

Anders Kastberg

Laserkylning och Bose-Einstein-kondensation

När en atom eller en molekyl växelverkar med en ljustråle kan man genom att analysera det absorberade eller emitterade ljuset erhålla värdefull information om den atomära eller den molekylära strukturen. Det är detta fenomen som i stor sett all spektroskopi bygger på. Ett annat sätt att använda växelverkan mellan strålning och materia är, förutom att undersöka t. ex. en atoms elektronstruktur, att manipulera atomen med hjälp av ljus. Laserkylning brukar användas som ett samlingsnamn på experiment där man påverkar de yttre frihetsgraderna (t. ex. läge och hastighet) för en atom eller något annat kvantmekaniskt system med hjälp av elektromagnetisk strålning. Med hjälp av laserkylning har man lyckats kyla atomer till några nanokelvin, vilket är de lägsta temperaturer som någonsin har uppmätts. Sommaren 1995 observerades också för första gången Bose-Einsteinkondensation i en gas. Detta fenomen förutsades för sjuttio år sedan, men har hittills aldrig kunnat realiseras experimentellt.

Grundläggande laserkylning

Första gången någon föreslog att ljus skulle kunna ha en mekanisk effekt var troligen 1619 när Johannes Kepler försökte förklara det faktum att kometsvansar alltid pekar bort ifrån solen. Han menade att fenomenet var resultatet av ett tryck orsakat av det utsända ljuset från solen. Noggrannare teoretiska studier av »ljustryck» gjordes sedan av bl. a. Maxwell och Einstein. Maxwell använde 1873 sina ekvationer för att härleda ett tryck orsakat av en elektromagnetisk våg, och Einstein undersökte 1917 jämvikten mellan termisk strålning och en gas med Maxwell-Boltzmannfördelade hastigheter. Han kunde visa att absorption och emission av fotoner modifierar en atoms rörelsemängd. Praktiska användningsområden lät dock vänta på sig tills pålitliga och svepbara lasrar hade uppfunnits. Sedan mitten av 80-talet har forskningsområdet laserkylning formligen exploderat. Det finns nu mycket effektiva fällor i vilka man kan fånga kalla neutrala atomer med tät-

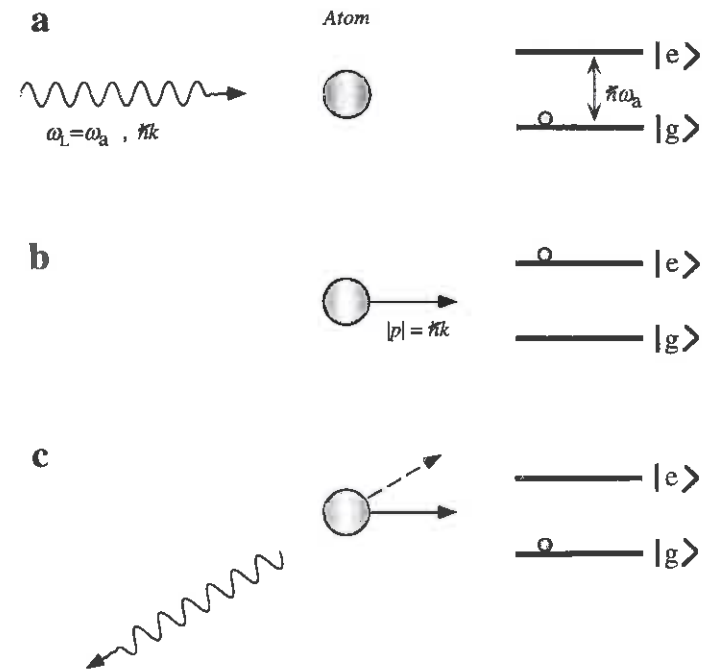
Fasrum: Sexdimensionell rymd bestående av tre rumskoordinater och tre hastighetskoordinater. Hög densitet i fasrummet innebär liten spridning i både position och hastighet, dvs. hög tät-
het och låg temperatur.

heter på upp till 10^{12} atomer per cm^3 , och man kan kyla ensembler av atomer till temperaturer omkring en nanokelvin med hjälp av laserljus. Densiteten i fasrummet har kunnat ökas så mycket att man för första gången har kunnat observera Bose-Einsteinkondensation i en gas, vilket ett senare avsnitt av denna artikel handlar om. Det har också uppstått ett anmärkningsvärt brett fält av tillämpningar av laserkyllning inom områden som högupplösande spektroskopi, atomära klockor, fundamental metrologi, kollisionsfysik, atomoptik och atomär interferometri, atomär litografi, grundläggande kvantoptik och kvantmekanik. Kopplingar till fasta tillståndets fysik, biologi och genetik blir också allt mer framträdande.

Inbromsning av en atomstråle, ljustryck

När en atom absorberar en foton från en laserstråle får den en rörelsemängdskick i strålens riktning samtidigt som den exciteras till en högre liggande energinivå, se fig. 1. När atomen så småningom återgår till det ursprungliga tillståndet genom spontan emission sänder den ut en foton och får återigen en rekyl, men denna sker i slumpmässig riktning. Om en atom under en tidsrymd absorberar och spontant emitterar ett stort antal fotoner, kan man alltså medelvärdesbilda bort den spontana emissionen och man kan anta att den totala rörelsemängd som har överförts till atomen i medeltal är antalet spridda fotoner multiplicerat med rekylen från *en* absorberad foton. Det är denna kraft som vi kallar för ljustryck. För att ekvationen i marginalen ska gälla måste vi också se till att den totala effekten i laserstrålen är så låg att mycket få atomer befinner sig i det övre tillståndet, så att vi kan försumma stimulerad emission. Detta kan också uttryckas så att övergången är långt ifrån mättad. Om vi ökar effekten kommer fler fotoner att absorberas och kraften kommer till en början att öka för att så småningom nå ett högsta värde då övergången har mättats och den stimulerade emissionen blivit väsentlig. Den maximala acceleration man kan ge en atom beror också på atomens massa och är för t. ex. natriumatomer 100 000 gånger större än tyngdaccelerationen, *g*.

Om man lyser med resonant laserljus antiparallellt mot en termisk atomstråle, bör alltså denna kunna bromsas in. Svårigheten är att atomerna till att börja med kommer att ha en hög hastighet och övergången är sålunda Dopplerskiftad. Allteftersom atomerna decelereras kommer Dopplerskiftet att ändras och laserljuset kommer inte längre att vara resonant. För att hålla atomerna i resonans med lasern under en lång sträcka har två olika metoder utvecklats, som båda har visat sig vara effektiva. Kazantzev föreslog redan 1974 att hastigt svepa frekvensen hos laserljuset allteftersom en bunt atomer successivt bromsas in. Då denna bunt helt har stannat återställs frekvensen till den ursprungliga och en ny bunt börjar bromsas in. Metoden kallas för kvittrad bromsning eller kylning efter engelskans »*chirped stopping*». De första experimenten med kvittrad bromsning av atomstrålar gjordes i Moskva 1979 av Letokhov och Balykin. 1982 föreslog Phillips en annan metod. Här



Figur 1. (a) En tvånivåatom belyses med resonant laserljus. (b) En foton absorberas. Atomen exciteras och får en rörelsemängdskick $\hbar k$ i laserstrålens riktning. (c) Atomen återgår till grundtillståndet genom spontan emission. Emissionsriktningen är slumpmässig, så efter ett stort antal cykler absorption – spontan emission kan rekylen från den spontana emissionen medelvärdesbildas bort.

hålls laserljusets frekvens konstant, men man låter atomstrålen färdas i ett gradvist avtagande magnetfält. Fältets styrka varierar längs strålbanan på ett sådant sätt att atomen genom Zeemanskiftet alltid är i resonans med laserljuset då den gradvis bromsas in. De första riktigt framgångsrika försöken med både kvittrad bromsning och Zeemanbromsning gjordes av Phillips och hans medarbetare vid NBS (numera NIST) i Gaithersburg 1982–83. Första gången en atomstråle stoppades helt var 1985 av Phillips grupp, samt av bl. a. Hall och Ertmer vid JILA i Boulder.

Dopplerkyllning, optisk sirap

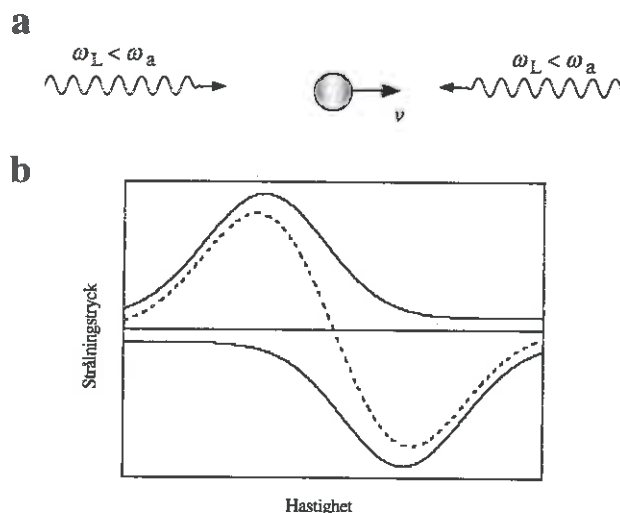
Den första konkreta idén för hur en samling av partiklar kan kylas med laserljus utnyttjar på ett mycket enkelt och elegant sätt Dopplereffekten och dess hastighetsberoende. Förslaget till Dopplerkyllning kom samtidigt och oberoende av varandra, dels från Schawlow och Hänsch för neutrala atomer, dels från Wineland och Dehmelt för joner fångade i en jonfälla. Idén illustreras i ett endimensionellt exempel i fig. 2. Här bestrålas en atom i vila av två motriktade lasrar av samma intensitet och frekvens. I medeltal kommer krafterna på atomen från de två strålarna att vara precis lika stora men motriktade. De tar alltså ut varandra och totala kraften är noll. Vi ändrar nu båda strålarnas frekvens till en som ligger något under den atomära resonansen, s. k. röd sidstämning,

NBS: National Bureau of Standards
NIST: National Institute of Standards and Technology

JILA: Joint Institute for Laboratory Astrophysics, drivs gemensamt av NIST och University of Colorado

$$F_{\text{ljustryck}} = \hbar k \frac{dN}{dt}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

λ : ljusväglängden
 dN/dt : antalet spridda fotoner per tid
 $\hbar k$: en fotonens rörelsemängd



Figur 2. (a) En atom belyses från båda håll av två lasrar sidstämmda under resonansen. (b) Strålningsstrycket som funktion av hastigheten. De heldragna linjerna visar bidraget från var och en av de två lasrarna, vilka har skiftats från $v=0$ p. g. a. Dopplerskiftet. Den streckade linjen visar den totala kraften som är negativ för positiva hastigheter och vice versa. Med andra ord dämpas farten för en atom i rörelse. Lutningen på den streckade linjen kring $v=0$ motsvarar en friktionskonstant.

och tittar på kraften på en atom i rörelse. Om atomen har en hastighet som är riktad åt höger i fig. 2 a kommer frekvensen på laserstrålen som kommer från höger, av atomen att upplevas som högre p. g. a. Dopplerskiftet. Det vill säga den kommer närmare resonans och kraften från denna laser blir större. Laserstrålen från vänster kommer däremot att Dopplerskiftas mot en lägre frekvens, dvs. längre bort från resonansen, och kraften på atomen från denna laser blir mindre. Om atomen istället har en hastighet åt vänster kommer det motsatta att hända och vi har alltså en situation där atomens rörelse dämpas oavsett åt vilket håll den färdas. För en samling av atomer kommer hastighetsfördelningen att bli smalare, vilket är detsamma som att säga att vi har kylt atomerna. Eftersom laserfältet i denna konfiguration verkar som ett visköst medium för atomerna har det fått namnet optisk sirap. En generalisering till tre dimensioner är trivial. Man använder helt enkelt sex strålar konfigurerade i tre ortogonala par av motriktade strålar. En atomstråle stoppas i den punkt där de sex lasrarna sammanstrålar. Optisk sirap i tre dimensioner åstadkoms först av Chu och medarbetare 1985 vid Bell laboratories utanför New York.

Hur kallt kan det då bli i en optisk sirap? Begränsningen sätts av det faktum att den spontana emissionen är slumpmässig, såsom vi redan har konstaterat. Vidare är även absorptionen slumpmässig såtillvida att man inte kan förutsäga när varje enskild absorption kommer att äga rum. Även om dessa effekter medelvärdas bort då man härleder ett tidsmedelvärde av kraften, kommer de att leda till en brownsk rörelse i fasrummet. Alla slumpmässiga fotonrekylar leder sammantaget till att hastighetspridningen ökas. Den temperatur som slutligen uppnås i optisk sirap svarar

$$k_B T_{\text{Doppler}} = \frac{h\Gamma}{2}$$

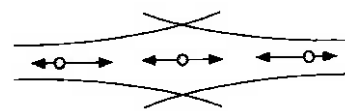
Γ : Linjebredden

ENS: Ecole Normale Supérieure

mot ett jämviktsförhållande mellan denna uppvärmningseffekt och Dopplerkylningseffekten. Jämviktstemperaturen kan beräknas teoretiskt och beror som synes i maginallnoten endast av atomens massa och den atomära övergångens linjebredd. Den senare kan också uttryckas som den hastighet med vilken den spontana emissionen äger rum. För t. ex. natriumatomer är den lägsta temperatur som kan uppnås med hjälp av Dopplerkylning ca. 240 mK. Vid de första försöken med Dopplerkylning av neutrala atomer som huvudsakligen gjordes vid tre laboratorier, Bell Laboratories, NIST i Gaithersburg och ENS i Paris, fick man resultat som verkade bekräfta Dopplergränsen. Resultaten var visserligen inte helt klara, osäkerheten i temperaturbestämningen var mycket hög och temperaturens beroende på t. ex. laserintensitet var inte den väntade, men vid denna tidpunkt ansågs det ändå att Dopplergränsen kunde betraktas som den lägsta temperatur som kan erhållas med hjälp av laserkylning. Som vi ska se i avsnittet om Sisyfoskylning fanns här en glad överraskning i beredskap.

