

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Karel Rohlena

Chlazení atomů laserem

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 44 (1999), No. 1, 1--13

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/140974>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1999

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Chlazení atomů laserem

Karel Rohlena, Praha

1. Úvod

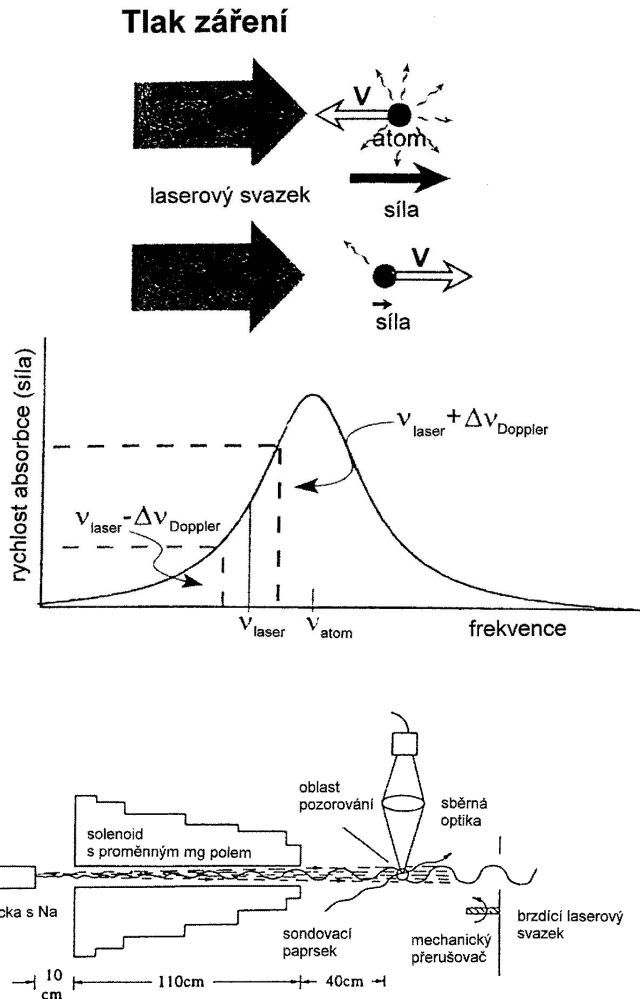
Nejběžnějším využitím laserů, zejména výkonových, pro interakci s hmotou je její ohřev. Snahou je dostat do co nejmenšího objemu hmotného prostředí co největší energii v nejkratším čase. Tímto způsobem lze laboratorně látku ohřívat na rekordně vysoké teploty. V hmotném prostředí se přitom ukládá energie fotonů. Kromě ohřevu lze však lasery dosáhnout i rekordně nízkých teplot. Na rozdíl od ohřevu se pak do hmotného prostředí, které se chladí, neukládá energie fotonů, nýbrž jejich hybnost. Energie je naopak třeba se nějak zbavit.

Hybnost fotonů se liší od jejich energie faktorem $1/c$ (převrácená hodnota rychlosti světla). Je to efekt velice jemný (tlak záření), což předurčuje druh prostředí, které je možno laserem chladit — jde o oblaček extrémně zředěného plynu, 10^{-5} až 10^{-4} torru, ve vysokém vakuu. Chlazení má několik stupňů, prvním z nich je tzv. chlazení dopplerovské. Je zajímavé, že metodu dopplerovského chlazení atomového plynu detailně popsal již před 20 léty současný člen direktoria Ústavu Maxe Plancka pro kvantovou optiku v Garchingu u Mnichova T. Hänsch [1]. Princip metody je tedy znám už dlouho, ale až v současné době se ji podařilo experimentálně realizovat¹⁾. Příčinou bylo mimo jiné i to, že se teprve v poměrně nedávné době objevily dostatečně výkonné a současně přesně laditelné lasery. Potřebné střední výkony laserů leží mezi 1 až 10 W a nejčastěji se používají lasery barvivové nebo diodové. Princip dopplerovského chlazení lze nejlépe objasnit na postupu laserového brzdění kolimovaného svazku atomů (vycházejícího např. z pícky) protisměrným laserovým svazkem.

2. Základní myšlenka metody laserového chlazení

Princip laserového brzdění (chlazení) je poměrně prostý. Laserový svazek je namířen proti pohybu atomů a je naladěn na mírně nižší frekvenci laserového světla, než je

¹⁾ Za experimentální rozpracování a teoretické zdůvodnění metody laserového chlazení obdržela Nobelovu cenu za fyziku roku 1997 společně trojice laureátů. Jsou jimi dva Američané Steven Chu ze Stanfordovy univerzity v Kalifornii a William D. Phillips z National Institute of Standards and Technology (dříve National Bureau of Standards — Národní metrologický úřad) v Gaithersburgu, Maryland, a dále Francouz Claude Cohen-Tannoudji, Collège de France a Ecole Normale Supérieure v Paříži.



