

Boseho-Einsteinova kondenzace: od atomů k molekulám

Pavel Soldán

Univerzita Karlova v Praze, Matematicko-fyzikální fakulta,
katedra chemické fyziky a optiky, Ke Karlovu 3, 121 16 Praha 2



Ing. PAVEL SOLDÁN, Dr. (1969) je vědeckým pracovníkem katedry chemické fyziky a optiky MFF UK v Praze. Po absolvování gymnázia v Jeseníku vystudoval matematické inženýrství na FJFI ČVUT v Praze, kde rovněž obhájil doktorskou práci na téma symetrie nerigidních molekul (1996). V roce 1998 získal stipendium *Royal Society* pro pobyt na univerzitě v Southamptonu. V letech 1999 až 2005 pak působil ve skupině prof. Jeremyho M. Hutsona na univerzitě v Durhamu. Do České republiky se vrátil na jaře roku 2005. Na MFF UK v Praze působí od léta 2007. Jeho vědecká činnost se soustřeďuje hlavně do oblasti velmi chladných molekul, kde se zabývá konstrukcí ploch potenciální energie pro kvantově dynamické výpočty.

BOSEHO-EINSTEINOVA KONDENZACE V ATOMOVÝCH PLYNECH

V roce 1925 Albert Einstein [1], inspirovaný prací indického vědce Satyendra Nath Boseho o kolektivním chování částic světla – fotonů [2], teoreticky předpověděl fázový přechod v ideálním plynu nerozlišitelných částic při snižující se teplotě směrem k absolutní nule. Tento jev se nyní nazývá Boseho-Einsteinova kondenzace (BEC) a v posledních letech se stal jedním z nejobtížnějších témat ve fyzice, i když Albert Einstein pravděpodobně netušil, že fyzikům bude trvat celých 70 let, než zrealizují Boseho-Einsteinovu kondenzaci experimentálně.

Boseho-Einsteinova kondenzace je fázový přechod, kdy při snižování teploty plynu pod jistou kritickou hranici dojde k tzv. *kvantové degeneraci*, tzn. velké množství částic se začne hromadit v jediném kvantovém stavu. Jedná se proto o kolektivní kvantový jev, který se týká pouze bosonů (pojmenovaných právě po Satyendra Nath Bosem), tedy částic, které mají celočíselný spin a mohou sdílet stejný kvantový stav. Kvantový stav však v tomto případě neznámá pouze vnitřní kvantový stav, jakými jsou například celkový spin a elektronická konfigurace atomu, ale také zahrnuje vnější kvantový stav, tzn. stav translačního pohybu charakterizovaný hybností a kinetickou energií částice. Teplota daného plynu je pak přímo úměrná průměrné kinetické energii jeho částic. Proto ochlazování plynu není nic jiného než zpomalování jeho částic. Přinutit částice, aby sdílely stejný vnější kvantový stav, je mnohem těžší, než dostat je do stejného vnitřního kvantového stavu. K Boseho-Einsteinově kondenzaci právě dochází, když se velké množství bosonů, které jsou ve stejném vnitřním kvantovém stavu, dostane do téhož vnějšího kvantového stavu. Na rozdíl od tradičních fázových přechodů, jakými jsou kapalnění či tuhnutí, se tedy Boseho-Einsteinova kondenzace realizuje jako fázový přechod v prostoru hybností. V termálním plynu si bosony stále zachovávají jistou individualitu v následujícím smyslu: známe-li hybnost jedné částice, nevíme nic o hybnosti jiné částice. Avšak v kondenzátu je i tato individualita ztracena: pokud známe

hybnost jedné částice, známe hybnosti všech částic – ty totiž musejí být stejné. Podobně jako u kolektivního chování fotonů v laserech pak hovoříme o koherentním stavu hmoty v Boseho-Einsteinově kondenzátech.