Fällor

Även om en atom på sätt och vis sitter fast i optisk sirap, såtillvida att den känner av en viskösa kraft så fort den är på väg bort från området, så är laserkonfigurationen som beskrevs i förra avsnittet inte en fälla. Vid Dopplerkylning får man en kraft som är hastighetsberoende, vilket är precis vad man ska ha om man vill kyla, men för att det ska bli en fälla behövs en kraft som beror av läget. I en viss punkt i rummet ska kraften vara noll och i alla andra punkter ska en partikel känna av en kraft som tvingar tillbaka den till nollpunkten. Att fånga en neutral partikel i en fälla är svårare än att fånga en laddad partikel eftersom man i avsaknad av laddning måste förlita sig på växelverkan med högre ordningars moment, normalt sett det elektriska dipolmomentet. Paul föreslog redan på 50-talet att en neutral partikel skulle kunna fångas i ett inhomogent magnetfält. 1978 lyckades han och hans grupp också fånga neutroner i en magnetisk lagringsring. Den första atomfällan realiserades av Phillips, som 1985 lyckades fånga kylda natriumatomer i en magnetisk fälla. Magnetiska fällor kan vara effektiva men har också en del nackdelar som diskuteras mer ingående i avsnittet om Bose-Einsteinkondensation. För att göra en fälla för neutraler riktigt effektiv letade man därför efter en konfiguration som byggde direkt på resonant ljustryck.



Figur 3. Två motriktade defokuserade laserstrålar bildar en endimensionell fälla baserad på ljustryck. Fokuspunkterna för strålarna är separerade så att en atom alltid känner starkast ljustryck från den laser som är riktad mot mittpunkten.

I början av 70-talet föreslog Ashkin en endimensionell laserbaserad fälla som bygger på ljustryck, se fig. 3. Denna fälla består av två defokuserade laserstrålar vars fokus är nära varandra men inte sammanfallande. En atom i symmetripunkten av denna konfiguration kommer inte att känna av någon kraft eftersom ljustrycket från de båda lasrarna tar ut varandra. Om atomen är på något annat ställe än symmetripunkten kommer kraften som är riktad mot mittpunkten att överväga. Det finns två allvarliga problem med denna endimensionella fälla. För att den ska vara effektiv måste laserstrålarna ha ganska hög effekt. Detta leder till en kraftig uppvärmning och diffusion i transversell led. Vidare kan fällan

Brownisk rörelse: Oordnad rörelse för små, lätta partiklar i en vätska eller gas, t. ex. rökpartiklar i luft.

inte generaliseras till tre dimensioner p. g. a. det optiska Earnshawteoremet.

Det optiska Earnshawteoremet är en analogi till Earnshawteoremet som säger att det i tre dimensioner inte går att hitta någon konfiguration av statiska laddningar som bildar en fälla för en laddad partikel. Eftersom divergensen av det elektriska fältet är noll (Maxwells ekvationer) kan man inte ha en volym i rummet där samtliga kraftlinjer pekar inåt. På samma sätt gäller för en fälla baserad på ljusstryck att så länge kraften på en atom är proportionell mot ljusintensiteten kan man i tre dimensioner inte konstruera en stabil fälla. Ashkins förslag till fälla har dock använts framgångsrikt i en dimension av Balykin och Letokhov för att fokusera atomstrålar.

Dipolfällor

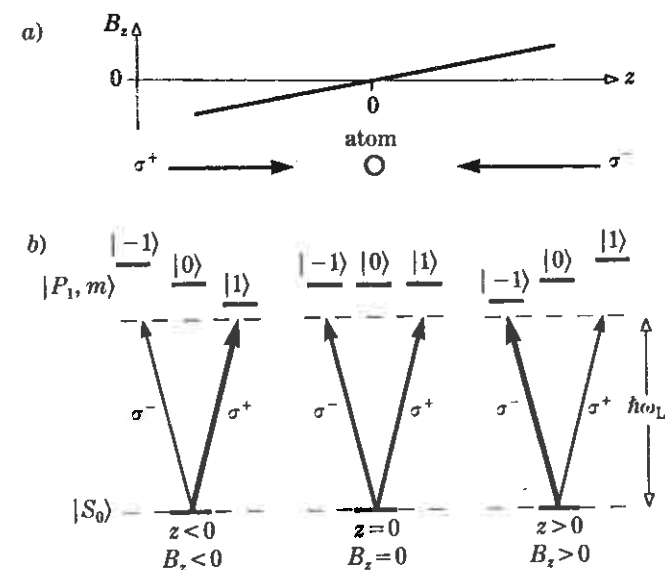
Förutom strålningstrycket finns det en annan kraft som verkar på en atom som växelverkar med ett elektromagnetiskt fält, nämligen dipolkraften, för vilken det optiska Earnshawteoremet inte gäller. Dipolkraften är baserad på det faktum att när ett ljusfälts frekvens är nära en atomär resonans kommer atomen att få ett dipolmoment, $p(t)$, inducerat av fältet, $E(t)$. I fältet kommer atomens energi att skiftas med $\Delta W = -p \cdot E$, vilket kallas för det dynamiska Starkskiftet eller ljusskiftet. Eftersom detta är negativt kommer atomen att dras till ett område med maximal fältstyrka, vilket t. ex. kan erhållas genom att fokusera en laserstråle. Fokalpunkten blir då en fälla. Detta gäller så länge vi har röd sidstämning, dvs. då det drivande fältets frekvens är under resonansen. Då kommer det inducerade dipolmomentet att ligga efter det drivande fältet i fas med mindre än $\pi/2$. Exakt vid resonansen ligger dipolmomentet helt ur fas och dipolkraften försvinner. Över resonansen kommer fasskiftet att ligga mellan $-\pi/2$ och $-\pi$ vilket leder till att ljusskiftet får motsatt tecken. I detta fall, blå sidstämning, kommer då atomen istället att dras till områden där fältet är svagt.

Ett av de största problemen med att använda en fokuserad laserstråle som fälla är att man samtidigt kommer att få ett kraftigt ljusstryck som hela tiden försöker knuffa ut atomen ur fällan, samt att man även här får kraftiga uppvärmningseffekter orsakade av spontan emission. Detta löses i allmänhet genom att man sidstämmer laserljuset kraftigt, men i gengäld får man en grund fälla som kräver mycket låga temperaturer för att vara effektiv.

Dipolfällor för neutrala atomer föreslogs första gången av Letokhov 1968, men de kunde inte realiserats förrän 1986 av Chu. Det som möjliggjorde infångning i hans relativt svaga fälla var huvudsakligen de låga temperaturer som just uppnått i samma grupp med hjälp av optisk sirap. Dipolfällan har fått mycket användbara tillämpningar, vilka beskrivs kortfattat i kapitlet om optiska pincetter.

MOT

En magneto-optisk fälla, eller MOT (*»Magneto-Optic Trap»*) bygger på strålningstryck och måste alltså kringgå det optiska

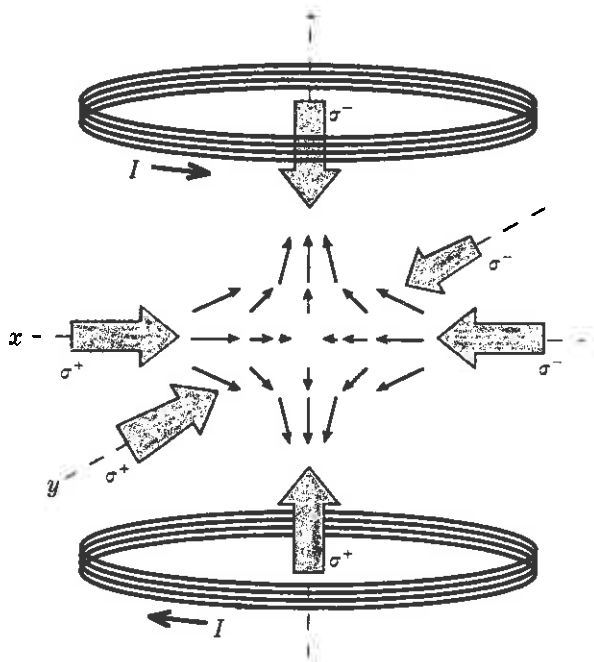


Figur 4. (a) En atom i ett inhomogent magnetfält belyses av motriktade lasrar med σ^+ - och σ^- -polarisation. Laserljuset har röd sidstämning. (b) σ^+ -lasern kommer att inducera övergångar från grundtillståndet med $M_J=0$ till den exciterade subnivån $|+1\rangle$, och σ^- -lasern till $|-1\rangle$. En atom till vänster om punkten $z=0$ kommer att känna av ett kraftigare strålningstryck från σ^+ -lasern eftersom nivån $|+1\rangle$ där är Zeemanskiftad närmare resonansen. Då magnetfältet byter tecken vid $z=0$ kommer det motsatta att gälla till höger om $z=0$. Alltså kommer atomen alltid att känna av en nettokraft riktad mot $z=0$.

MIT: Massachusetts Institute of Technology

Earnshawteoremet. Nyckeln till hur detta går till ligger i att teoremet endast gäller så länge kraften på en atom är proportionell mot ljusintensiteten. Detta kan undvikas genom att placera atomen i ett inhomogent magnetfält, såsom föreslogs 1987 av Dalibard. Samma år realiserades en MOT vid MIT av Pritchard i samarbete med Chu. Tekniken har blivit mycket framgångsrik. Numera ingår en MOT i nästan alla laserkyllningsexperiment världen över.

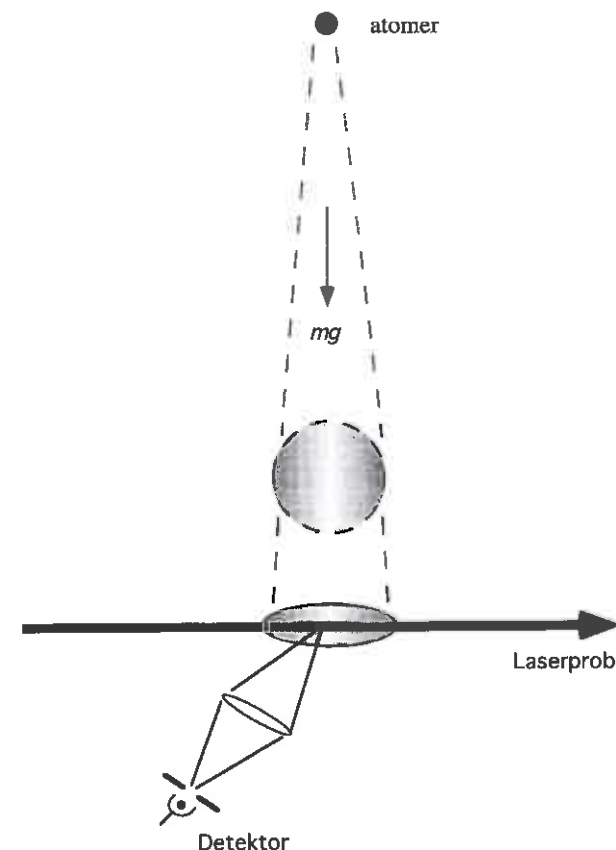
I en dimension kan en MOT förklaras enligt följande, se fig. 4. En atom placeras i ett inhomogent magnetfält och belyses med två laserstrålar, en från vardera hållet. Strålarna har röd sidstämning, samma intensitet och är cirkulärpolariserade. Den ena har högerorienterad polarisation, normalt kallat σ^+ , och den andra vänsterorienterad, σ^- . Atomen har ett grundtillstånd med rörelsemängdsmomentet $J=0$. Det är alltså icke-degenererat. Det övre tillståndet har dock $J=1$. Detta innebär att det övre tillståndet i själva verket består av tre degenererade tillstånd med kvanttalen $M_J=-1$, $M_J=0$, $M_J=1$. Denna degenerationsgrad och valet av polarisation gör att strålen som kommer från vänster i fig. 4 a, med σ^+ -polarisation, endast exciterar övergångar till $M_J=1$ i den övre tripletten. Vidare kommer σ^- -strålen som kommer från höger i figuren att excitera till $M_J=-1$. Idén med magnetfältet är att Zeemanskiftet nu kommer att vara olika för de två exciterade tillstånden, $+1$ och -1 . Om en atom befinner sig i den punkt där magnetfältet är noll kommer ljusstrycket från de båda lasrarna precis att ta ut varandra.



Figur 5. En tredimensionell MOT. Två spolar med motsatt strömriktning bildar ett kvadrupolfält. De små pilarna markerar fältlinjerna i (x,z) -planet. Fältet i (y,z) -planet är identiskt tack vare den cylindriska symmetrin. De stora pilarna markerar laserstrålar som propagerar längs med koordinataxlarna och är polariserade enligt figuren.

Om atomen däremot i figuren är till vänster om denna punkt kommer de olika Zeemanskiften, tillsammans med det faktum att vi har röd sidstämning, att leda till att strålningstrycket är större från laserstrålen som kommer från vänster. Denna exciterar nämligen en nivå som är Zeemanskiftad närmare resonansen medan det motsatta gäller för strålen från höger. Till höger om nollpunkten är det precis tvärtom. Alltså har vi nu en kraft som är riktad mot nollpunkten oavsett var atomen befinner sig, med andra ord en fälla. Vidare har vi fått en sak på köpet. Eftersom vi har motriktade strålar med röd sidstämning har vi också effektiv Dopplerkyllning.

För att generalisera en MOT till tre rumsdimensioner, se fig. 5, använder man sig av två spolar med motsatt strömriktning, s. k. anti-Helmholtzkonfiguration. Detta leder till en magnetfältsgradient av önskat slag, dels längs med z -axeln (spolarnas symmetriaxel) och dessutom längs med alla riktningar i xy -planet. Det som återstår är då sex laserstrålar med växelvis σ^+ - och σ^- -polarisation ordnade som i fig. 5. När Pritchards grupp provade denna konfiguration fungerade fällan redan vid första försöket. Magneto-optiska fällan har visat sig vara anmärkningsvärt robust och lättanvänd och ger höga atomdensiteter. Hitills har som mest densiteter i storleksordningen 10^{12} atomer/cm³ erhållits i en MOT. En annan viktig egenskap är att man i en MOT även kan fånga atomer med relativt höga initiala hastigheter. Wieman visade 1990 att man kan fånga termiska atomer direkt i en gascell vid rumstemperatur. Alltså behöver man inte börja med att bromsa in atomer från en



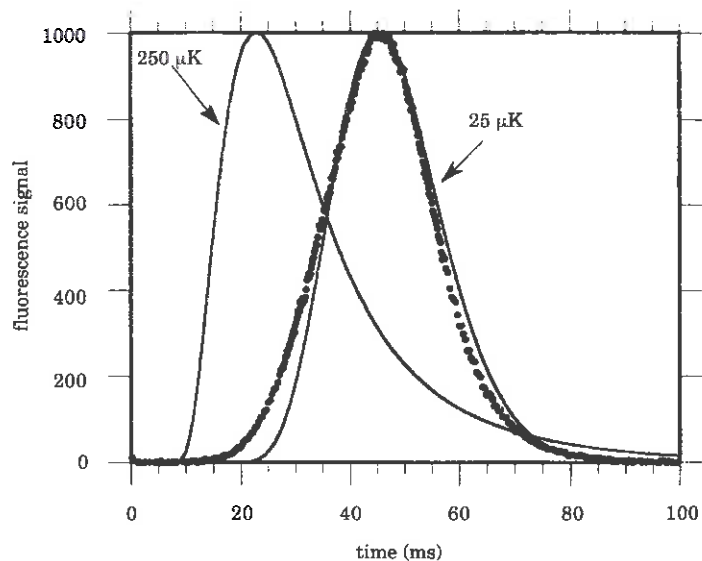
Figur 7. Falltidsmetoden för temperaturbestämning. En samling laserkylda atomer får falla fritt och expanderar under fallet p. g. a. den ändliga hastighets-spridningen. Då atomerna faller igenom en smal laserstråle kan man detektera en inducerad fluorescens. På grund av expansionen är denna signal utsträckt i tiden och ur signalens bredd kan man bestämma atomernas ursprungliga hastighets-spridning, vilket direkt ger temperaturen.

stråle, vilket innebär en betydlig förenkling, även om infångnings-hastigheten minskas.