Obr. 1. Princip laserového brzdění (chlazení). Laserový svazek je namířen proti pohybu atomů a je naladěn na červené křídlo spektrální čáry (tj. frekvence laserového světla je mírně nižší, než je dáno rozdílem hladin) vhodného rezonančního atomového přechodu. Magnetické pole solenoidu při zpomalování doladuje atomový přechod na frekvenci laseru.

dáno rozdílem hladin (tj. na červené křídlo spektrální čáry) vhodného rezonančního atomového přechodu. Dopplerův posuv v systému spojeném s atomem posune frekvenci laseru tak, že dojde k absorpci. Současně s energií fotonu je předán i jeho impuls a translační pohyb atomu se tedy zpomalí. Absorbovaná energie se později spontánním přechodem vyzáří do okolí v náhodném směru, takže atomy se v průměru zpomalují. Postupné doladování přechodu během pokračujícího zpomalování atomů ve svazku obstarává např. Zeemanův posuv v měnícím se magnetickém poli solenoidu (obr. 1). Potřebná velikost mg pole je asi 10^2 G. Jiným způsobem doladování absorpce je změna frekvence laseru během trvání pulsu — tzv. chirped puls (chirp = cvrlikat).

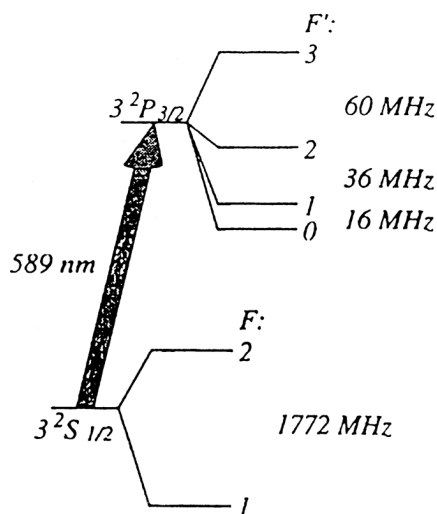
Chlazení se uskutečňuje brzděním třemi dvojicemi protisměrných svazků ve směru souřadnicových os. V protisměrných svazcích je atom brzděn ve všech směrech přímo úměrně své rychlosti a jeho pohyb tudíž připomíná pohyb ve viskózním prostředí — „optické melase“.

Na celý proces chlazení se můžeme dívat i termodynamicky jako na Carnotův cykl svérázné ledničky. Pístem jejího „kompresoru“ je laserový svazek usměrněných fotonů, který nad chlazeným plynem vykonává práci světelným tlakem, „chladičem“ je naopak spontánní emise, která odvádí teplo (fotony vyzářené v náhodném směru) do okolí. Rozdíl mezi energií červenějších absorbovaných fotonů a modřejších fotonů vyzářených právě představuje chladicí efekt. K zastavení svazku atomů původně vycházejícího z pícky je třeba absorbovat asi 10^4 fotonů.