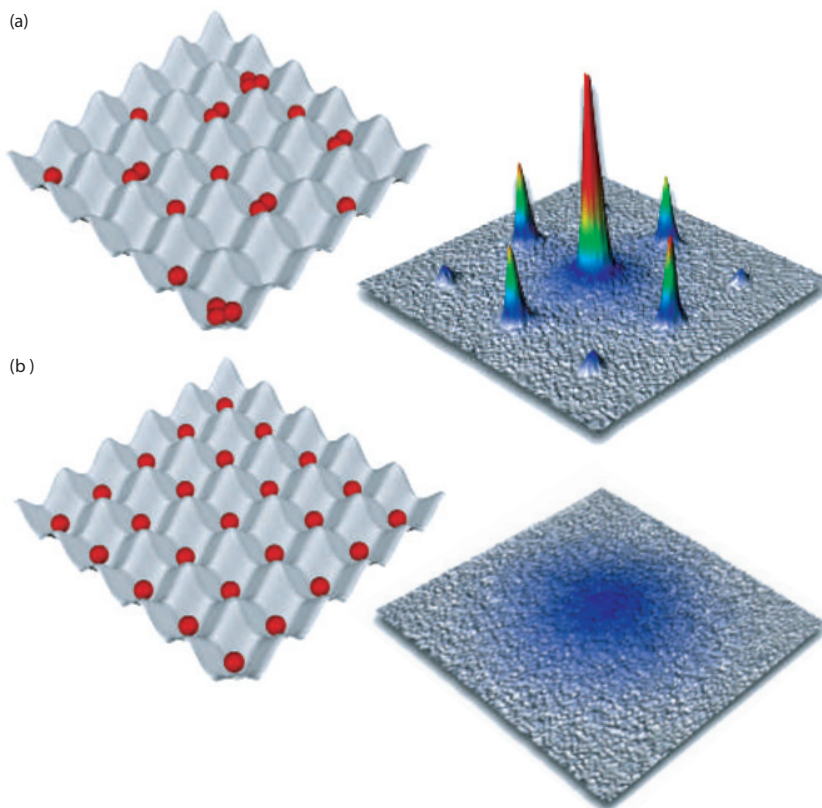
Boseho-Einsteinova kondenzace je nádherným projevem dualismu vlna-částice. Vlnový charakter pohybující se částice je popsán de Broglieho vlnovou délkou, která je nepřímo úměrná odmocnině z kinetické energie částice. Při vysokých teplotách je tato vlnová délka velmi krátká a vlnový charakter částic se víceméně neprojevuje. Při snižování teploty plynu se de Broglieho vlnová délka částic začíná prodlužovat. Částice získávají více a více vlnový charakter a kvantové jevy začínají významně ovlivňovat translační pohyb částic. Boseho-Einsteinova kondenzace nastává, když průměrná de Broglieho vlnová délka přesáhne průměrnou vzdálenost mezi částicemi plynu (teplota, při níž jev nastane, se nazývá *kritická teplota*). V kondenzátu pak jednotlivé částice nejsou rozlišitelné žádným experimentem a dohromady tvoří jakousi superčástici. Kromě teploty je velmi důležitou veličinou i hustota částic, tj. počet částic v jednotce objemu. K úspěšné realizaci Boseho-Einsteinovy kondenzace je na jednu stranu třeba plyn udržet dostatečně řídký, aby se zamezilo kapalnění či tuhnutí, a na druhou stranu je nutné získat plyn dostatečně hustý, aby se průměrná de Broglieho vlnová délka vůbec mohla stát delší než průměrná vzdálenost mezi částicemi.

Cesta k experimentální realizaci Boseho-Einsteinovy kondenzace byla dlouhá. Ideální plyny v přírodě neexistují, proto fyzici obrátili svoji pozornost na plyny, které se dají relativně lehce ovládat – na plyny alkalických kovů. Atomy alkalických kovů (tak jako atom vodíku) mají jednoduchou elektronickou strukturu s jedním valenčním elektronem a jádro s nenulovým jaderným spinem, což je činí velmi citlivými na magnetické pole. Právě tato kombinace poskytla možnost zachytit atomy alkalických kovů pomocí magneticko-optických či magnetických pastí. Vhodně tvarované nehomogenní magnetické pole plní funkci nádoby, v níž se atomy po dobu experimentu přechovávají a ovládají. Dno pastí připomíná harmonický oscilátor s typickou frekvencí