I fig. 6 visas ett fotografi på en uppställning där Na-atomer har fångats i en MOT. De fångade atomerna är den gult (589 nm) lysande punkten i mitten.

Sisyfoskyllning

De första experimenten som gjordes med optisk sirap tycktes, som tidigare nämnts, bekräfta att det finns en gräns för hur kalla laserkylda atomer kan bli, nämligen Dopplergränsen som för Na är 240 μ K. Ju fler experiment som gjordes desto fler oklarheter uppstod dock. Därför började Phillips och hans grupp 1988 att fundera på bättre mätmetoder för temperaturen för att komma till rätta med alla dessa oklarheter. De hittade på en »falltidsmetod» som illustreras i fig. 7. Man börjar med att kyla en samling atomer i optisk sirap. När temperaturen antas ha stabiliserat sig blockeras samtliga laserstrålarna och den enda kraft som sedan påverkar



Figur 8. Falltidsspektrum för laserkylda Na-atomer. De två heldragna linjerna är beräknade kurvor för temperaturerna 250 μ K och 25 μ K. Punkterna visar resultatet av ett experiment.

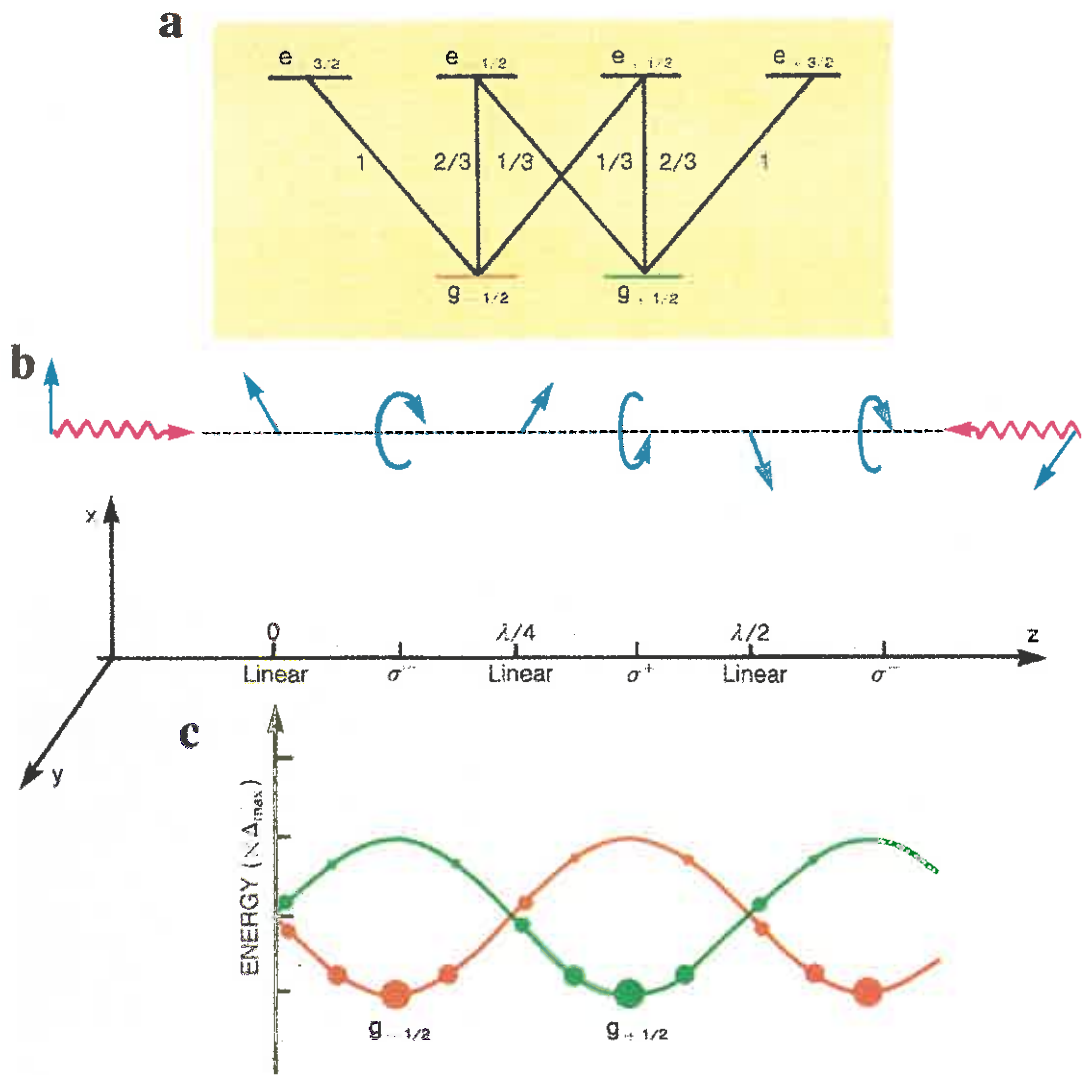
atomerna är gravitationen. För ett atommoln vid mer normala temperaturer (säg 1 K eller mer) skulle detta leda till att molnet hastigt expanderade och fyllde upp hela vakuumkantern. Den ultrakalla samlingen av atomer man har i ett laserkylningsexperiment kommer däremot att falla ungefär som en näve grus. En viss expansion av atommolnet sker dock och idén är att mäta denna expansion för att på så sätt bestämma den ursprungliga hastighetsfördelningen, vilket också ger temperaturen. Några centimeter under den optiska sirapens position placeras en smal laserstråle som är resonant med en atomär övergång. Atomerna som faller igenom denna laserstråle kommer att fluorescera och genom att detektera denna fluorescens får man ett mått på atomens falltid. Hastighetsspridningen gör att det blir en fördelning av falltider och ur vidden på denna fördelning bestämmer man temperaturen. I fig. 8 visas ett av de första resultaten som man fick med Na-atomer. Resultaten var spektakulära: man uppmätte temperaturer som var en faktor tio lägre än vad som sagts vara teoretiskt möjligt! Dessa experiment blev mycket uppmärksammade och till att börja med kunde man inte se någon förklaring till varför atomerna blev så kalla. Det hela ledde också till en febril teoretisk veksamhet, och redan efter några månader kom den teoretiska förklaringen till sub-Dopplertemperaturer.

Sommaren 1988 presenterade två grupper, Cohen-Tannoudji och Dalibard vid ENS samt Chu vid Stanford, oberoende av varandra en lösning på mysteriet med de låga temperaturerna. Nyckeln ligger i en kombinerad effekt av optisk pumpning, ljusskift och polarisationsgradienter.

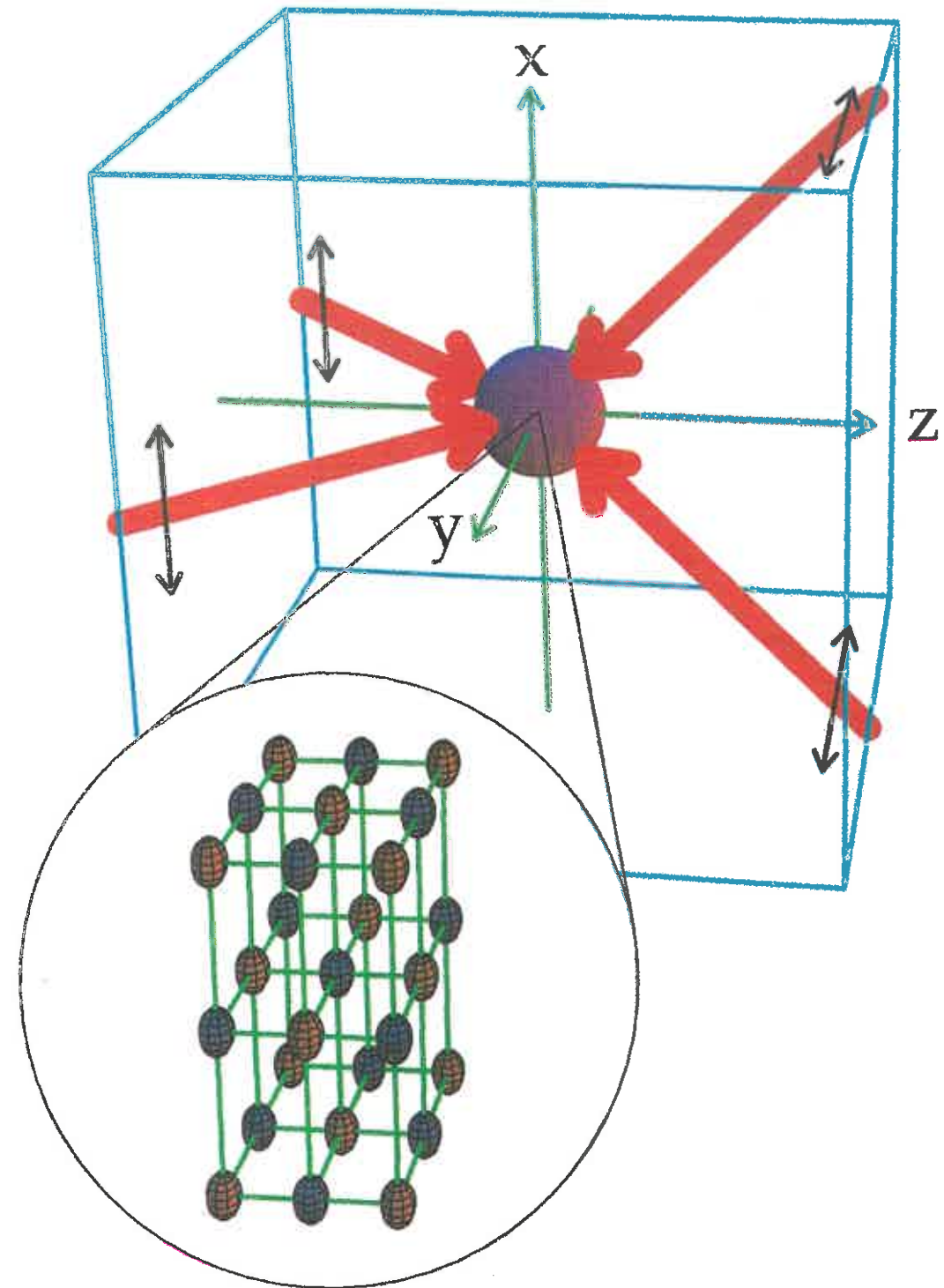
Det första man måste ta hänsyn till är att de alkalimetaller som laserkylts (t. ex. Na) inte är enkla två-nivåsystem. Såväl grundtill-



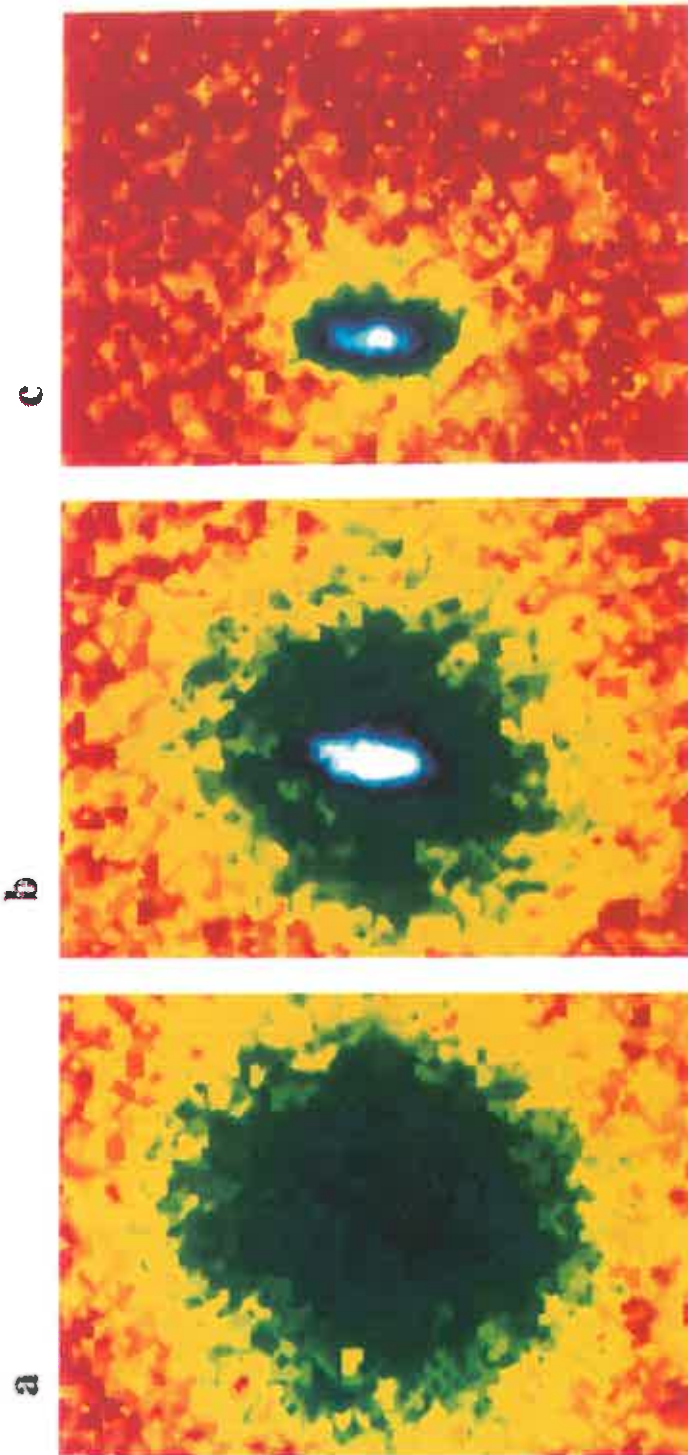
Figur 6. Den gula punkten i fotografiet är natriumatomer fångade i en MOT. Magnetfältsgradienten bildas av de två spolarna, och sex stycken laserstrålar sammanstrålar i symmetripunkten. Den krökta ytan under den nedre spolen är en atomär spegel (se avsnittet om atomoptik).