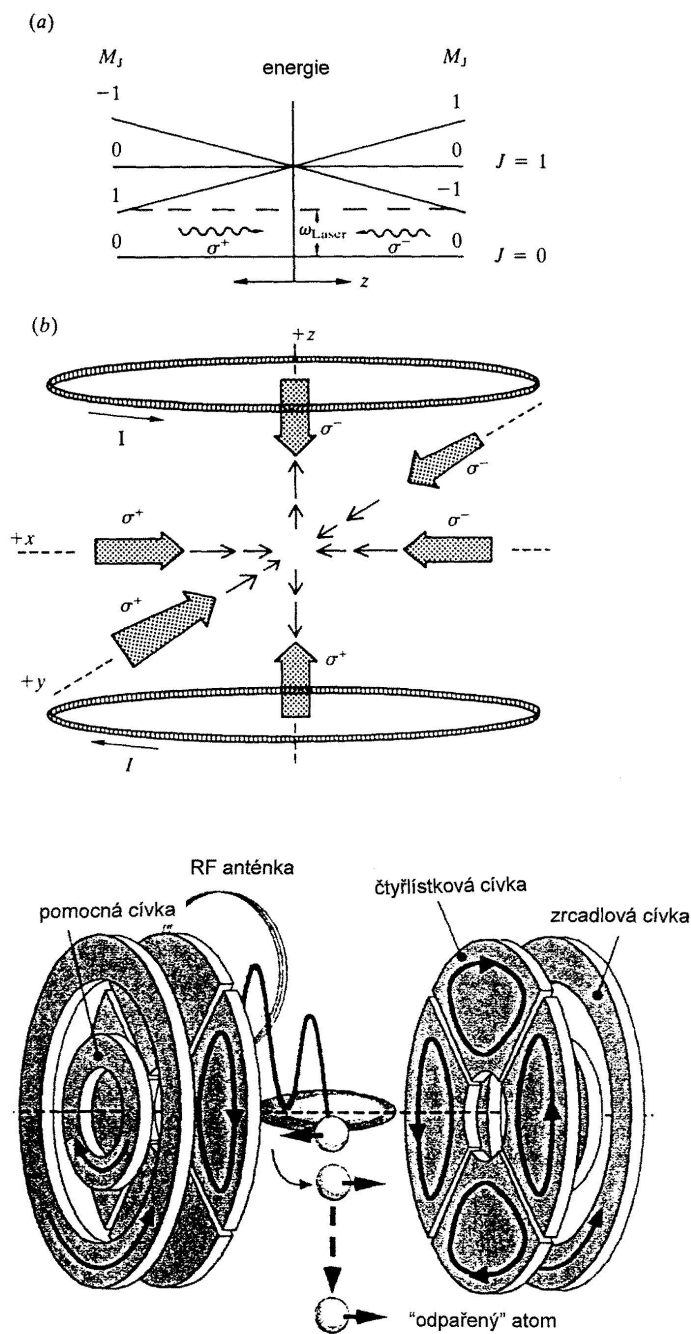
3. Praktické provedení experimentu

Z předchozího je zřejmé, že mechanismus chlazení závisí na existenci jednoduchého a dobře definovaného spektra absorbujícího plynu. Vhodné jsou atomy alkalických kovů Na, Rb, Cs (obr. 2) či jednou ionizované ionty prvků druhé skupiny Ba^+ , Mg^+ , které mají jednoduchá, vodíku podobná spektra, ale třeba i atomy He v metastabilním stavu, viz text k obr. 5. Molekuly se složitými pásovými spektry se k podobným postupům nehodí. Vzhledem k příliš širokému spektru by měly totiž tendenci absorbovat třeba i při vzdalování molekuly od laseru, čímž by se vlastně urychlovaly a chladicí efekt by zmizel.

Experiment probíhá prakticky tak, že brzděním atomového svazku z pícky prolétajícího např. solenoidem pomocí jednoho protisměrného laserového svazku se nejprve



Obr. 2. Spektrum atomu sodíku $^{23}\text{Na}_{11}$ (jaderný moment $I = \frac{3}{2}$, F kvantové číslo celkového momentu hybnosti). Pro názornost jsou hyperjemné hladiny silně roztaženy.



Obr. 3. Magnetooptická past. Konfigurace s magnetickým polem s minimem intenzity uprostřed pasti, která současně umožňuje vstup šesti chladících laserových svazků. Nahoře typ „cusp“, dole „čtyřlístková past“, u níž je znázorněna rf anténka i atomy, které se jejím účinkem z pasti „vypařují“ (viz kap. 5).

naplní skleněná vakuová kyvetka o rozměru asi 1 cm. Potom se teprve zapne 6 chladicích svazků, které obláček plynu v kyvetě ochlazují. Teplota se obvykle zjišťuje metodou „Time-of-flight“, tj. vypnou se chladicí lasery a z rychlosti rozletu obláčku se usuzuje na počáteční rychlostní rozdělení (tj. teplotu) jeho atomů. Vzhled obláčku se diagnostikuje prosvěcováním dalším laserem, který je pro změnu naladěn mimo absorbující atomový přechod a reaguje jen na nehomogenitu indexu lomu chlazeného prostředí.

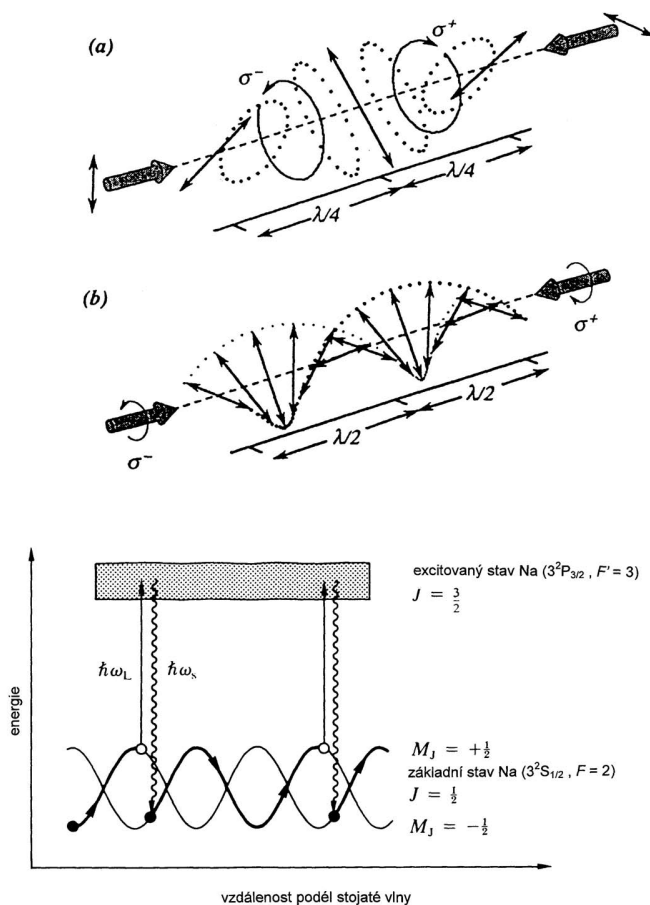
Užitečnou pomůckou pro chlazení souboru atomů je magnetooptická past (obr. 3). Konfigurace s magnetickým polem s minimem intenzity uprostřed pasti současně umožňuje vstup šesti chladicích laserových svazků. Past působí dvojím způsobem. Za prvé: Zeemanovým jevem doladuje atomový přechod tak, že nejrychlejší atomy, které z pasti nejdále vyběhnou, se na jejím okraji dostanou do rezonance s kruhově polarizovaným laserovým světlem a jsou zbrzděny. Za druhé: při správné orientaci vlastního magnetického momentu atomu (docílí se elektromagnetickým pulsem) jsou atomy nehomogenním mg polem vtahovány do středu pasti a jsou tudíž v pasti zachyceny. Past typu „cusp“ má dvě protisměrné cívky s nulou magnetického pole uprostřed. Past typu magnetických zrcadel má v hlavních cívkách souhlasný proud a čtveřice „čtyřlístkových“ cívek s vzájemně protisměrnými proudy vytváří přídatné kvadrupólové pole, jež se s hlavním polem kombinuje do konfigurace s nenulovým minimem uprostřed.

