

## HIDEG ATOMOK

Sörlei Zsuzsa

a fizikai tudomány kandidátusa  
sorlei@rmki.kfki.hu

Bakos József

a fizikai tudomány doktora

Demeter Gábor

PhD

Djotyan Gagik

a fizikai tudomány doktora

Ignácz Péter

a fizikai tudomány kandidátusa

Kedves Miklós

PhD

Szigeti János

a fizikai tudomány doktora

Tóth Zoltán

doktorandusz

MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet

### Bevezetés

A gáz halmazállapotú anyagban az atomok, molekulák, a gázt alkotó részecskék állandó mozgásban vannak. A környezetével egyensúlyban lévő gáz hőmérséklete jól meghatározott termodinamikai paraméter; egy adott hőmérséklethez a részecskék adott sebességeloszlása tartozik. Minél gyorsabban mozognak a részecskék, annál melegebb a gáz. Egy ilyen rendszert különböző, hagyományos technikai módszerekkel mK nagyságrendű hőmérsékletig lehet lehűteni, mint azt az *1. ábrán* szemléltetjük. A lézerek segítségével azonban ennél több nagyságrenddel alacsonyabb hőmérsékletet is el lehet érni, az atomokat fény segítségével csaknem teljesen meg lehet állítani, csapdába fogni, meghatározott irányú és sebességű mozgásra kényszeríteni.

A lézeres hűtéssel előállított hőmérséklet fogalmát meg kell különböztetnünk a termodinamikában szokásostól. Ebben az esetben ugyanis nem beszélhetünk a környezetével termikus egyensúlyban lévő, zárt rendszer-ről, hiszen nincs hőcsere a környezettel. Ennek ellenére definiálhatunk egy hőmér-

sékletet, amely az atomok átlagos kinetikus energiájával arányos.

Már nagyon rég felmerült az a gondolat, hogy a fény mechanikai hatást fejthet ki az anyagra. Tudományosan 1873-ban Maxwell fogalmazta meg először, hogy az elektromágneses térhez mechanikai nyomás rendelhető. A termikus fényforrásokból vagy akár a Napból származó fénynyomás nagyon kicsi, ennek ellenére a 20. század első éveiben sikerült kísérletileg is kimutatni. A legjelentősebb lépés ahhoz, hogy a fény mechanikai hatását megértsük, a fénykvantum bevezetése volt. Einstein 1917-ben határozta meg a foton által képviselt energiát és mechanikai impulzust. A fénynyomás a lézerek felfedezésével vált a gyakorlatban is jelentőssé. A festéklézerek elterjedése a 70-es években lehetővé tette atomi átmenetekkel rezonáns, intenzív fényelőállítását. Később a félvezető lézerek és a titán-zafir lézer bizonyultak még hasznosnak az alkáli fémek hűtésére, csapdázására.

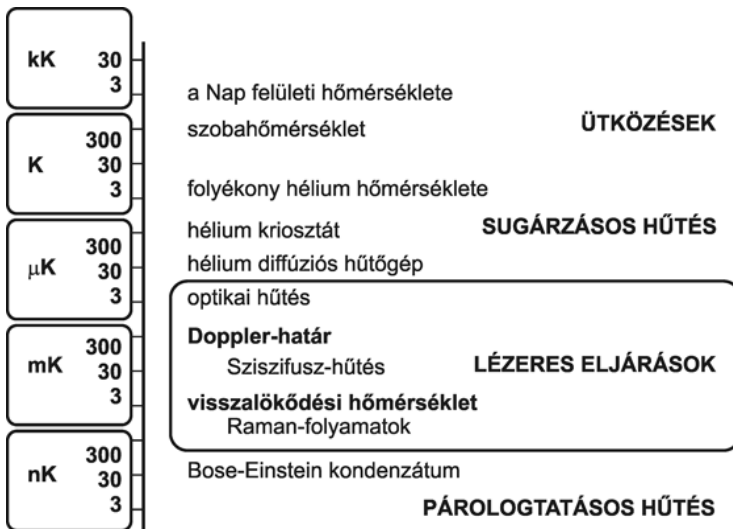
Ha egy atom abszorbeál egy fotont, gerjesztett állapotba kerül, megváltozik a belső energiája. A fotonhoz tartozó mechanikai impulzus az atom belső állapotát nem tudja be-