Figur 9. (a) Nivådiagram för en atom med $J=1/2$ i grundtillståndet och med $J=3/2$ i det exciterade tillståndet. Kvadraten på Clebsch-Gordankoefficienterna för de tillåtna övergångarna har markerats. Övergångs sannolikheten för en viss övergång är proportionell mot denna faktor. (b) Två motriktade laserstrålar med sinsemellan orthogonal polarisation. Det resulterande ljusfältet har samma amplitud i alla punkter men den lokala polarisationen varierar kontinuerligt. (c) Populationen av de två subnivåerna $g_{+1/2}$ och $g_{-1/2}$ i olika punkter illustreras av storleken på de gröna respektive orangea cirklarna. De heldragna kurvorna visar den lägesberoende ljusskiftade energin för de två nivåerna.



Figur 12. Optiska kristallgitter i tre dimensioner. Alla strålar är vinklade 45° i förhållande till z-axeln. De två strålarna från vänster i figuren ligger i (y,z)-planet och är polariserade längs x-axeln. Strålarna från höger ligger i (x,z)-planet och är polariserade längs y-axeln.



Figur 19. Illustration av hastighetsfördelningen efter olika grader av förångningskyllning. (a) Över den kritiska temperaturen för BEC. (b) Alldeles under kritiska temperaturen. Ett kondensat har börjat bildas. (c) Vid ytterligare lägre temperatur befinner sig nästan alla atomer i kondensatet.

ståndet som det exciterade tillståndet i den atomära övergången har flera Zeemannivåer som är degenererade i frånvaron av externa fält. Dessa degenererade nivåer öppnar dörren för optisk pumpning. Växelverkan med en laserstråle av en viss polarisation kan leda till att en atom överförs från ett subnivå i grundtillståndet till en annan genom absorption följt av spontan emission. Resultatet av optisk pumpning är att populationen i grundtillståndets subnivåer når en viss fördelning som är beroende av polarisationen.

Vidare kommer atomens växelverkan med det elektromagnetiska fältet att leda till ljusskift. Ljusskift har berörts tidigare i denna artikel och är alltså ett skift av den atomära energin, som vid röd sidstämning är negativt för grundtillståndet. Skiftets belopp är proportionellt mot amplituden av elektriska fältet, beror på ljusets polarisation och är i allmänhet olika för olika Zeemannivåer.

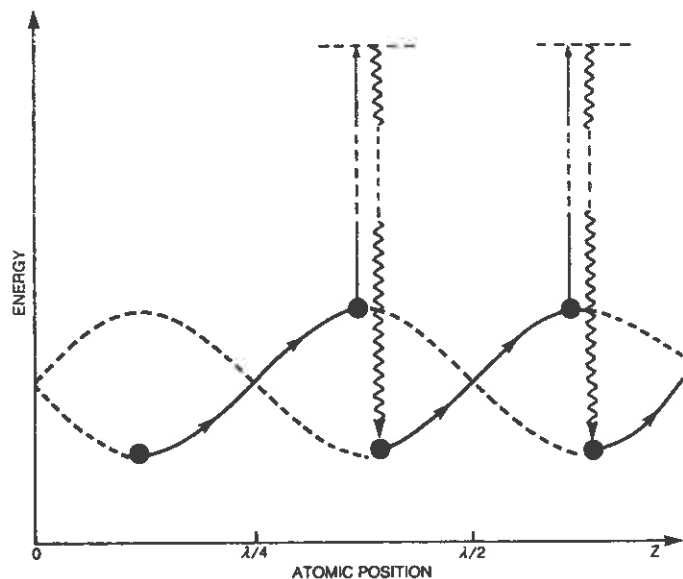
I en tredimensionell laserkylningskonfiguration är polarisationsgradienter oundvikliga. Polarisationen av det totala ljusfältet kommer alltså att variera kraftigt vid förflyttningar så små som en optisk våglängd. Detta innebär att vi får ett rumsberoende både på ljusskiftet av alla Zeemannivåer och på jämviktsfördelningen av populationen av olika Zeemannivåer. Båda dessa storheter var ju polarisationsberoende.

Vi betraktar nu ett en-dimensionellt exempel med två motriktade strålar av samma frekvens och intensitet, men med sinsemellan orthogonal polarisation, se fig. 9 b. Detta val av polarisationer ger upphov till kraftiga polarisationsgradienter. På ett så pass kort avstånd som en åttondel av den optiska våglängden ändras den lokala polarisationen från linjär till σ^+ , från σ^+ till linjär igen efter ytterligare en åttondels våglängd och efter ännu ett steg av samma längd till σ^- . För att få tillräcklig degenerationsgrad väljer vi en atom med rörelsemängdsmomentet $J=1/2$ i grundtillståndet och med $J=3/2$ i det exciterade tillståndet, se fig. 9 a.

Vi antar att en atom befinner sig i punkten $z=\lambda/8$. Polarisationen är σ^- vilket gör att om atomen är i tillståndet $g_{+1/2}$ kommer den att exciteras till $e_{-1/2}$ om den absorberar en foton. Från $e_{-1/2}$ kan den sönderfalla till båda grundtillstånden. Om atomen så småningom hamnar i $g_{-1/2}$ exciteras den till $e_{-3/2}$ varifrån den bara kan sönderfalla till $g_{-1/2}$. Alltså kommer atomer som finns i denna punkt, och alla andra punkter med samma polarisation, att optiskt pumpas till $g_{-1/2}$. I punkter där polarisationen är σ^+ sker den optiska pumpningen istället till $g_{+1/2}$. Nettopopulationen i de två grundtillstånden kommer alltså att ha ett rumsberoende såsom markerats i fig. 9 c.

Om atomen är i punkten $z=\lambda/8$ kommer tillstånden $g_{-1/2}$ och $g_{+1/2}$ alltså att exciteras till $e_{-3/2}$ respektive $e_{-1/2}$. Som markerats i fig. 9 a är övergången från $g_{-1/2}$ då tre gånger starkare än den från $g_{+1/2}$. Alltså kommer $g_{-1/2}$ att ha ett tre gånger så kraftigt ljusskift som $g_{+1/2}$ och har därför lägre energi, eftersom vi har röd sidstämning som ger negativt ljusskift. På samma sätt kommer energin att vara lägst för $g_{+1/2}$ i punkter med σ^+ -polarisation. Energin för de två nivåerna i grundtillståndet varierar alltså som i fig. 9 c.

Studera nu fig. 10. En atom befinner sig i en punkt där polarisationen är σ^+ och har en hastighet riktad åt höger i figuren. Op-



Figur 10. En atom som rör sig i laserfältet kommer att ständigt färdas i uppförssbacke. Varje gång atomen kommer till krönet av en potentialkurva överförs den genom optisk pumpning till botten på nästa uppförssbacke.

tisk pumpning gör att atomen är i tillståndet $g_{+1/2}$ som har ett energiminimum i denna punkt. När den rör sig kommer den alltså att förlora rörelseenergi eftersom den åker uppför en potentialkulle. När atomen har kommit till toppen av backen är den i en punkt där polarisationen är σ^- . Här kommer den med stor sannolikhet att optiskt pumpas till $g_{-1/2}$, och därigenom återigen befinna sig i ett energiminimum, utan att rörelseenergin påverkas. I genomsnitt kommer en atom i rörelse, oavsett hastighetens riktning, på grund av denna effekt att färdas mer i uppförssbacke än i nerförssbacke och hastighetens belopp kommer successivt att minska. Vi har alltså en kylningsmekanism. På grund av analogin med Sisyfos i den grekiska mytologin har denna kylningsmekanism givits namnet Sisyfoskylning. Generaliseringen till tre dimensioner är likadan som i fallet med Dopplerkylning. Man använder sig även här av tre ortogonala par av laserstrålar.

Sedan man fått klart för sig hur Sisyfoskylning fungerar kunde man undersöka den experimentellt mer systematiskt. Temperaturen visar sig vara proportionell mot ljuskraften (beror på intensitet och sidstämning) och det finns en lägre gräns för intensiteten under vilken Sisyfoskylning inte längre är effektiv. Den lägsta temperatur som erhållits med denna enklaste form av Sisyfoskylning i tre dimensioner är $2.5 \mu\text{K}$ som uppmättes med cesiumatomer vid ENS.

$\sigma^+ - \sigma^-$ -kylning

Förutom configurationen som används vid Sisyfoskylning finns det andra som ger temperaturer under Dopplergränsen. Man kan, i ett endimensionellt exempel, använda sig av två motriktade strålar

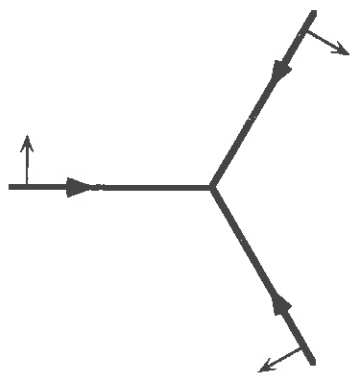
som båda har cirkulär polarisation, men med motsatt rotationsriktning. I denna artikel ges ingen detaljerad förklaring till $\sigma^+ - \sigma^-$ -kylning utan endast en mycket kortfattad bakgrund. Metoden leder dock till temperaturer i samma storleksordning som Sisyfoskylning och är en lika mycket använd metod. Den lokala polarisationen kommer i detta fall alltid att vara linjär. Dock kommer riktningen att variera som en helix med en stigning som motsvarar ljusets våglängd. Ljuskraften kommer då att vara konstant för alla nivåer och man kan inte få någon Sisyfoseffekt. Om en atom med flera degenererade Zeemannivåer rör sig i detta laserfält kommer dock rörelsen att ge upphov till att populationen i olika subnivåer blir asymmetrisk. Detta gör i sin tur att laserljuset från de två strålarna kommer att absorberas olika mycket och man får därigenom ett obalanserat strålningstryck som dämpar hastigheten. En stor fördel med $\sigma^+ - \sigma^-$ -kylning är att polarisationen är densamma som för en MOT. Man kan alltså växla mellan MOT och $\sigma^+ - \sigma^-$ -kylning genom att endast stänga av magnetfältet.

$\sigma^+ - \sigma^-$ -kylning har följande egenskaper gemensamt med Sisyfoskylning. En flernivåatom har en täthetsmatris som beskriver fördelningen mellan olika subnivåer som är kraftigt rumsberoende på en skala av en optisk våglängd. Då atomen rör sig kommer den att utsättas för optisk pumpning, men denna pumpning tar en ändlig tid som gör att atomens inre tillstånd inte kan följa variationerna i lokal polarisation adiabatiskt. Atomens täthetsmatris hinner inte ställa om sig och det är detta som ligger till grund för de nya kylningsmekanismerna. Samlingsnamnet polarisationsgradientkylning används ibland för Sisyfoskylning och $\sigma^+ - \sigma^-$ -kylning.

Optiska kristallgitter

Ett optiskt kristallgitter (*optical lattice*) är en periodiskt modularad ljuskraftspotential. Ett endimensionellt exempel är identiskt med configurationen som beskrivits för Sisyfoskylning, se fig. 9 och fig. 10. En atom som rör sig i detta laserfält tappar alltså successivt fart och så småningom bör hastigheten vara så låg att atomen inte längre orkar komma så långt upp för en backe att den kan bli optiskt pumpad. Atomen kommer då att oscillera kring ett energiminimum som i praktiken blir en liten atomfälla. Vidare blir det naturligtvis inte bara en fälla utan ett pärlband av fällor för atomer med omväxlande olika spinn, ett endimensionellt optiskt kristallgitter. Om fällorna fylls med atomer får man ett endimensionellt antiferromagnetiskt gitter av lokaliserade atomer. Om atomerna är lokaliserade till små områden nära botten av minima kommer potentialen som en atom känner av att vara mycket väl approximerad av en kvantmekanisk harmonisk oscillatorpotential. Atomernas rörelse kommer här att vara kvantiserad. Det kommer att finnas kvantiserade energitillstånd i brunnarna och populationen i de olika vibrationsnivåerna kommer att vara termiskt fördelad. Detta påvisades 1992 av Grynberg och Cohen-Tannoudji och deras medarbetare vid ENS, samt av Phillips grupp vid NIST.

Antiferromagnetiskt gitter: Atomärt gitter där intilliggande atomer har motsatt riktning på sitt spinn.



Figur 11. Konfiguration för optiska kristallgitter i två dimensioner. De små pilarna markerar polarisationsriktning för de ingående laserstrålarna.

MPQ: Max-Planck-Institut für Quantenoptik

Tredimensionella optiska kristallgitter

Ett endimensionellt optiskt kristallgitter är identiskt med en endimensionell Sisyfoskylningsuppställning, dvs. två motriktade laserstrålar med sinsemellan ortogonal linjär polarisation. En fördel med denna konfiguration är att den är okänslig för den relativa fasen för de två strålarna. Om fasen varierar för en stråle kommer det endast att innebära att det optiska kristallgittret translateras, vilket inte spelar någon roll om translationen är tillräckligt långsam. Det viktiga är att man alltid har samma mönster. Om man nu försöker att (till att börja med) konstruera ett optiskt kristallgitter i två dimensioner genom att använda två ortogonala par av strålar, finner man att fasen inte längre är oväsentlig. För att få ett optiskt kristallgitter av önskad typ krävs väldefinierade relativa faser. Anledningen till detta är att man använder fyra strålar, vilket innebär tre relativa faser, men det finns bara två frihetsgrader som kan ta hand om detta. Konfigurationen kräver alltså att den optiska fasan av samtliga laserstrålar måste kontrolleras och stabiliseras. Detta har gjorts av Hänsch grupp vid MPQ i Garching 1993 i både två och tre dimensioner (fyra respektive sex strålar).