4. Další chladicí stupně — „Sisyfův jev“ a „temné stavy“.

Dopplerovským chlazením se nelze neomezeně přibližovat k absolutní nule. Při každém aktu spontánní emise obdrží totiž vyzařující atom v důsledku zpětného rázu energii $(p_{\text{fot}})^2/2m$, kde p_{fot} je hybnost vyzařeného fotonu a m je hmota atomu. Efekt je navíc kumulativní, mnohokrát opakovaný zpětný ráz v náhodném směru způsobí, že atomy vykonávají Brownův pohyb a jejich energie se ustálí na určité hodnotě, která je vyšší než hodnota vlastního zpětného rázu. Typické mezní hodnoty dosažitelné touto metodou jsou např. pro Na $240 \mu\text{K}$, pro Cs $130 \mu\text{K}$. Díky dvojnásobné šťastné náhodě však nejsou tyto hodnoty dosažitelné laserovým chlazením nepřekonatelné.

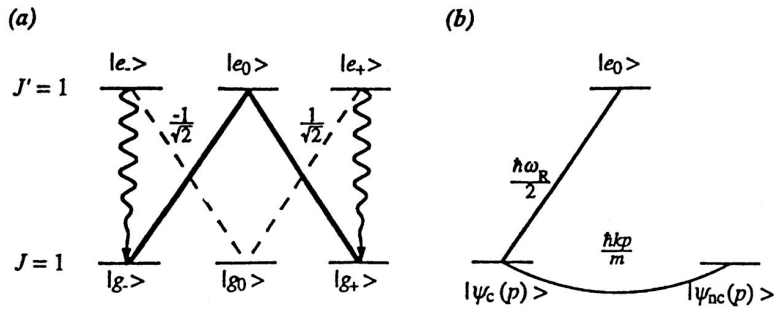
Pro výše popsaný chladicí postup nebylo dosud vlastně třeba použít nezbytně laseru. Stačila by dostatečně intenzivní lampa (pokud by existovala) a z ní odvozený kolimovaný a monochromatický fotonový svazek. Laserové světlo má však navíc vlastnost koherence²⁾. Na rozdíl od lampy vysílá laser velmi dlouhé vlnové balíky. V magne-

²⁾ Světlo lampy je složeno z velkého množství krátkých záblesků (vlnových balíků), z nichž každý obsahuje jen omezené množství „světelných kmitů“. Vlnový charakter světla (např. interferenční jevy) se tudíž může uplatnit jen na velmi krátké vzdálenosti nebo ve velmi tenké vrstvě. Takové světlo nemůže nikdy vytvořit poměrně rozsáhlou prostorovou strukturu stojatého vlnění v kyvetce, jak to znázorňuje obr. 4. Laserové světlo se naproti tomu mnohem více blíží běžné představě monochromatické vlny, jeho vlnové balíky jsou dostatečně dlouhé a prostorovou strukturu stojatého vlnění v kyvetce je schopno vytvořit vektorovým skládáním svého příčného elektrického vlnění.



Obr. 4. Dochlazování „Sisyfovým jevem“. Vlivem koherence laserových svazků se protisměrné svazky skládají do stojatých vln s rychle se prostorově měnící polarizací (dva možné případy jsou ukázány nahoře — pro názornost pouze pro jednorozměrné uspořádání s pohybujícími dvěma svazky). Při pohybu atomu ve stojaté vlně se opět vyzářují fotony s vyšší energií než absorbované.

tooptické pasti se svazky dvou protisměrných laserů skládají do stojaté vlny s velmi rychle prostorově proměnnou polarizací. Dva takové případy jsou v jednorozměrném podání pro případ dvou možných polarizací protisměrných svazků ukázány na obr. 4. Je známo, že energetické hladiny atomů se v přítomnosti vnějšího proměnného elektrického pole posouvají (kvadratickým) Starkovým jevem. Tento posuv se též v závislosti na polarizaci podél takové stojaté vlny mění. Tato skutečnost vede k dalšímu stupni chlazení tzv. „Sisyfovým jevem“. Atomové hladiny reagují na lokální elektrické pole stojaté vlny posuvem v důsledku kvadratického Starkova jevu. Danému rozložení hladin odpovídá v daném místě i jejich rovnovážné obsazení. Přesunem do sousední oblasti se změní poloha hladin — zvýšení potenciální energie jde na úkor translačního