folyásolni, hanem a mozgásállapotát változtatja meg, gyorsítja vagy lassítja, a megvilágító fény terjedési irányába löki meg az atomot. A gerjesztett állapotból az atom spontán emisszióval vagy indukált emisszióval kerülhet vissza alapállapotba. A spontán emisszióknak nincs kitüntetett iránya, ezért a hozzárendelt impulzusváltozás térben kiátlagolódik, tehát sok abszorpció-emisszió ciklus lezajlása után az atom eredeti impulzusa az abszorpcióval járó kitüntetett irányú lökés miatt változik meg. Az egy ütközésben átadott impulzus kicsi az atom impulzusához képest, de rezonáns fény esetében nagy az abszorpció valószínűsége, a folyamat nagyon gyakran ismétlődhet. Megfelelően megválasztott kísérleti körülményekkel jelentősen csökkenthetjük az atomok sebességszórását, lelassíthatjuk, azaz „lehűthetjük” őket. Ha a gerjesztett állapotból indukált emisszióval kerülnek vissza a részecskék alapállapotba, csak különleges esetekben következik be eredő impulzusátadás, mert ilyenkor a kibocsátott fotonnak is meghatározott iránya van, tehát nem átlagolódik ki sok lebomlás együttes hatása, ám ez a folyamat sokkal gyorsabban következhet be, mint a spontán emisszió.

### Atomsugár lassítása és hűtése

Az atomok lézeres hűtésével kapcsolatos legegyszerűbb eset az atomsugárban mozgó atomok lassítása és sebességszórásának csökkentése. A termikus forrásból kilépő atomok több száz métert mozdulnak el másodpercenként. A nyaláb haladási irányával szemben lézersugárral megvilágítjuk az atomokat. A lézernyalábbal szemben mozgó atom rezonanciafrekvenciája a Doppler-effektus miatt eltolódik az álló atoméhoz képest (gondoljunk a gyorsan mozgó mentőautó szirénájának a hangjára), ezért a megvilágítást olyan frekvenciájú fénnel végezzük, hogy az atom a Doppler-eltolás miatt éppen rezonanciába kerüljön a fénnel. Ilyenkor az atomra minden abszorpciókor fékezőerő hat. Egy ilyen foton-atom ütközésben az atom lassulása csak néhány cm/s, de akár százmillió ütközés is történhet másodpercenként, így az atomok nagyon gyorsan le tudnak fékeződni.

Ahhoz, hogy az atomok lassulása folyamatos legyen, a fény frekvenciájának követnie kell az atomok egyre kisebb Doppler-eltolódását. Ezt megvalósíthatjuk vagy a



1. ábra • Hőmérsékleti skála

megvilágító lézer frekvenciájának hangolással, vagy az atom rezonanciafrekvenciájának megváltoztatásával egy külső, változó erősségű mágneses tér segítségével. Ezzel a módszerrel sikerült először nátriumatomnyalábot lassítani festéklézerrel (Prodan et al., 1982). A kísérletekben az alkáli atomokat és a metastabil héliumot használják a leggyakrabban. Ezeknek a rezonanciavonala jól egyezik például nátrium esetében a rodamin festéklézer frekvenciájával, a rubídium vagy a cézium esetében a félvezető lézerekével.

Laboratóriumunkban rubídiumnyaláb atomjait hangolható félvezető lézerrel lassítottuk. Az atomok longitudinális hűtését az atomnyalábbal szemben terjedő, változtatott frekvenciájú, néhány mW teljesítményű diódalézer sugarával valósítottuk meg.