Grynberg vid ENS lyckades 1993 hitta på ett sätt att undvika den besvärliga faskontrollen. I två dimensioner går man ifrån tanken med motriktade par av strålar och använder istället tre strålar konfigurerade som i fig. 11. Nu finns det bara två relativa faser och i två dimensioner betyder det att vi åter har en situation där en fasvariation endast innebär en translation av kristallgittret. Lösningen på problemet är alltså att i N dimensioner använda N+1 laserstrålar. I det tredimensionella fallet använde Grynbergs grupp följaktligen fyra strålar arrangerade som normalvektorerna i en tetraeder. Detta förfinades senare av Phillips grupp vid NIST vilkas uppställning är illustrerad i fig. 12. Detta medför en tetragonal gitterstruktur av punkter med σ^+ - respektive σ^- -polarisation. Kring dessa punkter fås potentialbrunnar som atomer kan placeras i. Resultatet är en slags kristall där atomerna inte växelverkar direkt med varandra utan hålls på plats genom växelverkan med det elektromagnetiska fältet. Vidare är avståndet mellan atomplanen cirka tusen gånger större än vad det är för en vanlig kristall, dvs. i samma storleksordning som den optiska våglängden.

Phillips grupp har visat att temperaturen i ett tredimensionellt optiskt kristallgitter blir ungefär en faktor två lägre än för »vanlig» Sisyfoskylning. Naturligtvis är det samma sisyfosmekanism som kyler atomerna även i ett optiskt kristallgitter. Skillnaden är att i den traditionella uppställningen med tre par av ortogonala strålar utan faskontroll kommer mönstret inte alltid att vara det optimala utan det kommer att skifta kontinuerligt. I optiska kristallgitter har man åstadkommit temperaturer på 1.1 μK för Cs, vilket har reducerats ytterligare med hjälp av adiabatisk kylning, se nedan.

I de optiska kristallgitter som har konstruerats till dags dato har långt ifrån alla potentialbrunnar varit besatta med en atom. Besättningsstalet har i allmänhet varit som bäst en tiondel. Försök pågår att öka atomdensiteten för att göra det lättare att studera kollektiva effekter i kristallgitterna.

Braggspridning

Optiska kristallgitter har huvudsakligen samma egenskaper som en atomär kristall. Till exempel kan de Braggsprida en elektromagnetisk våg, med den skillnaden att den större gitterkonstanten gör att den spridda vågen ska vara synligt eller infrarött ljus istället för röntgenstrålning. Phillips grupp demonstrerade detta 1995. Spridningen i braggriktningen ökar med en faktor 100 000 för ett optiskt kristallgitter i jämförelse med en oordnad laserkyld samling atomer av samma densitet. Tack vare att braggspridningens effektivitet beror kraftigt av hur väl lokaliserade atomerna är (genom den s. k. Debye-Wallerfaktorn) erbjuder denna typ av experiment ett utmärkt diagnostiskt verktyg för optiska kristallgitter.

Debye-Wallerfaktorn: En faktor som beskriver värmsvängningarnas inverkan på Röntgendiffraktion i en kristall. Se biografisk artikel om Ivar Waller i *KOSMOS* 1995.

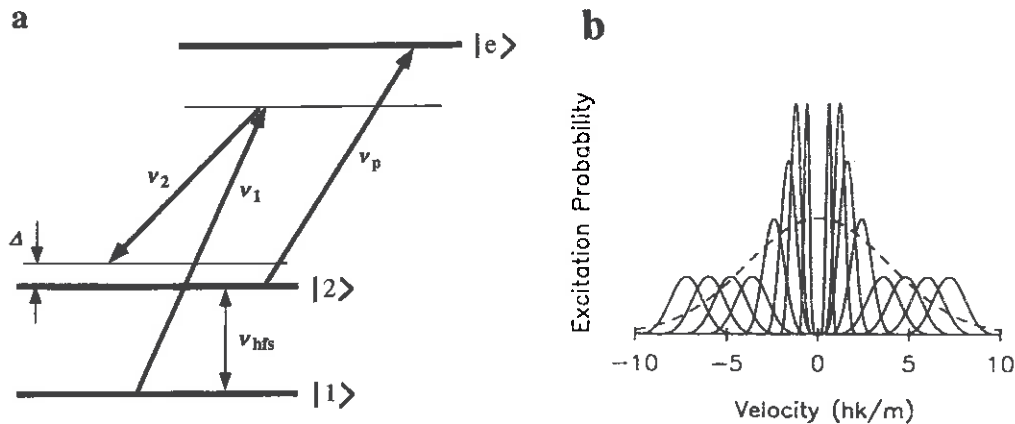
Då optiska kristallgitter används i liknande tillämpningar kan man utnyttja egenskaper som skiljer dem från vanliga kristaller. Man kan enkelt ändra gitterkonstanten (genom att ändra konfigurationen av laserstrålarna) och potentialbrunnarnas djup (genom att ändra laserintensiteten) och har på så sätt större frihet att studera fundamentala effekter.

Adiabatisk kylning

1995 visade Phillips grupp ett sätt att sänka temperaturen ytterligare i optiska kristallgitter. Idén är att använda den lasereffekt som ger den lägsta möjliga temperaturen och sedan under en kort tid adiabatiskt sänka effekten. Då lasereffekten sänks blir potentialbrunnarna grundare och adiabatiskt betyder i det här fallet att atomerna hinner oscillera i sina respektive fällor flera gånger under det att fällan förändras. Intensitetsändringen måste vara tillräckligt långsam för att förändringen av oscillationsfrekvensen skall vara långsam i förhållande till frekvensen själv. Vidare får förändringen inte ta så lång tid att uppvärmningseffekter uppträder. Om förändringen är adiabatisk innebär grundare fällor att atomerna blir mindre väl lokaliserade, men det innebär också att hastighetsspridningen blir mindre eftersom fasrymdsdensiteten förblir konstant. Med hjälp av adiabatisk kylning nådde man ner till en temperatur på 700 nK för Cs.

Kylning under rekylningsgränsen

Kylningsmekanismerna som hittills har beskrivits (förutom adiabatisk kylning) har alla byggts på en friktionskraft som dämpar atomernas hastighet. Spontan emission har i alla dessa exempel spelat en viktig roll för att ta hand om den termiska energi som atomerna mister. I fallet Sisyfoskylning är det en spontan anti-Stokes Ramanprocess som tar hand om energin då atomen optiskt pumpas från toppen av en potentialkurva till botten på en annan. Det vill säga att den spontant emitterade fotonen har något högre energi än den absorberade. För Dopplerkylning och för $\sigma^+-\sigma^-$ -kylning är det ett blått Dopplerskift av spontant emitterade fotoner som tar hand om den termiska energin. Dessa kylningsmekanismer har alltså det gemensamt att den slumpmässiga spontana



Figur 13. (a) Trenivåsystem för Ramankylning. (b) De heldragna kurvorna visar övergångssannolikheter som funktion av hastighet för Ramanpulser ingående i en sekvens av pulser. Den streckade linjen visar den ursprungliga hastighetsfördelningen. De enda atomer som inte exciteras är de med en hastighet $v=0$, och allteftersom Ramankylningen fortskrider kommer atomer att ackumuleras i denna hastighetsgrupp.

$$v_{\text{reky}} = \frac{\hbar k}{m}, \quad \frac{1}{2} k_B T_{\text{reky}} = E_{\text{reky}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

m : atommassan

Exempel:
 He: $v_R = 9 \text{ cm/s}$, $T_R = 4 \text{ } \mu\text{K}$
 Na: $v_R = 3 \text{ cm/s}$, $T_R = 2.4 \text{ } \mu\text{K}$
 Ce: $v_R = 3 \text{ mm/s}$, $T_R = 200 \text{ nK}$

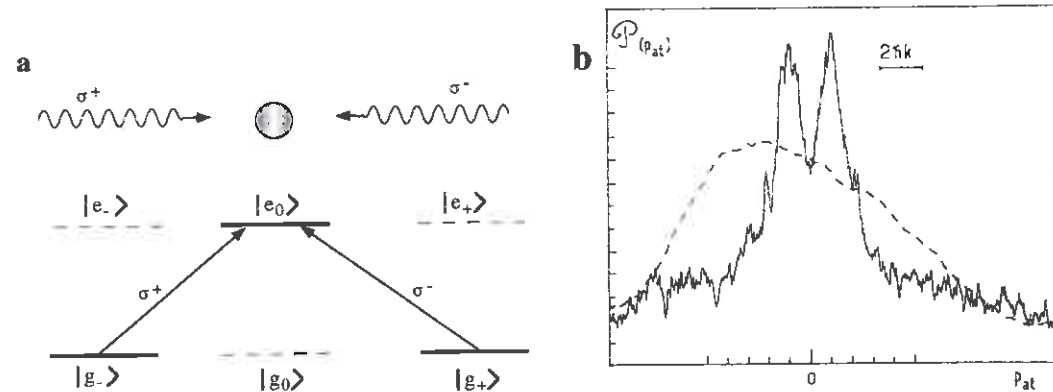
emissionen aldrig upphör, och därför verkar det vara omöjligt att med dessa metoder komma till lägre temperaturer än vad som svarar mot den rörelsemängd man kan associera med en fotonreky, $\hbar k$. Denna temperatur T_R kallas rekygränsen och kan enkelt beräknas ur ekvationen i marginalen. Motsvarande hastighet v_R kallas rekyhastigheten.

Det har förekommit en del förslag till metoder att kyla under rekygränsen med hjälp av laserljus. Två av dessa förslag har prövats experimentellt och nedan följer en kortfattad presentation av dessa.

Ramankylning

Ramankylning bygger på sekvenser av hastighetsberoende stimulerade Ramanpulser mellan två olika hyperfinstrukturnivåer i grundtillståndet samt optisk pumpning på tillåtna övergångar. Dessa två processer ska respektive skapa och fylla ett hastighets-tillstånd som inte ser något ljus och som följaktligen inte kan påverkas av absorption följt av spontan emission. Tekniken utvecklades av Chu i Stanford och demonstrerades av hans grupp i en dimension 1992.

I det endimensionella experimentet används ett tre-nivåsystem med två hyperfinnivåer i grundtillståndet ($|1\rangle$ och $|2\rangle$) och ett exciterat tillstånd ($|e\rangle$), se fig. 13 a, som belyses med två motriktade pulser med frekvenserna ν_1 och ν_2 . Dessa frekvenser är avstämda så att skillnadsfrekvensen $\nu_1 - \nu_2$ ligger mycket nära hyperfindifferensen mellan $|1\rangle$ och $|2\rangle$. När nu pulserna är motriktade kommer övergången mellan $|1\rangle$ och $|2\rangle$ att vara dubbelt så känslig för Dopplerskift som en direkt övergång mellan två nivåer. Om $\nu_1 - \nu_2$ har röd sidstämning kommer alltså atomer som rör sig med hastigheten $+v$ att Dopplerskiftas till resonans och atomen får en reky på $2\hbar k$ mot $v=0$ samtidigt som den går från $|1\rangle$ till $|2\rangle$. Om man byter riktning på de två pulserna kommer istället atomer med



Figur 14. (a) En atom belyses av två motriktade lasrar med polarisationerna σ^+ och σ^- . De enda relevanta energinivåerna är de heldragna i energinivådiagrammet. (b) Resultande hastighetsfördelning efter VSCPT i en dimension (heldragen linje), och som jämförelse hastighetsfördelningen utan VSCPT (streckad linje). Atomerna har ackumulerats i två hastighetsgrupper centrerade kring $p=\hbar k$ och $p=-\hbar k$. Bredden på var och en av topparna är mindre än $\hbar k$ och följaktligen är temperaturen lägre än rekygränsen.

hastigheten $-v$ att exciteras och få en reky mot $v=0$. Idén är nu att använda en sekvens av Ramanpulser med varierande riktning, sidstämning och frekvensvidd för att excitera alla atomer till $|2\rangle$ utom de som har en hastighet mycket nära $v=0$, se fig. 13 b. Efter detta appliceras en puls resonant med övergången från $|2\rangle$ till $|e\rangle$ för att optiskt pumpa atomerna tillbaka till $|1\rangle$. När detta sker kommer de på grund av den spontana emissionen mellan $|e\rangle$ och $|2\rangle$ att få en slumpmässig reky och en del av dem får en hastighet $v \approx 0$. Denna cykel av sekvenser med Ramanpulser följt av optisk pumpning kan nu upprepas gång på gång för att successivt få allt fler atomer i hastighetsgruppen $v \approx 0$.

I Chus endimensionella experiment lyckades man nå temperaturer på 100 nK för Na, vilket är mer än en faktor tjugo under rekygränsen. I två och tre dimensioner blir Ramankylning betydligt mindre effektiv och samtidigt mycket experimentellt krävande. Likafullt presenterade Chus grupp resultat 1994 där de i två dimensioner nådde 1.7 μK , vilket är strax under rekygränsen för Na, och i tre dimensioner 4.3 μK som är något över rekygränsen.

VSCPT

Den hittills mest framgångsrika metoden att kyla atomer under rekygränsen går ut på att med kontinuerligt laserljus gradvis populera ett tillstånd som inte växelverkar med ljuset, och att göra detta på ett hastighetselektivt sätt. Metoden kallas i allmänhet VSCPT efter engelskans »Velocity Selective Coherent Population Trapping». Metoden uppfanns och demonstrerades i en dimension första gången i Paris 1988 av Aspect och Cohen-Tannoudji och deras grupp. I dessa tidiga experiment nådde man en temperatur på 2 μK för He, vilket är en faktor två under rekygränsen.