kolem 100 Hz. Translační pohyb atomů je pak omezen na diskretní kvantové stavy pasti. Výška stěn pasti zase určuje horní mez pro kinetickou energii zachycených atomů. Ochlazování atomů potom obvykle probíhá ve dvou fázích. V první fázi se používá dopplerovské chlazení lasery v magneto-optické pasti, kdy se dosahují teploty v oblasti milikelvinů. Pomocí magnetického pole se zároveň vyberou atomy s maximální projekcí celkového spinu, čímž se omezí ztráty atomů z pasti díky nepružným srážkám. Ve druhé fázi se používá vypařovací chlazení, kdy se postupně snižují stěny magnetické pasti a rychlé částice vylétávají z pasti. Tím se průměrná teplota v systému ještě více sníží na hranici stovek až desítek nanokelvinů a k Boseho-Einsteinově kondenzaci dochází, když se dostatečné množství atomů (obvykle 10^5 – 10^6 atomů při typické hustotě 10^{13} – 10^6 atomů v kubickém centimetru s průměrnou vzdáleností mezi atomy kolem 100–200 nanometrů) usadí v základním kvantovém stavu pasti. Obdivuhodné je, že k dosažení těchto extrémně nízkých teplot není zapotřebí žádného kryogenického chlazení. Kromě příslušného oblaku atomů může mít vše pokojovou teplotu. Více o teorii Boseho-Einsteinovy kondenzace lze nalézt například v [3, 4].

V roce 1995 skupina Erica Cornella a Carla Wiemana (JILA Boulder, USA) vyrobila první kondenzát z řídkého plynu izotopu rubidia ^{87}Rb [5]. Ještě do konce roku 1995 ji pak následovaly skupina Randalla Huleta (Rice University, USA) s kondenzátem lithia ^7Li [6] a skupina Wolfganga Ketterleho (MIT, USA) s kondenzátem sodíku ^{23}Na [7]. Význam těchto průkopnických experimentů je ilustrován i tím, že Boseho-Einsteinův kondenzát byl časopisem Science zvolen Molekulou roku 1995 a že Cornell, Ketterle a Wieman obdrželi Nobelovu cenu za fyziku v roce 2001.

Během následujících dvanácti let se vědcům podařilo zkondenzovat celou řadu atomárních plynů. Pouze vypařovacím chlazením američtí vědci v MIT dosáhli zatím rekordního počtu zkondenzovaných částic – kolem 10^8 atomů vodíku [8], což je řádově 2- až 3krát více než u ostatních kondenzátů. Skupině Cornella a Wiemana se v roce 2000 podařilo zkondenzovat izotop rubidia ^{85}Rb [9], jehož nevhodné srážkové vlastnosti se podařilo modifikovat pomocí magnetického pole a vhodně umístěné Feshbachovy rezonance. Hned dvěma skupinám francouzských badatelů se nezávisle podařilo zkondenzovat atomy ^4He v elektronicky excitovaném $1s2s$ stavu [10]. V něm má helium nenulový elektronový spin a je tedy citlivé na magnetická pole, což umožnilo jeho zachycení do magneto-optické pasti. Atomy draslíku ^{41}K také mají nevhodné srážkové vlastnosti (tzn. pravděpodobnost, že dojde k nepružné srážce, je mnohem vyšší než pravděpodobnost, že dojde k pružné srážce), které znemožňují účinné vypařovací chlazení. Proto pro jejich kondenzaci skupina Massima Inguscia [11] použila jinou metodu chlazení – tzv. *kontaktní chlazení* (anglicky *sympathetic cooling*). Jejich přístup byl jednoduchý – studený draslíkový plyn se ponoří do pasti se studeným rubidiovým plynem. Postupným snižováním stěn pasti se zahájí vypařovací chlazení rubidiového oblaku a pružné srážky mezi atomy draslíku a rubidia se pak postarají o snížení teploty draslíkového oblaku. Podobným problémům s nevhodnými srážkovými vlastnostmi čelili vědci také v případě atomů cesia ^{133}Cs . Skupině Rudiho Grimma se však povedlo zkondenzovat cesium bez použití dalšího chladicího plynu [12]. Využili podobného principu, jaký byl použit u kondenzace ^{85}Rb . Naladěním



Kvantový fázový přechod ze suprasetekutého stavu na Mottův izolátor

Převzato s laskavým svolením vydavatele z I. Bloch: Nature Physics 1, 23 (2005).