### *Optikai melasz, csapda*

A fenti kísérletet elvégezhetjük három dimenzióban is. Ha olyan atomfelhőt szeretnénk előállítani, amelyben az atomok csaknem állnak, három merőleges koordináta mentén, páronként szembe haladó lézersugárral kell megvilágítani a termikus atomokat tartalmazó térfogatot. Így ha egy atom bármelyik irányba mozog, sebességkomponensei párhuzamosak lesznek valamelyik lézernyalábbal. Az első javaslatot ilyen hűtésre Theodor W. Hänsch, a 2005. évi és Arthur L. Schawlow, az 1981. évi fizikai Nobel-díj kitüntetettje (1975) tette. A fény az atom rezonanciaátmeneténél kissé alacsonyabb frekvenciájú kell hogy legyen, így az atom a vele szemben haladó fénynyalábból abszorbeál, és ennek hatására veszít a sebességéből. A vele egy irányban haladó nyalábot, amelyik gyorsítaná, a Doppler-eltolódás miatt nem érzékel rezonánssnak, ezért nem lép vele kölcsönhatásba. Az atomokra ható erő a sűrűlódáshoz hasonló, fékező jellegű. A részecskék viselkedése olyan, mintha ragacsos, sűrű folyadékban mozognának, ezért nevezték el „optikai melaszknak”.

Amikor az atom impulzusa meghatározott egységekben változik egy foton elnyelésekor vagy kibocsátásakor, kicsit változik a mozgási energiája is. Ennek hatására a kisugárzott foton frekvenciája valamivel alacsonyabb lesz, mint az elnyelt fotoné, átlagban az atomfelhő melegszik. A hűtés és a melegeedés következtében beáll egy egyensúlyi hőmérséklet, amit Doppler-határnak neveznek, és az anyagtól függően tipikusan mK körüli érték. Háromdimenziós optikai melaszt 1985-ben sikerült először előállítani (Chu et al., 1985) 60 cm/s átlagsebességű, 240  $\mu$ K hőmérsékletű nátriumatomokkal a Bell Laboratóriumokban. A Sziszifusz-hűtésnek nevezett, bonyolultabb folyamat hatására, az atomoknak a szembe futó lézerek által létrehozott inhomogén elektromágneses téren való áthaladása következtében ennél is alacsonyabb, 40  $\mu$ K körüli hőmérsékletet is mértek nátriumgőzben. A lézeres hűtés elméleti alsó határát az szabja meg, hogy mekkora lökést kap az atom az utolsó foton emissziójakor. Ezt nevezzük a visszalökődési hőmérsékletnek, értéke általában a  $\mu$ K tört része. Vannak olyan különleges módszerek, amelyekkel még ezt a határt is túl lehet lépni.

Az optikai melaszban az atomok véletlenül mozognak. Sokszor felmerül az a kérdés, hogy az atomokat helytől függő, visszatérítő erővel fogjuk csapdába. A legegyszerűbb csapda egy rezonanciától messze elhangolt, fókuszált, intenzív, Gauss-eloszlású lézernyaláb tere a fókusz környezetében. Ennek a működése a fotonabszorpciót követő indukált emisszió alapul. Ha a fény frekvenciája messze el van hangolva az atom rezonanciájától, az abszorpció-spontán emisszió ciklus kis valószínűséggel következik be, ezért elég intenzív megvilágításnál az indukált emisszió sokkal gyakoribb, mint a spontán. Szimmetrikus tér esetében az ebből származó erő kiátlagolódik, de térben inhomogén eloszlás esetében, ami itt a fókuszálás miatt következik be, mégis keletkezik eredő erő, amely az

atomokat a legintenzívebben megvilágított térfogatba kényszeríti. Ilyen erőterén alapul az optikai csipeszek működése is.

Az eddig elért leghidegebb, nK nagyságrendű hőmérsékleteket úgy lehet előállítani, hogy a lézeres hűtés és csapdázás után mágneses térrel működő, sötét csapdába kell juttatni az atomokat, ahol a lézer fűtő hatása nem korlátozza a további hűtést. Ezután a gyorsabb atomokat mikrohullámok segítségével kiengedik a csapdából. Az atomi minta ahhoz hasonlóan hűl, mint egy meleg folyadék, ezért nevezik párologtatásos hűtésnek. Így kevesebb számú atom, de csak a nagyon lassúak maradnak a térfogatban. Ezek az atomok ilyen állapotban már hullámként viselkednek. Hullámhosszuk annyira kiterjedtté válhat, hogy megszűnnek önállóan létezni, egymáshoz csatolódnak, ezért szokták az ötödik halmazállapotnak is nevezni. Ez a folyamat a Bose-Einstein-kondenzáció, amit elméletileg 1924-ben jósolt meg Einstein. Megvalósítása csak a lézeres hűtési eljárások kidolgozása után, 1995-ben sikerült, gyakorlatilag egyidejűleg három laboratóriumban is az Egyesült Államokban (Anderson et al., 1995; Bradley et al., 1995; Davis et al., 1995). Újabbban intenzíven kutatják az integrált áramkörök felületén létrehozott csapdákból előállított kondenzátumokat is (Fortágh és Zimmermann, 2005), amelyek az integrált atom-optika alapját képezik. A lézeres hűtés megvalósításáért 1997-ben Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji és William D. Phillips, a Bose-Einstein-kondenzációért 2001-ben Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle és Carl E. Wieman érdemelték ki a fizikai Nobel-díjat.