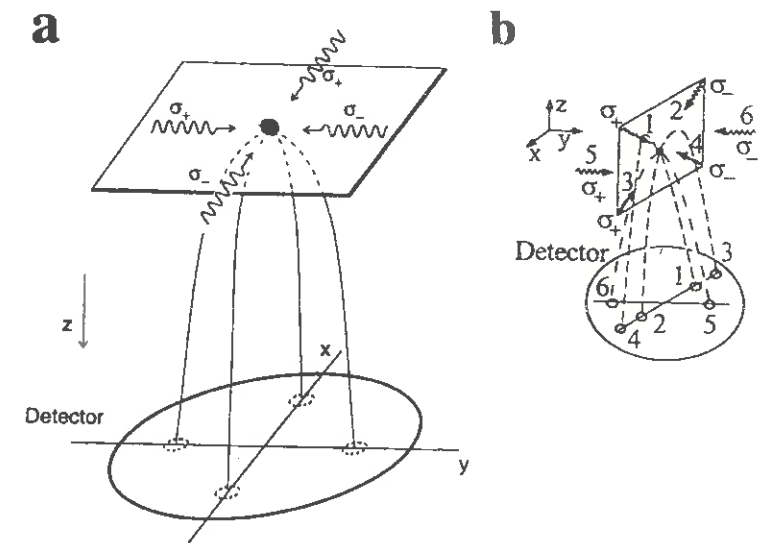
I VSCPT i en dimension används ett så kallat Λ -system av tre nivåer som belyses av två motriktade strålar med σ^+ - respektive σ^- -polarisation, se fig. 14 a. De degenererade grundtillstånden

$|g^+\rangle$ och $|g^-\rangle$ är kopplade till det exciterade tillståndet $|e^0\rangle$ med varsin av laserstrålarna som har samma frekvens. För en atom i vila Dopplerskiftas inte frekvenserna och det kan då ske resonanta övergångar mellan $|g^+\rangle$ och $|g^-\rangle$ som involverar en foton från vardera laserstrålen. Man kan då visa att det finns en koherent superposition av $|g^+\rangle$ och $|g^-\rangle$, nämligen $(|g^+\rangle + |g^-\rangle)/\sqrt{2}$, som inte växelverkar med laserljuset på grund av destruktiv interferens mellan de två övergångsamplituderna. Ett sådant tillstånd kallas också för mörkt. Om atomen inte är i vila utan har en hastighet $v \neq 0$ kommer de två laserstrålarna att Dopplerskiftas olika mycket och övergångsamplituderna $|g^+\rangle \rightarrow |e^0\rangle$ och $|g^-\rangle \rightarrow |e^0\rangle$ kan inte längre interferera. På så sätt kan man inse att processen kan göras hastighetsselektiv. För att fylla det mörka tillståndet, som alltså bara existerar för atomer med $v=0$, drar vi nytta av den slumpmässiga spontana emissionen som alltid har en ändlig sannolikhet att ge en atom en sådan rekyl att den får hastigheten $v=0$ och hamnar i det mörka tillståndet. För att fylla det mörka tillståndet effektivare kan man också kombinera processen med en friktionskraft från någon av de traditionella laserkylningsmetoderna.

Analysen ovan visar på idéerna bakom VSCPT men är mycket förenklad. Den tar inte hänsyn till att man med motriktade strålar får en rumsberoende fas för det elektromagnetiska fältet, vilket också gör att excitationens amplitudernas fas kommer att bero av läget. Utan att här göra en mer fullständig analys kan vi konstatera att en sådan ger resultatet att det finns två mörka tillstånd som har rörelsemängderna $+\hbar k$ respektive $-\hbar k$. I vart och ett av dessa tillstånd ackumuleras successivt atomer med en mycket liten hastighetsutbredning. Den slutliga hastighetsfördelningen som uppnåddes i Parisexperimentet 1988 visas i fig. 14 b.

För en kylningsmekanism är det av avgörande betydelse om den kan generaliseras till tre dimensioner eller inte. Att detta är möjligt för VSCPT är långt ifrån självklart. En noggrann analys visar dock att detta är möjligt och 1994 presenterade Cohen-Tannoudjis grupp ett experiment i två dimensioner, se fig. 15 a. Här användes fyra cirkulärpolariserade laserstrålar och atomerna ackumulerades i fyra hastighetsgrupper med rörelsemängdsbelopp $\hbar k$ och med riktningar längs de fyra halvaxlarna i fig. 15 a. Detektingen sker genom en variant på falltidsmetoden för temperaturbestämningar. Alla laserstrålar stängs av och gravitationen gör att atomerna faller i fyra olika ballistiska banor som svarar mot deras ursprungliga hastighet. Efter att ha fallit 5 cm når atomerna en positionskänslig detektor (multikanalplatta) där fyra väl separerade atommoln kan ses. De uppmätta temperaturerna i experimentet var en sextondel av rekylningsgränsen.

1995 lyckades samma grupp utföra ett tredimensionellt VSCPT-experiment med sex laserstrålar, se fig. 15 b. De resulterande sex hastighetsgrupperna kan särskiljas efter fritt fall tack vare att detektorn ger upplösning både i tid och läge. Atommolnen benämnda 1 och 2 i fig. 15 b anländer först till detektorn följt av 5 och 6 och slutligen 3 och 4. Experimenten gjordes med helium och man nådde en temperatur på 180 nK, mindre än en tjugondel av rekylningsgränsen. Detta svarar mot en atomär koherenslängd på 5



Figur 15. (a) VSCPT i två dimensioner. (b) VSCPT i tre dimensioner. Eftersom fyra av de resulterande hastighetsgrupperna har en vertikal komponent kommer de sex atommolnen att nå fram till detektorn vid olika tider.

mm vilket är större än den optiska våglängden på det använda laserljuset.

Andra tillämpningar av laserkyllning

Förutom det som har nämnts och det följande avsnittet om Bose-Einsteinkondensation finns det många fler tillämpningar av laserkyllning som kommer att beröras endast flyktigt i detta kapitel. Ytterligare några kommer att utelämnas helt. Till exempel laserkyllning av joner som är ett stort område där faktiskt en del av de allra första experimenten i laserkyllning gjordes. Utvecklingen inom detta område har huvudsakligen letts av Wineland vid NIST i Boulder.

Atomoptik

de Broglievåglängd: Den våglängd som är associerad med en partikels vågegenskaper

$$\lambda_{dB} = \sqrt{\frac{2\pi^2 \hbar^2}{k_B T m}}$$

Då en atom är mycket långsam har den en så lång de Broglievåglängd att atomens vågegenskaper blir framträdande. Detta öppnar möjligheter för att studera optiska fenomen med atomer. Atomoptik är ett fristående forskningsområde som skulle kunna vara ämnet för en egen Kosmosartikel, men området har också en nära anknytning till laserkyllning. Eftersom neutrala atomer inte har någon laddning och de till skillnad från neutroner inte penetrerar materia, har man tvingats uppfinna komponenter som t. ex. linser, speglar, stråldelare m. m. Atomära linser kan t. ex. byggas på strålningstryck från laserljus, de kan vara uppbyggda av statiska elektriska eller magnetiska fält och det har också gjorts materiella Fresnellinser. Atomära speglar bygger ofta på repulsionen från ett läckfält som uppstår vid totalreflektion av en laserstråle i ett prisma.

De första atomära interferometrarna presenterades 1991 av fyra grupper. En atominterferometer splittrar upp en atom i två vågor som är separerade i rummet. Dessa vågor kombineras sedan och interferensen studeras. Detta visar på ett dramatiskt sätt att atomen verkligen har vågkaraktär. Atominterferometrar innebär möjligheter att studera fysikaliska fenomen med en oerhörd känslighet. Till exempel har man lyckats mäta tyngdaccelerationen, g , med en onoggrannhet av endast en del på 10^8 .

Högupplösande spektroskopi och fundamental metrologi

En av de ursprungliga motiveringarna till laserkyllning var att uppnå bättre noggrannhet i spektroskopi. Vid lägre temperaturer fås smalare spektrallinjer och följaktligen bättre upplösning. Hittills har inte så mycket gjorts inom detta område, men i princip är laserkyllning mycket användbart om man i ett experiment önskar en samling mer eller mindre stillastående atomer.

Möjligheten till noggranna mätningar har också gjort laserkyllning mycket intressant för framtida klockor och frekvensstandarder. De noggrannaste atomära klockorna finns idag vid PTB i Braunschweig och vid NIST i Boulder, och de består alla av en termisk stråle av atomärt cesium som passerar två mikrovågsfält som är resonanta med hyperfinstrukturuppsplittringen i grundtillståndet. Närvaron av två fält bygger på Ramseys metod med separerade fält och ger en hög upplösning som medför att klockornas onoggrannhet är så låg som ungefär en del på 10^{14} . Den huvudsakliga begränsningen är den relativt korta flygtiden mellan de två mikrovågsfälten. Alltså borde man kunna uppnå högre noggrannhet med laserkylda atomer som är många storleksordningar långsammare. Cesium hör dessutom till de atomer för vilka laserkyllning är mest effektiv.

Rent praktiskt går det till så att en samling laserkylda atomer försiktigt kastas rakt uppåt. På sin väg uppåt passerar atomerna ett mikrovågsfält. Efter ytterligare en tid har atomerna bromsats så pass mycket av gravitationen att de vänder och börjar falla nedåt, varvid de återigen kommer att passera mikrovågsfältet. Atomerna bildar på detta sätt en slags fontän. Atomära fontäner föreslogs redan 1953 av Zacharias och kallas därför ibland för Zachariasfontäner. Zacharias gjorde också försök att realisera sin fontän, men med den tillgängliga teknologin på 50-talet visade sig detta vara omöjligt. 1989 demonstrerades dock en Zachariasfontän av Chu, som denare använde den för att konstruera en atomär interferometer där han bland annat mätte gravitation. De första klockorna, som bygger på Zachariasfontäner, är under utveckling och förväntas få en onoggrannhet av en del på 10^{16} .

Ultrakalla kollisioner

Extremt låga temperaturer öppnar möjligheten för ett helt nytt område inom kollisionfysik. Studier av kollisioner mellan kalla atomer är viktiga av två anledningar. För det första kan kollisioner i en fälla begränsa fällans livstid och på andra sätt försämra den.

För det andra uppstår nya och ovanliga effekter vid ultrakalla kollisioner, effekter som är intressanta i sig själva. Ultrakalla kollisioner har studerats ingående teoretiskt av bl. a. Julienne vid NIST i Gaithersburg. Flera experimentella undersökningar har också gjorts med huvudsakligen två olika metoder. Den ena metoden är att sluta fylla på en fälla och studera hur atomer lämnar fällan genom kollisioner. Den andra, mer sofistikerade metoden, går ut på att studera kollisionsprodukter som t. ex. Na_2^+ -joner som produceras genom associativ jonisation av två exciterade Na-atomer.

Optiska pincetter

Framgångarna med fällor för neutrala atomer har lett till att man har försökt fånga andra (större) neutrala partiklar. Chu och Ashkin lyckades 1986 fånga olika neutrala partiklar med storlekar från 0.02 till $10 \mu\text{m}$ i en dipolfälla. Eftersom dipolfällan endast består av en kraftigt fokuserad laserstråle är det mycket lätt att translatera den. Man kan alltså fånga en partikel och flytta på den bara genom att rikta laserstrålen annorlunda. Det är detta som är en optisk pincett. En optisk pincett kombineras med fördel med ett vanligt mikroskop. Laserstrålen kopplas in med hjälp av en stråldelare i mikroskopet och fokuseras av objektivet. På så vis kan man samtidigt studera den partikel man fångar.

1989 visade Ashkin att man med en optisk pincett kan fånga och manipulera levande bakterier utan att de skadas av laserljuset. Vidare lyckades man flytta på detaljer inuti levande celler utan att cellväggen skadades. Dessa experiment har väckt stort intresse bland biologer och sedan dess har optiska pincetter fått en ökande användning inom biologisk forskning. Man har till exempel studerat de mekaniska egenskaperna av bakteriers flimmerhår och manipulerat kromosomer inuti celler.

Chu och hans medarbetare har också studerat DNA-molekyler med denna teknik. De har fäst mikroskopiska plastkulor i varsin ända av en DNA och fattat tag i kulorna med två optiska pincetter. Bland annat har de kunnat bestämma en DNAs elastiska egenskaper. De har också lyckats ta tag i DNA-molekyler och punktsvetsa deras ena ände till ett objektglas i ett mikroskop. Detta visar på möjligheten att preparera en eller flera DNA också för andra experiment.

Bose-Einsteinkondensation

För system av identiska partiklar har kvantmekaniken en rad märkliga konsekvenser, och en av de mest slående är Bose-Einsteinkondensation (BEC). Detta fenomen förutsågs av Einstein redan 1924, men den första direkta observationen av BEC i en atomär gas gjordes först under sommaren 1995.

Inom kvantstatistiken finns det två familjer av partiklar, Fermi-Diracpartiklar eller fermioner samt Bose-Einsteinpartiklar eller bosoner. Skillnaden mellan dessa är att fermioner har ett spinn som är halvtaligt medan bosoners spinn är heltaligt. Dessa till sy-

nes obetydliga egenskaper visar sig få mycket stora konsekvenser för ensembler av identiska partiklar.

Till fermionerna hör till exempel elektronen, och det centrala är att för fermioner gäller Pauliprincipen, som säger att två identiska partiklar inte kan befinna sig i samma kvantmekaniska tillstånd. Detta är av avgörande betydelse för hur all materia är uppbyggd och ligger till grund för det periodiska systemet.

Bosoner däremot kan vara hur många som helst i samma tillstånd samtidigt. Einstein visade att det till och med är så att under en viss kritisk temperatur kommer samtliga partiklar i en samling bosoner att tvingas in i det lägsta kvantmekaniska tillståndet. Det är just denna fasövergång som kallas BEC. Vid högre temperaturer kommer partiklarna i en bosongas att fördela sig mellan olika energitillstånd enligt Maxwell-Boltzmannstatistik, men under BEC-temperaturen fås plötsligt en makroskopisk population i det lägsta tillståndet. Hela kondensatet kan då beskrivas med en enda stor vågfunktion. För att BEC ska kunna inträffa krävs att de ingående bosonerna är så kalla att partiklarnas de Broglievåglängd är minst lika stor som den genomsnittliga separationen mellan partiklarna. Detta kan också uttryckas så att fasrymsdensiteten ρ_{ps} måste vara större än 2,612.

Även om BEC tidigare inte har observerats direkt så är dess konsekvenser välkända inom flera områden, t. ex. supraflytande helium, supraledning och laserverkan. I alla dessa fall fås makroskopiska kvanteffekter, men de representerar inte en fasövergång i en svagt växelverkande gas. I t. ex. supraflytande helium är bosonerna mycket tätt packade och partiklarnas växelverkan sinsemellan dominerar över kvantstatistiska effekter. Vidare befinner sig endast en liten del av atomerna i supraflytande helium i det lägsta tillståndet. Att observera BEC direkt i en ideal gas av bosoniska atomer har under lång tid varit ett eftertraktat mål. Att detta har varit så svårt att åstadkomma beror på att då man kraftigt ökar fasrymsdensiteten för en ideal bosongas så upphör den i allmänhet att vara ideal långt innan man har kommit till kondensationspunkten. När tätheten ökar har atomerna en tendens att bilda molekyler och även om de inte gör det kommer de att få en kraftig inbördes växelverkan. Det behövs alltså en gas med mycket liten täthet där den inbördes växelverkan är så liten som möjligt och för att fortfarande kunna kondensera denna måste då i sin tur temperaturen vara ytterligt låg. När väl de Broglievåglängden blivit tillräckligt stor kommer populationen i det kvantmekaniska grundtillståndet att öka mycket snabbt, men problemet är att nå tillräckligt låga temperaturer.