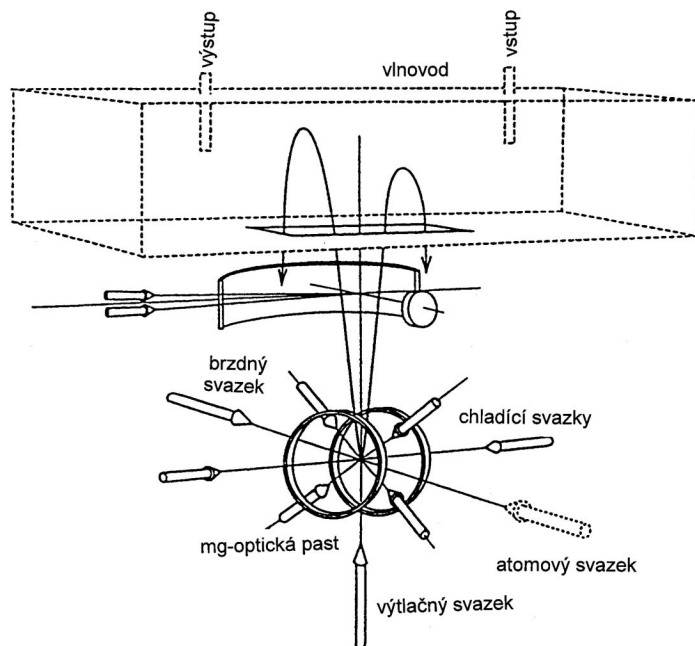
Obr. 5. Při velmi nízkých teplotách začne být důležitá vazba mezi vnitřními a translačními stupni volnosti atomu. Vlnové funkce se pak kombinují z (direktních) součinů vlnových funkcí pro vnitřní — pro jednoduchost uvažujeme jen jednu dolní ($g, J = 1$) a jednu horní ($e, J' = 1$) hladinu metastabilního atomu He na přechodu $2^3S_1-2^3P_1$, kde byl proveden experiment — a translační stav atomu charakterizovaný impulsem p . V případě, že protisměrné svazky jsou kruhově polarizovány (druhý případ z obr. 4), jsou důležité následující stavy (v levé části obrázku jsou spojeny silnou čarou — pro podobnost s řeckým písmenem tzv. Λ -systém): $|g_-, p - \hbar k\rangle$, $|e_0, p\rangle$, $|g_+, p + \hbar k\rangle$, kde indexy 0, \pm u symbolů pro dolní a horní hladinu znamenají rozštěpení podle magnetického kvantového čísla, $m_{J,J'} = 0, \pm 1$. „Temný“ tj. neabsorbující (non-coupled) stav pak představuje vlnovou funkci kombinovanou z dolních stavů atomu

$$|\psi_{nc}(p)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g_-, p - \hbar k\rangle + |g_+, p + \hbar k\rangle),$$

zatímco absorbující stav (coupled) $|\psi_c\rangle$ se od právě uvedeného liší znaménkem — v horní závorce. Optický přechod z excitovaného do základního stavu je možný s nenulovým maticovým elementem rovným $\hbar\omega_R/2$ (ω_R je tzv. Rabiho frekvence) jen do stavu $|\psi_c\rangle$ (pro $|\psi_{nc}\rangle$ je maticový element přechodu roven 0). V blízkosti počátku v impulsovém prostoru $p \rightarrow 0$ se však stav $|\psi_{nc}\rangle$ stává nezávislým na stavu $|\psi_c\rangle$. Atomy v tomto stavu pak již neabsorbují světlo a okolí počátku impulsového prostoru neopouštějí. To je názorně vyjádřeno v pravé části tohoto obrázku.

pohybu, takže atom se zpomalí — zároveň musí dojít k přerozdělení obsazení hladin, protože jejich obsazení se přenáší z původního místa a v novém místě již neodpovídá rovnovážnému stavu. To se v prostředí neustále probíhající absorpce a spontánní emise projeví přednostním vyzařováním fotonů o vyšší energii, než mají absorbované fotony. Atom se tím z hlediska polohy a obsazení svých energetických hladin ocitá ve stejné výchozí pozici (jako kdysi Sisyfos při valení balvanu do kopce, když mu balvan vyklouzl a musel jej znovu valit od úpatí kopce) a přesunem do další sousední oblasti se dále zpomaluje. „Sisyfovův jev“ vede tedy k dalšímu snížení mezní teploty oproti dopplerovské hodnotě více než o řád, asi na úroveň vlastního zpětného rázu, což např. pro Cs činí $2,5 \mu\text{K}$. Netýká se však veškerých atomů, ale jen těch v okolí počátku impulsového prostoru (dostatečně pomalých), které se za dobu života excitovaného stavu přemístí nejvýše na vzdálenost $\lambda/8$ (změna polarizace — viz obr. 4). Možnost tohoto dalšího chladicího stupně souvisí s potlačením chaosu, který je vlastní Brownovu pohybu při dopplerovském chlazení, v důsledku vzniku pevné prostorové struktury dané koherencí laserových svazků.