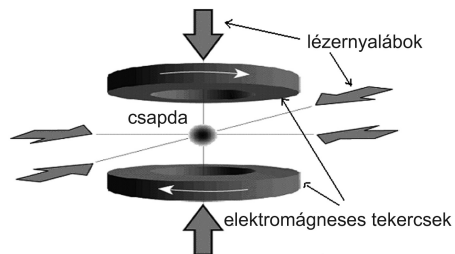
Nagyon eredményesen használható, az atomok hűtését, szabályozott mozgását célzó sok további kísérlet kiinduló eszköze az inhomogén gyenge mágneses tér alkalmazásán és a lézeres hűtés folyamatán alapuló magneto-optikai csapda (MOT). A háromdimenziós optikai melaszhoz hasonlóan a három térkoordináta irányából páronként szembevető lézermalák

találkozásánál keletkezik a csapda, ám ugyanakkor biztosítani kell, hogy ebben a természetben legyen egy minden irányban kifelé növekedő erősségű mágneses tér zérushelye. A hűtendő atomokat ebbe a természetbe kell juttatni.

Ha a megvilágító lézerfény a rezonancia alá van hangolva, és a lézermalák megfelelően polarizált állapotban vannak, a geometriai középpontból kifelé induló atomok mindig azzal a nyalábbal kerülnek először rezonanciába, amelyik visszafordítja őket, így nem, vagy legalábbis nehezen tudnak kiszökni a térfogtból. A *magneto-optikai* csapda elrendezésének vázlatát látható a 2. ábrán.

### Miért jó lehűteni az atomokat?

Az a lehetőség, hogy nagyon lassan mozgó, sok, egyformának tekinthető atomból álló, kis sebességszórású mintákat lehet előállítani, új lehetőségeket nyitott számos tudományterületen. A spektroszkópiában növeli a mérések pontosságát, hogy a Doppler-kiszélesedés zavaró hatásától meg lehet szabadulni. Új frekvenciaetalonokat keresnek a segítségével, amelyek az időmérés és távolságmérés pontosságát növelik. Az „atomóra” alaphfrekvenciájának nagyon kis sávszélességű atomi átmenethez kell kötődnie. Ezért már korábban próbálkoztak „atomi szökőkút” megvalósításával, de ez csak akkor sikerült, amikor lehűtött, csapdázott atomokkal végezték a kísérletet. Ez úgy működik, hogy egy atomcsomagot a gravitáció ellenében felfelé gyorsítanak lézersugárral. Amikor a részecskékre ható erők éppen egyensúlyba kerülnek, és az atomok elkezdnek lefelé



2. ábra • A magneto-optikai csapda vázlat

esni, a fordulás körüli időintervallumban nagyon kicsi a sebességük, ebben az állapotukban kell a méréseket elvégezni rajtuk.

Egy másik fontos terület nyílt meg annak következtében, hogy a lehűtött atomok hullámként viselkednek. A múlt század elején azt a felismerést, hogy a fény kettős (hullám- és részecske) természetű, Louis de Broglie kiterjesztette tömeggel bíró részecskékre, az atomokhoz hullámhosszat rendelve. A hullámhossz a részecske sebességével fordítva arányos, tehát akkor számottevő, ha az atom nagyon lassú. Ebben a tartományban az anyaghullámokkal ugyanolyan interferencia-kísérleteket lehet végezni, mint fényvel. Többféle interferométer működését mutatták már be anyaghullámokkal. Az atom-interferométerek több alapvető fizikai állandó, például a  $g$  nehézségi gyorsulás, a kvantummechanikában fontos  $h/m$  mennyiség ( $h$  a Planck-állandó,  $m$  az atom tömege) eddiginél pontosabb mérését tették lehetővé. Az atom-interferometria szempontjából különösen azok az atomsugarak jelentősek, amelyek úgy keletkeznek, hogy Bose-Einstein-kondenzátumból engednek ki atomokat, melyek megőrzik az eredeti kötött fázisukat. Ez az atomlézermek is nevezett koherens anyaghullám sok tekintetben hasonló az optikai lézerhez, innen származik az elnevezése.