Försöken att observera BEC har följt två huvudlinjer. Sedan 80-talet har några grupper arbetat med spinn-polariserat väte (väteatomer vars spinn pekar åt samma håll). Dessa partiklar har den fördelen att deras växelverkan sinsemellan är helt repulsiv. Det är den enda form av materia som aldrig klumpar ihop sig och bildar molekyler. Den andra huvudlinjen började för några år sedan efter de dramatiska framgångarna med laserkyllning. Sedan dess har flera grupper arbetat med att försöka observera BEC i laserkylda samlingar av alkaliatomer.

Densitet i fasrymde:

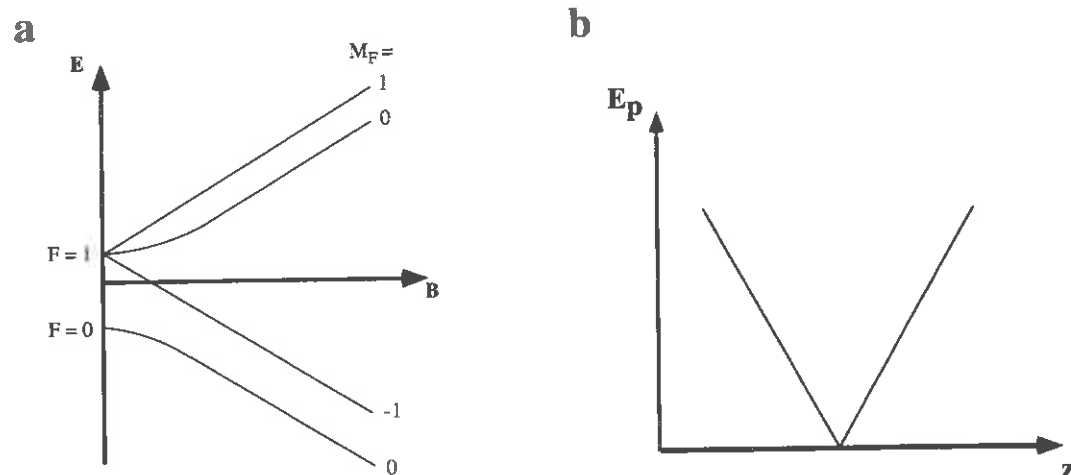
$$\rho_{ps} = (\lambda_{dB})^{-3} \frac{N}{V}$$

N/V : antalet atomer per volym.

Supraflytande helium: Denna effekt uppstår i flytande He^4 som kyls under 2,18 K. Endast en liten del av atomerna i vätskan kondenserar, men denna lilla komponent påverkar dramatiskt vätskans egenskaper.

Supraledning: Detta kan ses som BEC av par av elektroner, s. k. Cooper-par, som tillsammans har heltaligt spinn. Detta kondensat, där endast en liten del av det totala antalet elektroner ingår, är ansvarig för de karakteristiska effekterna som att ett magnetfält repelleras av en supraledare (Meissnereffekten) och den resistansfria ledningen.

Laserverkan: Fotonerna är bosoner och kan därför bifinna sig hur många som helst i samma tillstånd, som i en laser.



Figur 16. (a) Hyperfinstrukturenergi för väteatomen som funktion av magnetfält. Eftersom tillståndet $M_F=1$ har ett energiminimum där fältstyrkan är noll så kommer ett fältminimum att fungera som en fälla för atomer i detta tillstånd. (b) Potentiella energin för en atom i en magnetisk fälla alstrad av två spolar med motsatt strömriktning.

Magnetiska fällor

En fälla för neutrala atomer baserad på ett statiskt magnetiskt fält realiserades första gången av Phillips 1985. Fällan bygger på det faktum att en atom som har ett magnetiskt dipolmoment kommer att känna av en kraft då den befinner sig i ett inhomogent magnetfält. I fig. 16 a visas som exempel hyperfinstrukturnivåer i väte som funktion av magnetfält. Från figuren kan man inse att i ett inhomogent fält kommer ett minimum att fungera som en fälla för atomer med t. ex. $M_F=1$. Ett vanligt sätt att konstruera en magnetisk fälla är att använda två spolar med motsatt strömriktning. Detta leder till att magnetfältet är noll i mittpunkten och ökar linjärt i alla riktningar.

Fördelarna med magnetiska fällor är att det i princip går att uppnå lägre temperaturer och högre densiteter än i laserbaserade fällor. Temperaturen kan bli lägre därför att man i avsaknad av ljus inte begränsas av fotonrekyl. Densiteten i optiska fällor begränsas av det faktum att om densiteten blir hög ökar sannolikheten att en foton som sprids av en atom absorberas av en annan i fällan. Detta resulterar i en repulsiv kraft mellan atomerna som blir större ju högre tätheten blir. I en magnetisk fälla utan närvaro av laserljus är detta inte fallet. En annan fördel är att man i ett statiskt magnetiskt fält får en spinnpolarisering som visar sig vara bra om om BEC ska uppnås.

Nackdelarna med magnetiska fällor jämfört med optiska är bl. a. följande. De är tämligen grunda vilket innebär att atomerna måste vara mycket kalla till att börja med för att de ska gå att fånga. I en magnetfälla finns ingen inherent kylningsmekanism som det gör i en MOT. En vanlig magnetfälla med ett absolut minimum där magnetfältet är noll kommer att ha ett hål i mitten där atomer kommer att läcka ut.

Hålet i mitten

I fig. 16 b visas hur potentiella energin varierar i en magnetisk fälla. I denna potential, där kraften inte är harmonisk, kommer en atom att röra sig i en komplicerad bana. I en viss punkt i fällan kommer atomen att ha ett spinn vars riktning ges av magnetfältet i den punkten. Atomens magnetiska moment kommer att precessera kring fältet med Larmorfrekvensen ω_L . När atomen rör sig kommer det lokala magnetiska fältet som atomen upplever att kontinuerligt ändra riktning. För att atomen fortfarande ska vara fångad måste rörelsen vara så långsam att spinnets riktning följer fältändringen adiabatiskt. Det krävs att $\omega_L \gg \omega_T$, där ω_T är atomens momentana banvinkelfrekvens. Om detta villkor inte uppfylls kommer atomens spinnstillstånd att övergå till ett för vilket fällans potential är repulsiv, och atomen kommer snabbt att lämna fällan. En sådan ändring av spinnets riktning kallas Majoranaflopp. Villkoret ovan kommer att vara allt sämre uppfyllt ju närmare fällans mitt man kommer, eftersom hastigheten här är som högst och magnetfältet ändrar riktning mycket snabbt. Detta leder till att atomer som kommer för nära mittpunkten kommer att läcka ut ur fällan via Majoranafloppar. Vi har alltså ett hål i fällans mitt. Detta innebär en mycket allvarlig begränsning av fällans densitet, ett problem som måste lösas för att tillräcklig fasrymsdensitet för BEC skall kunna uppnås.

Kollisioner i fällan

Även om densiteten är låg kommer det aldrig att gå att helt undvika kollisioner. Faktum är att det finns vissa typer av kollisioner som är bra och som är en nödvändighet för att vi ska kunna uppnå BEC. Å andra sidan finns det dåliga kollisioner och det gäller alltså att försöka uppnå en situation där de bra kollisionerna förekommer mycket oftare än de dåliga.

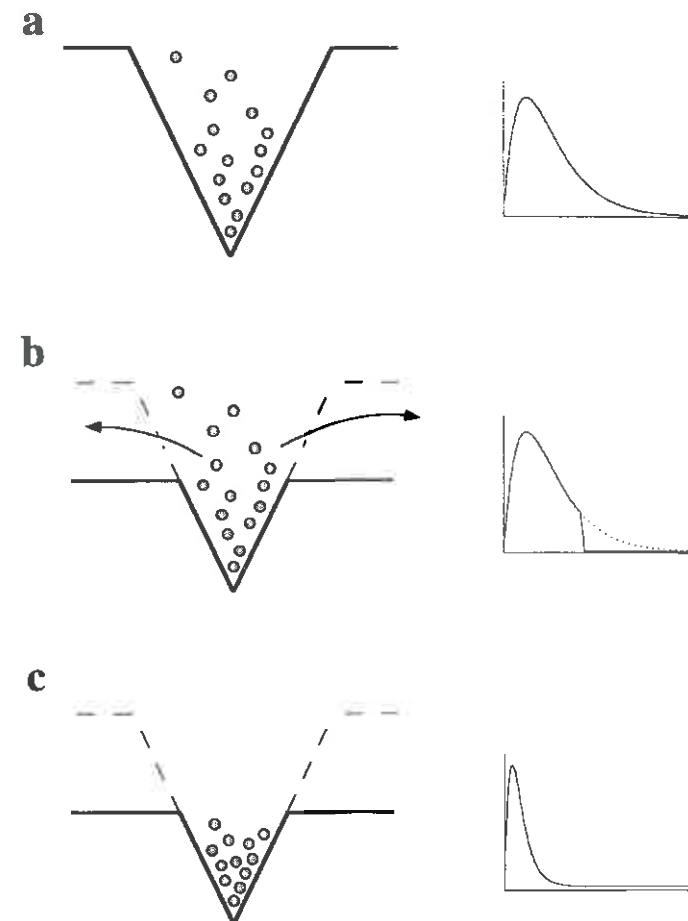
Det finns två huvudtyper av dåliga kollisioner. Den ena är oelastiska tvåkropparkollisioner som ändrar spinnets riktning för någon av de kolliderande atomerna. En ändring av spinnets riktning leder som tidigare sagts till att atomen går förlorad och oelastiska kollisioner kommer alltså att begränsa densiteten. Den andra viktiga typen av dåliga kollisioner är en där två atomer bildar en molekyl (som kommer att vara mycket varm). I detta fall har vi hjälp av det faktum att molekylerna är spinnpolariserade, eftersom två kolliderande alkaliatomer med samma spinn inte kan bilda en molekyl. För att molekylbildning ska kunna ske krävs en tredje kollisionspartner. I en trekropparkollision kan först en spinnändring ske varefter en molekyl kan formos.

Bra kollisioner är elastiska sådana. I en elastisk kollision utbyter atomerna endast rörelseenergi och rörelsemängd. Spinnets bevaras och atomerna bildar inte molekyler. Bra kollisioner är viktiga för att upprätthålla termodynamisk jämvikt i fällan och är en absolut nödvändighet för att man ska kunna kyla atomerna med förångningskylning.

Larmorfrekvensen:

$$\omega_L = \frac{\mu_B B}{\hbar}$$

B : magnetiska fältstyrkan



Figur 17. Principen för förångningskylning: (a) Atomerna befinner sig i jämvikt i fällan. I diagrammet till höger visas hastighetsfördelningen. (b) Den övre kanten på fällan sänks och de varma atomerna »kokar» ut ur fällan. Hastighetsfördelningen är inte längre i jämvikt. (c) Med hjälp av elastiska kollisioner har atomerna kommit till en ny jämvikt som svarar mot en lägre temperatur än den ursprungliga. Atomerna har klumpat ihop sig mer mot fällans botten.

Förångningskylning

För att nå till de extremt låga temperaturer som behövs för BEC krävs en effektiv metod att kyla atomerna där temperaturen inte begränsas av rekylerna från spontant emitterade fotoner. Förångningskylning går till enligt följande, se fig. 17. Till att börja med har man i fällan en termisk fördelning av energier, eller hastigheter. De atomer som har högst energi tvingas nu hastigt ut ur fällan, vilket gör att gasen av atomer inte längre befinner sig i termodynamisk jämvikt. Förutsatt att man har tillräckligt många elastiska kollisioner kommer dock gasen att termalisera och man får en ny fördelning som svarar mot en lägre temperatur än den ursprungliga. Visserligen förlorar man atomer på detta sätt, men eftersom det är de varmaste atomerna som försvinner kan ändå fasrymsdensiteten ökas betydligt. Stöta ut varma atomer kan man göra aningen genom att hastigt ändra magnetfältet i fällan eller genom

att introducera ett smalbandigt radiofrekvensfält som inducerar Majoranafloppar till icke bundna spinnstillstånd för atomer som har ett stort Zeemanskift. Ett stort Zeemanskift har atomer som befinner sig där magnetfältet är stort, vilket det är långt ifrån fällans centrum där de varmaste atomerna befinner sig.

Spinnpolariserat väte

Experiment med spinnpolariserat väte har pågått sedan början av 80-talet, framför allt vid MIT med Greytak och Kleppner och deras grupp. Väte är svårt att laserkyla därför att det kräver kontinuerligt laserljus vid våglängden 121 nm. Det finns pulssade lasrar som klarar denna våglängd, men ännu inte kontinuerliga. Kleppner och Greytak lyckades dock 1987 att kyla spinnpolariserat väte med konventionella metoder tillräckligt mycket för att atomerna skulle kunna fångas i en magnetisk fälla. Ett år senare kylde de atomerna till 3 mK med hjälp av förångningskylning. Nyligen har gruppen gjort ytterligare framsteg och man är idag mycket nära den fasrymsdensitet som behövs för BEC.

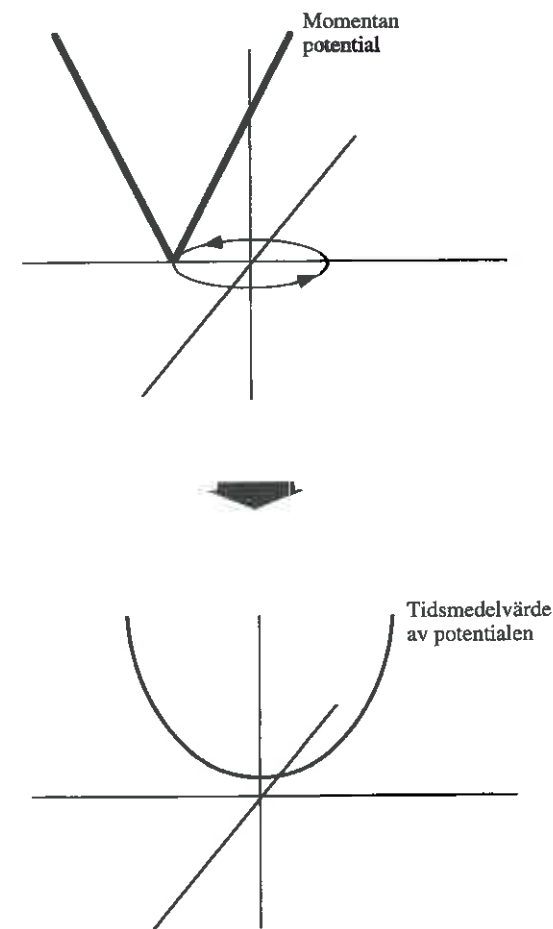
BEC med alkaliatomer

Efter de stora framsteg som gjordes inom laserkylning under slutet av 80-talet började ett antal grupper att aktivt försöka uppnå BEC med alkaliatomer. Anledningen till att man valde just alkaliatomer var att dessa är bäst lämpade för laserkylning samtidigt som de har flera andra fördelar. Tvärsnittet för elastiska kollisioner är mycket stort så de lämpar sig för förångningskylning. Atomernas växelverkan sinsemellan är svag och relativt väl förstådd. Denna växelverkan kan varieras på ett kontrollerat sätt genom val av spinnstillstånd, densitet, isotop eller atom. Tack vare de lättillgängliga optiska övergångarna är en samling av alkaliatomer lätt att diagnostisera med hjälp av ljusspridning.