Zpomalí-li se pohyb atomů natolik, že hybnost jejich translačního pohybu začne být srovnatelná s hybností pohlcovaných fotonů světla (pro atomy Na k tomu dojde při teplotě okolo $1 \mu\text{K}$), není již možno oddělit translační stupně volnosti od vnitřních stupňů volnosti atomů, které se dosud chovaly nezávisle. Vlnové funkce takto zpomaleného atomu v poli stojaté vlny začnou mít charakter Blochových funkcí, známých z teorie pevných látek, přičemž roli krystalové mřížky hraje samotná stojatá vlna. Důležité je, že mezi vlastními funkcemi takového systému se objeví takzvané „temné stavy“ (obr. 5). Jsou to pohybové stavy poblíž počátku v impulsovém prostoru (tj. atomy, které téměř stojí), které mají nulovou pravděpodobnost pohlcení dalšího fotonu. Dostane-li se atom jednou do tohoto stavu, např. spontánním přechodem, nemůže již pohltit další foton a zvětšit v důsledku přijatého rázu svoji kinetickou energii. Spontánně tudíž vzniká skupina téměř stojících atomů (s kinetickou energií podstatně menší, než je energie zpětného rázu — „sub-recoil cooling“), což je další šťastnou okolností umožňující dále snížit minimální dosažitelnou teplotu při laserovém chlazení. Není bez zajímavosti, že na zvláštnosti dynamiky velmi pomalých atomů v poli světelné vlny, včetně spontánních přechodů do blízkosti počátku v impulsovém prostoru, upozornili



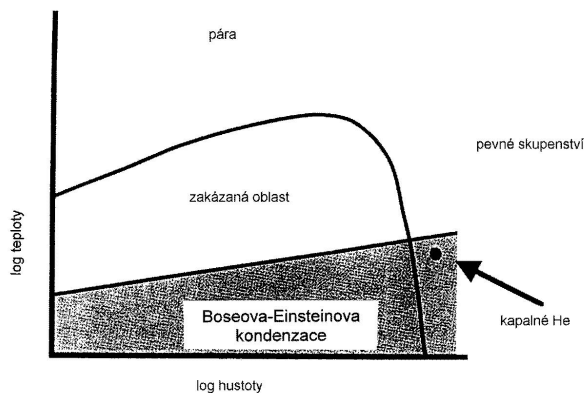
Obr. 6. Metrologická aplikace — atomové hodiny s chladnými atomy na principu atomové fontánky. Po naplnění pasti brzděným svazkem atomů přicházejícím zprava a jejich ochlazení způsobí krátce zapnutý spodní svazek, že část Cs atomů vyletí proti směru tíže do vlnovodu, kde se téměř zastaví, a v tom okamžiku se změří frekvence vhodného hyperjemného přechodu. Ta se použije ke kalibraci chodu hodin. Protože čáry jsou jen minimálně dopplerovsky rozšířeny, lze tímto způsobem zvýšit přesnost stávajících atomových hodin téměř 100krát. Nad magnetooptickou pastí se nachází pomocný detekční systém pro určení počtu atomů ve fontánce, jejíž výška je asi 30 cm.

na základě teoretických úvah fyzikové z bývalého SSSR již v 70. letech, viz např. [2] a odkazy tamtéž. Vtipným využitím hyperjemné struktury energetických hladin chlazených atomů s efektem Dopplerova jevu při protisměrném šíření laserových svazků pro Ramanův rozptyl lze přechod atomů do „temných stavů“ i vynucovat a nečekat pouze na spontánní přechody.

Ochlazení atomového plynu znamená podstatné zúžení spektrálních čar a tudíž i významné zpřesnění měřicích metod založených na využití optických přechodů či přechodů ležících v mikrovlnné oblasti, mezi atomovými hladinami. Jeden z příkladů — atomové hodiny — je znázorněn na obr. 6.

5. Dodatečné nelaserové chlazení odparem a Boseova-Einsteinova kondenzace

Podaří-li se popsánými postupy naplnit magnetooptickou past silně ochlazeným atomovým plynem, otevírá se tím cesta k dalšímu, tentokrát nelaserovému způsobu chlazení, kterým se jeho teplota dále sníží, a jak se zmiňují učebnice statistické fyziky již od r. 1924, může dojít k Boseově-Einsteinově kondenzaci ideálního plynu, obr. 7. Soubor atomů v pasti představuje z hlediska stavového diagramu silně zředěný podchlazený plyn, který může projít zakázanou oblastí až na hranici Boseovy-Einsteinovy kon-

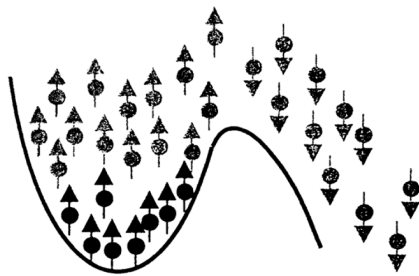


Obr. 7. Cesta k Boseově-Einsteinově kondenzaci ideálního plynu. Soubor atomů představuje z hlediska stavového diagramu silně zředěný podchlazený plyn, který může projít zakázanou oblastí v metastabilním stavu. Hranice Boseovy-Einsteinovy kondenzace je v log-log stavovém diagramu přímkou o směrnici $2/3$, viz poznámku ⁴⁾.