Az anyaghullámok a fényhullámokénál sokkal rövidebb hullámhosszúak, így a fény feloldási határánál finomabb struktúrák kialakítására lehetnek alkalmasak. Így az atom-litográfia, amelyben közvetlenül az atomsugár lehűtött atomjait ültetik be a hordozóanyagba a kívánt helyre, szintén perspektivikus terület.

### Atomoptika

Az anyaghullámokkal való műveletekhez szükség van olyan „atomoptikai” elemekre, lencsékre, tükrökre, nyalábosztókra, amelyekkel az atomsugarat a fényhez hasonlóan lehet irányítani, kettéosztani, fókuszálni. Ezeket

az atomok mozgásállapotának megváltoztatására irányuló lézeres eljárásokkal lehet létrehozni. Fontos szempont, hogy a folyamatok közben ne romoljon el az atomok koherenciája, tehát megtartsák eredeti tulajdonságaikat. A megvilágító fény tulajdonságaitól, irányától, frekvenciájától függ az átadott impulzus iránya és nagysága. A kölcsönhatás következtében az atomok sebességszórása nem növekedhet. Ha a folyamatok közben az atomok gerjesztett állapotból spontán emisszióval sugározzák ki energiájukat, mindig fellép ez a nemkívánatos jelenség, mivel a spontán emisszió bekövetkezésének ideje és a kisugárzott foton iránya tetszőleges lehet. Ezért arra kell törekedni, hogy a gerjesztett állapotból alapállapotba való átmenet indukált folyamatokkal valósuljon meg, ezáltal az átadott impulzus iránya és nagysága az alkalmazott fény tulajdonságaitól függően szabályozott legyen.

Ilyen módszereket dolgoztunk ki, és használtuk őket csapdába gyűjtött hideg atomok mozgására. Ha két, egymással szemben haladó lézersugárban az impulzusok periodikusan követik egymást úgy, hogy az egyik lézersugár impulzusa gerjeszti, és ezt követően az ellentétes irányú lézersugár impulzusa alapállapotba viszi az atomot, az atom egy foton abszorpciója és emissziója után kétszer akkora impulzussal lökődik meg az első, abszorpciót indukáló fényimpulzus terjedési irányába, és közben nem történik spontán emisszió. Ha egy atomcsomagot úgy szeretnénk mozgatni, hogy az atomok sebességszórása ne növekedjen a kölcsönhatás következtében, minden atomot egyszerre kell gerjeszteni, illetve alapállapotba vinni egy-egy kölcsönhatáskor, tehát egy lézerimpulzussal való megvilágítás-kor. Ez többféle módszerrel valósítható meg, például meghatározott hosszúságú, rezonáns frekvenciájú, ún.  $\pi$  impulzusokkal vagy *adiabatikus követéssel*. Az előbbi esetben nagyon pontosan be kell állítani az impulzus hosszát, frekvenciáját. Az adiabaticus követés sokkal robusztusabb módszer. Az adiabaticus átmenet megvalósításának két fontos kritéri-

uma van. Egyrészt olyan lézerezimpulzust kell alkalmazni, amelynek frekvenciája végig-söpör az atomi spektrumvonal frekvenciája környezetében megfelelő sebességgel, és a csúcshintenzitást a rezonanciánál éri el, másrészt a csúcshintenzitásnak elegendően nagy-nak kell lennie ahhoz, hogy minden atom biztosan gerjesztődjön a megvilágítás hatására. Ugyanakkor az impulzus hosszának és annak az időtartamnak, ami aközben telik el, hogy a szemben haladó impulzusok két irányból megvilágítják az atomokat, lényegesen rövidebbnek kell lennie az atom gerjesztett állapotának élettartamánál, hogy a spontán emisszió valószínűsége kicsi legyen. Kidolgoztunk olyan elméleteket (Djotyan et al., 2003), amelyek választ adnak arra a kérdésre, hogy reális atomban milyen tulajdonságú impulzusokkal lehet a kölcsönhatást a kívánt módon megvalósítani. Javasoltunk és vizsgáltunk olyan folyamatokat, amelyek alkalmasak a gerjesztő fény fázisának a kódolásával az atomi állapotokba való gyors információbe-írásra, -kiolvasásra, -tárolásra (Djotyan et al., 1999). Vizsgáltunk eredményeképpen találtunk egy újfajta módszert a populációátvitelre *egyetlen* frekvenciamodulált lézerezimpulzussal két alap- (metastabil) nívó között oly módon, hogy a populációátvitel közben az atom nem gerjesztődik jelentős mértékben (Djotyan et al., 2004a).