I alla BEC-experiment med alkaliatomer har man använt sig av det bästa inom områdena optiska fällor, laserkylning, magnetiska fällor och förångningskylning och försökt att kombinera dessa tekniker för att uppnå BEC. Hela tiden har man också utnyttjat erfarenheter från sina egna och sina konkurrenters tidigare försök. En av de största svårigheterna har varit att täppa igen hålet i mitten av fällan för att uppnå tillräckligt hög densitet. De tre experiment där man till dags dato har rapporterat observation av BEC skiljer sig åt bland annat genom att problemet med hålet i mitten har lösts på olika sätt. Nedan beskrivs dessa tre experiment, men det finns också flera andra grupper som troligen inom kort kommer att observera BEC.

JILA-experimentet

Först med att observera BEC blev en grupp vid JILA i Boulder ledd av Eric Cornell, som använde sig av rubidiumisotopen Rb^{87} . Det slutliga genombrottet kom i början av juni 1995 och kunde veckan efter presenteras av Cornell vid konferensen »Internatio-

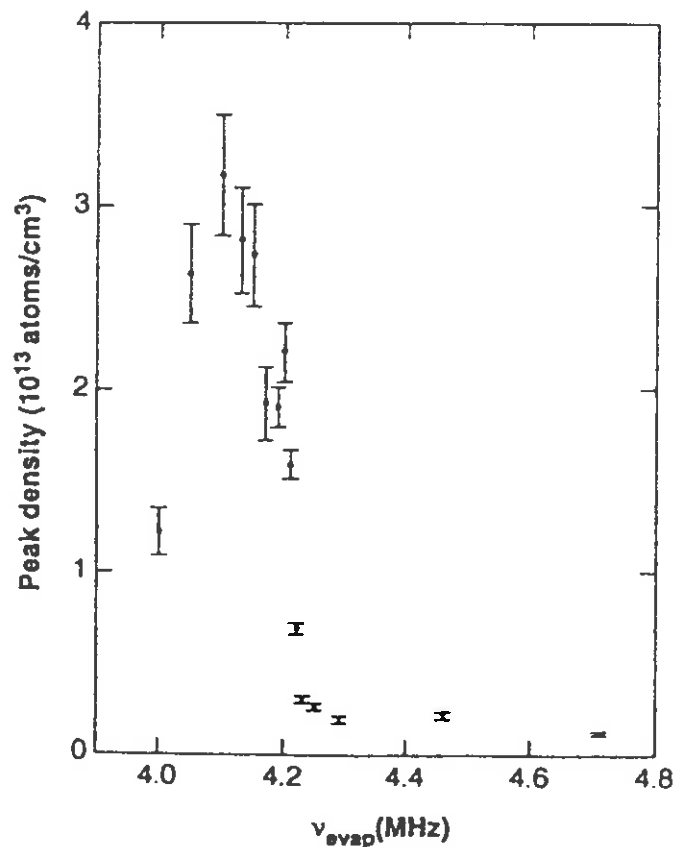


Figur 18. Eric Cornells TOP-fälla. Ett roterande magnetfält förskjuter fällans botten. Rotationen gör att tidsmedelvärdet blir en fälla där fältet överallt är större än noll.

nal conference on Laser Spectroscopy» på Capri. I juli publicerades resultaten i *Science*.

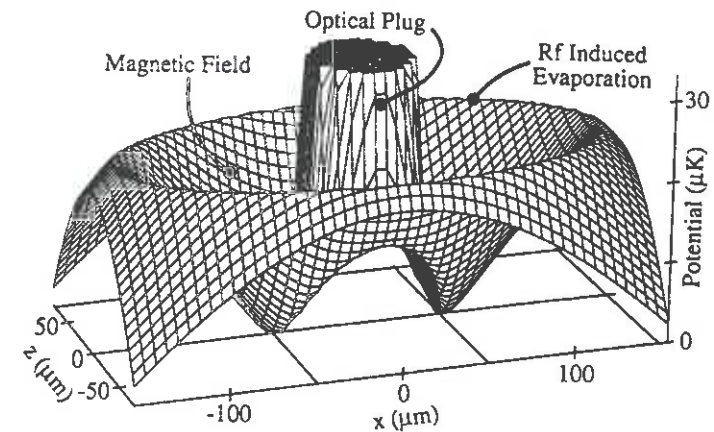
För att täppa till hålet i mitten uppfann Cornell en modifiering av en magnetisk fälla som han kallade för en TOP-fälla (*time orbiting potential*), se fig. 18. Som tidigare beskrivits används ett kraftigt kvadrupolfält som erhålls med hjälp av två spolar med motsatt strömriktning. Nu överlagras dessutom ett svagt fält vars riktning roterar i ett plan vinkelrätt mot symmetriaxeln. Detta gör att fällan och dess nollpunkt kommer att rotera runt symmetripunkten. Tidsmedelvärdet av potentialen blir då en harmonisk potential där fältet inte i någon punkt är noll. Momentant kommer det alltid att finnas punkter där fältet är noll och där Majoranafloppar kan äga rum. Tillsammans bildar dessa punkter en cirkel som kallas »circle of death», där atomer läcker ut ur fällan. Nu visar sig detta inte vara något hinder utan är istället en fördel då man ska bli av med varma atomer med förångningskylning.

Experimentcykeln är alltså den följande (något förenklat): så många Rb-atomer som möjligt infångas i en MOT, de laserkyls till



Figur 20. Atomdensiteteten i ett smalt hastighetsintervall kring $\nu=0$, som funktion av kylningsgraden. Lägre tal på x-axeln innebär kylning till lägre temperatur.

så låga temperaturer som möjligt, magnetiska fällan slås på samtidigt som allt laserljus släcks, förångningskylning sker till ännu lägre temperaturer, observation görs av hastighetsfördelningen och densiteten. Observationen görs genom en variant av fälttidsmetoden. Fältet stängs av hastigt och atommolnet får expandera fritt. För att atomerna inte ska falla behålls en svag fältgradient i vertikal led för att kompensera gravitationen. Efter 60 ms expansion belyses atomerna med en laserpuls. Detta laserljus är resonant med en optisk övergång och strålens tvärsnitt är betydligt större än atommolnet. Atomernas absorption leder då till att den transmitterade strålen har en skugga som kan avbildas på en detektor. Dimensionerna av denna skugga ger ett mått på atommolnets storlek efter expansionen, vilket ger den ursprungliga hastighetsfördelningen. För att bilda sig en uppfattning om hur kylningen framskrider görs sådana observationer för fall där förångningskylningen har avbrutits vid olika tidpunkter. I fig. 19 visas några resultat. Till att börja med har man en termisk fördelning av hastigheter som i fig. 19 a. Vid en temperatur på 170 nK, fig. 19 b, börjar plötsligt en kraftig topp i hastighetsfördelningen att bildas ovanpå den termiska fördelningen. Detta är ett tecken på att ett kondensat



Figur 21. Potentiella energin i Wolfgang Ketterles magnetiska fälla. Atomerna repelleras från punkten där fältstyrkan är noll av »laserpluggen».

har börjat bildas. Efter kylning till ännu lägre temperaturer, fig. 19 c, har praktiskt taget alla atomer kondenserat. I fig. 20 visas en grafisk framställning av atomdensiteten i mitten av hastighetsfördelningen som funktion av hur mycket man har förångningskylt. Lägre tal på x-axeln innebär kylning till lägre temperatur. Här ses en diskontinuitet där densiteten ökar mycket snabbt. En sådan diskontinuitet är ett tydligt tecken på en fasövergång.

Det råder ingen tvekan om att det faktiskt är BEC som har observerats. Förutom hastighetsfördelningens utseende och den ovan nämnda diskontinuiteten visar atommolnet flera egenskaper som stämmer precis med vad som förväntas av ett Bosekondensat. Praktiskt taget samtliga atomer har alltså här hamnat i det kvantmekaniska grundtillståndet. Den elliptiska delen som avbildar kondensatet i fig. 19 är en avbildning av en enstaka vågfunktion, med en makroskopisk population, och den elliptiska formen är i sig ett tecken på BEC i det här fallet.

MIT-experimentet

Wolfgang Ketterles grupp vid MIT är en av dem som legat längst fram i jakten på BEC. Slutligen lyckades de i oktober 1995, dvs. fyra månader efter Cornell. Ketterle jobbar till skillnad från Cornell med natriumatomer och han har valt ett annat sätt att lösa problemet med hålet i mitten på den magnetiska fällan. För övrigt är experimenten ganska lika.

Ketterle täpper bokstavligen talat igen hålet i mitten. Som plugg använder han en laserstråle med blå sidstämning. I kapitlet om dipolfällor nämndes att en atom i ett elektromagnetiskt fält, förutom strålningstrycket också påverkas av en dipolkraft. Då laserljusets frekvens är högre än den atomära resonansen, blå sidstämning, kommer denna kraft att vara riktad mot områden med låg laserintensitet. Man har ett potentialmaximum där intensiteten är som starkast och laserljuset får en repulsiv verkan på atomerna. Ketterle fokuserar en stark laserstråle precis i mitten av fällan. För

att undvika strålningstryck och uppvärmning via spontan emission är strålens sidstämning mycket stor. Man använder en grön stråle (514 nm) medans resonansen ligger i det gula området (589 nm). På detta sätt hålls atomer borta från fällans mitt och läcker alltså inte ut. I fig. 21 illustreras den resulterande potentialen där även den kant som orsakas av förångningskylning har inkluderats. Notera att det finns två minima och följaktligen fås två Bosekondensat när atomerna kylts till BEC-övergången.

Ketterles resultat påminner mycket om Cornells. Metoden med laserplugg är inte lika enkel att praktisera som Cornells TOP-fälla, men leder till en djupare fälla där man kan uppnå högre densiteter och kondensat med fler atomer.

Rice-experimentet

I augusti 1995 rapporterade Randy Hulets grupp vid Rice University i Houston om BEC i litium. Hulets experiment skiljer sig från de två tidigare beskrivna på så sätt att den magnetiska fällan är skapad av en permanentmagnet. En fördel med detta är att man kan ha ett absolut fältminimum där fältet inte är noll. På så sätt har fällan inget hål och man behöver inte använda sig av de tricks som Cornell och Ketterle gjorde. En stor nackdel är dock att fältet inte kan stängas av och det är därför inte möjligt att analysera hastighetsfördelningen med en falltidsmetod. För att analysera sitt eventuella kondensat låter Hulet istället en laserstråle lysa på atomerna och sedan analyserar han det diffraktionsmönster som uppstår. Resultatet är ett mönster som man inte har lyckats förklara, men som man kan visa inte kan uppstå vid diffraktion av en atomsamling med termisk hastighetsfördelning. Vidare är mönstret mycket likt ett diffraktionsmönster som erhöles av Cornells grupp då de gjorde liknande experiment.

Ett problem med litium är att atomens s. k. spridningslängd, till skillnad från Na och Rb, är negativ. Begreppet spridningslängd förklaras inte i denna artikel, men vi konstaterar att en negativ spridningslängd leder till en attraktiv växelverkan mellan atomerna. Denna i sin tur innebär att om en gas blir för tät kommer den att kollapsa. Därför har man ansett att BEC inte kan uppnås för Li. Mer exakt har man beräknat att ett BEC kan formas, men att kondensatet kollapsar så fort det fylls med för många atomer, vilket är svårt att förhindra. Teoretiker har beräknat att det maximala antalet atomer i ett Bosekondensat med Li-atomer är ungefär 1 300. Hulet rapporterar dock om ett kondensat innehållande mer än tio gånger så många atomer. Det faktum att observationen av BEC i detta experiment är indirekt och något vag, tillsammans med det faktum att resultaten är till synes omöjliga enligt befintlig teori, har gjort att detta experiment i skrivande stund är mycket kontroversiellt.

Utsikter

Framgångarna med att Bosekondensera atomer öppnar dörren för en rad intressanta experiment. Ett Bosekondensat är ett kvantme-

kaniskt system på markoskopisk nivå, och möjligheten att studera ett sådant närmare kan ge oss kunskap om hittills utforskade kvantfenomen. Det kan också öka vår förståelse av BEC i mer komplexa system såsom supraledare och supraflytande helium. Vi kan nu i realtid undersöka kvantstatistiska och andra frågeställningar som hitintills bara kunnat studeras teoretiskt, t. ex. spontant symmetribrott. Eventuellt kan det också bli möjligt att skapa en källa för koherenta atomer, dvs. en »atomlaser» eller »boser». En sådan skulle skilja sig från en konventionell atomkälla på samma sätt som en laser skiljer sig från en glödlampa.

Förutom de tre grupper som har rapporterat om observation av BEC finns en rad andra grupper som inom kort troligen kommer att ha egna Bosekondensat. En del av de experiment som planeras inom den närmaste framtiden syftar till att bättre karaktärisera kondensaten och reda ut en del diskrepanser mellan teori och experiment. Man planerar att jämföra resultat för de två stabila rubidiumisotoperna ^{85}Rb och ^{87}Rb vilka tros ha olika tecken på spridningslängden, utföra optisk spektroskopi på ett kondensat för att undersöka hur växelverkan mellan ljus och materia förändras då materia är koherent, studera tidsberoendet av själva fasövergången och mycket mer.



ANDERS KASTBERG, (född 1963), fil.dr. Disputerade 1992 vid Uppsala universitet. Är nu verksam med att bygga upp ett laserkylningslaboratorium vid Atomfysikgruppen, Stockholms universitet (f. d. Manne Siegbahninstitutet).