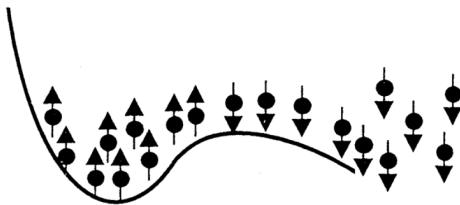
denzace díky tomu, že se nachází v metastabilním podchlazeném stavu. Okamžitému ztužení brání zanedbatelná pravděpodobnost trojných srážek, které jediné (v obyčejné dvojně srážce nemůže k sloučení dvou atomů na molekulu dojít, protože nelze současně splnit zachování energie i hybnosti) by mohly vést ke spojování atomů. Naproti tomu dvojně srážky vedou k ustavení rovnovážného (Boseova-Einsteinova) rozdělení. Zde je znovu třeba upozornit na nezbytnost používat při chladicím procesu atomy

s pokud možno jednoduchými spektry. Molekuly se složitou vnitřní strukturou hustě rozložených energetických hladin by byly schopny absorbovat přebytečnou kinetickou energii do svých vnitřních stupňů volnosti i při dvojně srážce a jejich postupnému spojování by již nic nebránilo³⁾).

Nelaserovou metodou chlazení je metoda chlazení odpařováním, dobře známá z denní praxe např. při posezení nad šálkem kávy. Necháme-li jej odkrytý, káva poměrně rychle vychladne. Rychlé molekuly poblíž hladiny jsou totiž schopny přecházet do nasycené páry bezprostředně nad hladinou a tato pára pak z šálku uniká. Rychlé molekuly však odnášejí z kapalně fáze kromě hmoty i vyšší než průměrnou energii (připadající na jednu molekulu), takže zbytek kapaliny v šálku chladne. V magnetooptické pasti lze využít stejného principu (obr. 8). Z anténky (je znázorněna u „čtyřlístkové“ pasti, obr. 3) se na soubor atomů aplikuje vysokofrekvenční pole, jež je naladěno na ta-



nejrychlejší atomy se vypařují



při sníženém okraji vzorek chladne

Obr. 8. Princip chlazení odparem. Jen ty atomy, které mají dostatečně velkou energii, dosahují okraje pasti, kde interakcí s vlnovým polem mění směr momentu hybnosti, a opouštějí ji, čímž se zbytek uvnitř pasti ochlazuje (viz též obr. 3). Snížení „okraje“, přes který atomy na obrázku jakoby přepadají, se dosahuje snížením použité frekvence.

³⁾ Perioda trojných srážek musí být zanedbatelná oproti době života obláčku v kvetce. I při velmi nízkých teplotách se atomy stále ještě pohybují a tento pohyb omezuje dobu přežití ochlazeného obláčku v kvetce konečných rozměrů (cm). Tak např. pro Na atomy ochlazené na 100 nK je střední rychlost tepelného pohybu řádově 1 cm/s, hustota musí být tedy tak nízká, aby frekvence trojných srážek (úměrná n^2 — kvadrát počtu atomů v cm^3) byla nižší než 1 Hz. Při takto nízkých teplotách začíná být důležitějším „pád“ atomů v gravitačním poli Země spíše než tepelný pohyb. Vzhledem k účinku mg pole a světelných svazků v pasti jsou však pro dobu života chlazeného obláčku v pasti důležité jiné procesy než pohyb atomů v omezeném prostoru. Jsou jimi např. nepružné srážky zahrnující přerozdělení energie mezi hyperjemnými hladinami apod. Trojně srážky musí pak být ještě méně časté.

kovou hodnotu frekvence, aby byla schopna přehodit orientaci magnetického momentu atomů v pasti, dostanou-li se na její okraj, kde je magnetické pole vyšší. Rychlé atomy držené v pasti gradientem magnetického pole se při dosažení okraje pasti dostávají do rezonance s vř polem, mění orientaci momentu, a místo toho, aby byly vtahovány zpět do pasti, opouštějí ji. Zbytek plynu v pasti chladne, přičemž jeho teplotu lze řídit velikostí frekvence aplikovaného vř pole. Tímto postupem lze snižováním frekvence (magnetické pole uvnitř pasti je slabší) překročit mez Boseovy-Einsteinovy kondenzace a uprostřed pasti se objeví zvláštní útvar tvořený nerozlišitelnými atomy — kondenzát — makroskopický kvantový objekt (obr. 9). Je zřejmé, kdy takový jev nastane. Atomy musí být opravdu bozony, tj. musí mít celočíselný totální moment hybnosti F (např. izotop ^3He by tomuto požadavku nevyhovoval). Dále se musí zpomalit (ochladit) natolik, aby jejich de Broglieova vlnová délka začala být srovnatelná s jejich střední vzdáleností⁴⁾. Pak dojde k překryvu vlnových funkcí jednotlivých atomů a ty se zkombinují do jediné vlnové funkce popisující kondenzát jako celek.