Félvezetőlézer frekvenciáját modulálva elő-állítottunk a követelményeknek megfelelő lézerezimpulzusokat, és ezekkel megvilágítva a csapdázott atomokat, mértük elmozdulá-

sukat úgy, hogy CCD-kamerával rögzítettük a csapdát előállító lézerezalábok által okozott fluoreszcencia intenzitáseloszlását. Sikertült olyan eredményt kapni, ahol ugyanakkora idő alatt két szemben haladó impulzus hatására csaknem kétszer akkora elmozdulás történt, mint a csak egy irányból történt megvilágítás esetében, tehát adiabatikus volt a folyamat (Djotyan et al., 2004b).

Megmutattuk, hogy e folyamat segítségével atomnyalábot lehet kettéosztani, hűtött atomcsomagokat továbbítani különböző csapdák között. Ez hasznos például a Bose-Einstein-kondenzátum előállításakor, amikor az egyre „tisztább” térrészek között kell mozgatni atomcsomagokat.

Az eddig elért nagyjelentőségű eredmények alapján sejtethetjük, hogy a hideg atomok kutatása még sok további érdekes felfedezni-valót tartogat számunkra.

Köszönjük Serényi Miklósnak a méréseinkhez használt félvezető lézerek fejlesztése területén nyújtott segítségét, Bürger Gábor és Szulman Márton mérnökök technikai segítségét, valamint az OTKA, az NKFP és a GVOP értékes anyagi támogatását.

Kulcsszavak: *atomcsapda, atomok manipulációja, Bose-Einstein-kondenzátum, atom-lézer, lézeres hűtés*

## IRODALOM

- Anderson, M. H. – Ensher, J. R. – Matthews, M. R. – Wieman, C. E. – Cornell, E. A. (1995): Science.. **269**, 198–201
- Bradley, C. C. – Sackett, C. A. – Tollett, J. J. – Hulet, R. G. (1995): Physical Review Letters. **75**, 1687–1690
- Chu, S. – Hollberg L. – Bjorkholm, J. E. – Cable, A. – Ashkin, A. (1985): Physical Review Letters. **55**, 48–51
- Davis, K. B. – Mewes, M. O. – Andrews, M. R. – van Druten, N. J. – Durfee, D. S. – Kum, D. M. – Ketterle, W. (1995): Physical Review Letters. **75**, 3969–3973
- Djotyan G. P. – Bakos J. S. – Sörlei Zs. (1999): Optics Express. **4**, 113–120

- Djotyan G. P. – Bakos J. S. – Demeter G. – Ignácz P. N. – Kedves M. – Sörlei Zs. – Szigeti J. – Tóth Z. L. (2003): Physical Review A. **68**, 053409-1-053409-8
- Djotyan G. P. – Bakos J. S. – Sörlei Zs. – Szigeti J. (2004a): Physical Review A. **70**, 063406-1–063406-7
- Djotyan G. P. – Bakos J. S. – Demeter G. – Ignácz P. N. – Kedves M. A. – Sörlei Zs. – Szigeti J. – Tóth Z. L. (2004b): Acta Physica Hungarica B Quantum Electronics. **20**, 167–176
- Fortágh J. – Zimmermann, C. (2005): Science **307**, 860–861
- Hänsch, T. W. – Schawlow, A. L. (1975): Optics Communication. **13**, 68–69
- Prodan, J. V. – Phillips, W. D. – Metcalf, H. (1982): Physical Review Letters. **49**, 1149–1153