacsony hőmérsékleten, csak az abszolút nulla pont közelében figyelhetők meg. Sokáig valóban ez volt a helyzet. A higanyban – ahol először tapasztaltak szupravezetést – 4 K táján történik meg az átalakulás. Az évek során újabb és újabb szupravezető anyagokat találtak, egyre magasabb átmeneti hőmérséklettel, de még a 20. század nyolcvanas éveinek közepén is csak mintegy 23 K volt a legmagasabb átalakulási hőmérséklet. Ekkor robbanásszerű változás következett be.



17. ábra. A legmagasabb ismert szupravezető-átalakulási hőmérséklet az évek folyamán

Teljesen váratlanul 40, aztán közel 100, majd 130 K körüli átmeneti hőmérséklettel rendelkező anyagokat találtak. A jelenleg ismert legmagasabb átmeneti hőmérséklet légköri nyomáson mérve 138 K, vagyis -135 °C , ami még mindig igen alacsony hőmérséklet.

Ezek a felfedezések két irányban is óriási kihívást jelentettek. Egyrészt nem látszott kizártnak, hogy rövid időn belül olyan anyagokra találjanak, melyek szobahőmérsékleten is szupravezető tulajdonsággal rendelkeznek, s akkor az alkalmazások is sokkal könnyebbé válnak. Bár egyelőre nem járt sikerrel a még magasabb átmeneti hőmérsékletű anyagok utáni hajsza, ezek az eredmények óriási lökést adtak az alkalmazásoknak. Ugyanakkor a kutatás számára is új kihívást jelentett ezeknek az anyagoknak a felfedezése, mert kiderült, hogy sok olyan jelenség figyelhető meg, melyek az eddigi elmélet keretében nem férnek bele, s új utak keresésére ösztönöznek.



Ajánlott irodalom

Anglin, J. R. – Ketterle, Wolfgang: Bose-Einstein condensation of atomic gases. *Nature*, 2002. 416. 211–218. p.

Asimov, Isaac: How Did We Find Out About Superconductivity. New York: Walker, 1988.

Dahl, P. F.: Superconductivity: Its Historical Roots and Developing from Mercury to the Ceramic Oxides. American Institute of Physics, 1993.

Schechter, B.: The Path to No Resistance: The Story of the Revolution in Superconductivity. Simon and Schuster, 1989.

Sólyom Jenő: A modern szilárdtestfizika alapjai. I–III. köt. Bp.: ELTE Eötvös K., 2002–2003.

Szász András: Új szupravezetők: kerámiák, amelyek ellenállás nélkül vezetnek. *Magyar Kémikusok Lapja*, 49.(1994) 3. sz. 103–113. p.

Vidaly, G.: Superconductivity: The Next Revolution? Cambridge University Press, 1993

Wolsky, Alan M. – Giese, Robert F – Daniels, Edward J.: Az új szupravezetők felhasználási lehetőségei. *Tudomány* (a *Scientific American* magyar kiadása). 5.(1989) 4. sz. 40–48. p.

Zawadowski Alfréd: Szupravezetés és szuperfolyékonyság a Nobel-díjak tükrében. *Természet világa*, 135.(2004) 3. sz.