Je zřejmé, že tímto experimentem se dotkla fyzika svých vlastních základů. Boseova-Einsteinova kondenzace není sice sama o sobě tak vzácným a výjimečným jevem. Vysvětlují se jí např. supravodivost, supratekutost, byla pozorována i u excitonového plynu. Ve všech těchto případech však jde o kondenzaci v „náhradním“ plynu kvazičástic či elementárních excitací, nikoliv vlastních atomů, z kterých je prostředí složeno. Ty v uvedených příkladech interagují tak silně, že ani zdaleka nemohou být považovány za ideální plyn. Teprve kondenzace ideálního atomového plynu umožnila kondenzát lokalizovat v magnetooptické pasti a fyzikům dala k dispozici sice malý — obr. 10 [v magnetooptické pasti má kondenzát obsahující řádově 10^5 atomů tvar doutníku⁵⁾

4) Požadavek srovnatelnosti de Broglieho vlnové délky dané teplotním pohybem atomů

$$\lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi mkT}$$

(h – Planckova konstanta, k – Boltzmannova konstanta, T – teplota atomového plynu) se střední vzdáleností mezi atomy rovnou

$$L_{st} = n^{-1/3}$$

(n – počet atomů v jednotce objemu) vede k odhadu teploty kondenzace

$$T_C \approx h^2 n^{2/3} / mk.$$

Z termodynamického hlediska jde o fázový přechod druhého druhu. Přesnější výpočet dává konstantu úměrnosti $8,4 \times 10^{-2} / (2F + 1)^{2/3}$ (F – kvantové číslo úplného momentu hybnosti atomu), což pro uvažované atomy Na dává teplotu kondenzace v oboru stovek nanokelvinů. Za pokojové teploty je de Broglieho vlnová délka rovna asi 0,05 nm, po kondenzaci se prodlouží na 15 μm . Z uvedeného vzorečku je zároveň patrné, že kondenzace v ideálním atomovém plynu přichází v úvahu jen při velmi nízkých teplotách, protože experiment současně vyžaduje velmi nízké hustoty pro potlačení trojných srážek (viz text).

⁵⁾ Diagnostikuje-li se kondenzát metodou „Time-of-flight“, tj. vypnou-li se chladicí lasery a nechá se volně rozletět, přejde z doutníkového do kulového tvaru. Je to projevem relací neurčitosti mezi hybností a souřadnicí. Při zviditelnování fáze vlnové funkce kondenzátu (obr. 10) je naopak nutno respektovat relaci neurčitosti mezi počtem atomů v kondenzátu a fází jejich koherentního stavu.

6. Atomový laser

Jednou z možností, které tento objev otevírá, je demonstrace atomového laseru, tj. generace zesílené de Broglieovy vlny či koherentního atomového svazku. I když mezi fotonovým a atomovým plynem je ten podstatný rozdíl, že celkový počet fotonů není vázán (na rozdíl od celkového množství atomů) žádnou další dodatečnou podmínkou, lze jej obejít přípravou kondenzátu v koherentním stavu, kdy dochází k výměně atomů mezi kondenzátem a okolím a počet atomů v kondenzátu není určen. Připraví-li se takový stav rychlým podchlazením plynu v pasti, aby atomy z okolí nestačily ještě vstoupit do kondenzátu, vznikne vlastně „inverze populací“ (většina atomů, které by již měly být v kondenzátu, je dosud mimo něj ve vyšším energetickém stavu) a „laserový“ efekt pak představuje prudký samovolný nárůst počtu atomů v kondenzátu, což jinými slovy znamená zesílení amplitudy atomové de Broglieovy vlny. Geometrický tvar takového koherentního atomového „svazku“ pak není již tak podstatný a je ovlivnitelný manipulací s magnetooptickou pastí. Demonstrace atomového laseru je jen malou ukázkou možností, které existence kondenzátu skýtá. Nepochybně se najde celá řada dalších. K tomu všemu otevřela cestu právě metoda laserového chlazení.

7. Závěr

Popsané metody a jejich důsledky nejsou zdaleka vyčerpávajícím popisem všeho, co souvisí s laserovým chlazením a interakcí laserového světla s řídkým atomovým plynem či dokonce jednotlivými atomy. Zejména následné stupně laserového chlazení (po dopplerovském) mohou být modifikovány. Vynechali jsme též širokou třídu experimentů spočívající v manipulaci jednotlivých atomů, ale i makroskopických částic světelnými paprsky. Přitom se využívá poněkud jiného principu, a to interakce nehomogenního elektrického pole světelné vlny s dipólem touto vlnou v částici indukovaným.

O této problematice, o vlastním laserovém chlazení, jakož i o Boseově-Einsteinově kondenzaci, se lze informovat např. v článcích [3–6], odkud byly převzaty i obrázky použité v tomto článku. K hlubšímu studiu vlastního laserového chlazení lze zvláště doporučit přehledový článek [5].

L i t e r a t u r a

- [1] HÄNSCH, T. W., SCHAWLOW, A. L.: *Cooling of Gases by Laser Radiation*. Optics Com. 13 (1975), 68–69.
- [2] LETOCHOV, V. S., MINOGIN, V. G.: *Kvantovyje dviženija atoma v pole stojaščej svetovoj volny*. ŽETF 74 (1987), 1318–1335.
- [3] FOOT, C. J.: *Laser Cooling and Trapping Atoms*. Contemporary Physics 32 (1991), 369–381.
- [4] CORNELL, E.: *Very Cold Indeed: The Nanokelvin Physics of Bose-Einstein Condensation*. J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. 101 (1996), 419–434.
- [5] ADAMS, C. S., RIIS, E.: *Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*. Progr. Quant. Electr. 21 (1997), 1–79. Elsevier Science Ltd.
- [6] KETTERLE, W.: *Bose-Einstein-Kondensate — eine neue Form von Quantenmaterie*. Phys. Bl. 53 (1997), 677–680.