- (a) Suprasetekutý Boseho-Einsteinův kondenzát je v podstatě gigantická makroskopická vlna hmoty. Suprasetekutý stav kondenzátu se nezmění, i když se kondenzát proloží optickou mřížkou, která nemá příliš vysoké bariéry mezi svými uzlovými body. Když kondenzát opustí periodický potenciál, díky fázové koherenci atomových vlnových funkcí v různých mřížkových bodech se objeví interferenční obrazec vln hmoty. V tomto případě je fáze makroskopické vlny hmoty dobře definována. Jednotlivé mřížkové body jsou však obsazeny různým, fluktuujícím počtem atomů.
- (b) Zvýšením bariér mezi body mřížky lze iniciovat fázový přechod z kondenzovaného stavu do stavu Mottova izolátoru, kde každý mřížkový bod je obsazen stejným počtem atomů, avšak atomové vlnové funkce již ztratily svoji koherenci, a tudíž fáze pole vln hmoty je neurčitá. Pokud je takový kvantový plyn zbaven působení mřížkového potenciálu, interferenci vln hmoty nepozorujeme.

vhodných hodnot magnetického pole se jim pak podařilo změnit nepříznivé srážkové vlastnosti na příznivé a umožnit tak účinné vypařovací chlazení. Ytterbium ^{174}Yb má nulový jak jaderný, tak elektronový spin, takže bylo prvním prvkem necitlivým na magnetické pole, který se povedlo zkondenzovat [13]. Japonští vědci z univerzity v Kjótu museli použít pro jeho kondenzaci optickou past tvořenou pouze soustavou zkřížených laserů. Podobným způsobem byl nedávno zkondenzován též izotop ytterbia ^{170}Yb [14]. V roce 2005 se povedlo skupině Tilmana Pfaua zkondenzovat izotop chromu ^{52}Cr [15], který je velmi zajímavý tím, že má relativně velký magnetický dipólový moment. Na základě teoretických předpovědí se totiž očekává, že v kvantově degenerovaných plynech s dipolárními interakcemi, které jsou silně anizotropní a mají dlouhý dosah, bude docházet k různým kvantovým fázovým přechodům a budou tam existovat exotická skupenství látky. Poslední izotop alkalických kovů draslík ^{39}K , který odolával pokusům o kondenzaci, se velmi nedávno podařilo zkondenzovat skupině Massima Inguscia [16]. K jeho kondenzaci bylo třeba zkombinovat kontaktní chlazení rubidiem ^{87}Rb a magnetické ladění srážkové délky jak mezi atomy draslíku, tak mezi atomem draslíku a atomem rubidia.

Pozornost fyziků se brzy obrátila také na fermiony (pojmenované po italském vědci Enricu Fermim), tzn. na částice, které mají polocíselný spin a podléhají zobecněnému Pauliho vylučovacímu principu: žádné dva

» **Od teoretické předpovědi Alberta Einsteina trvalo fyzikům celých 70 let, než zrealizovali Boseho-Einsteinovu kondenzaci experimentálně.** «

» Boseho-Einsteinova kondenzace je fázový přechod, kdy při snižování teploty plynu pod jistou kritickou hranici dojde k tzv. kvantové degeneraci. «

fermiony nemohou sdílet stejný kvantový stav. Zachycené fermiony ve stejném vnitřním kvantovém stavu (např. fermionické atomy ve stejném elektronickém stavu a se stejnou projekcí celkové spinu) proto nemohou zkondenzovat v Boseho-Einsteinově smyslu, protože jejich vnější kvantové stavy musí být vzájemně různé. Při snižování teploty však fermiony také dosahují kvantové degenerace – postupně totiž obsadí všechny kvantové stavy pastí až po tzv. Fermiho hladinu. Hovoříme potom o *Fermiho moři*. Doposud se povedlo dosáhnout kvantové degenerace u dvou izotopů alkalických kovů ^{40}K [17] a ^6Li [18]. Kvůli omezením vyplývajícím ze zobecněného Pauliho vylučovacího principu je nutné, aby plyn měl dvě složky (buď stejného izotopu se dvěma různými projekcemi spinu, nebo dvou různých izotopů), které by se vzájemným kontaktem ochlazovaly.

MANIPULACE SRÁŽEK MEZI ATOMY

Výrazných úspěchů v experimentech s velmi chladnými atomovými plyny se podařilo dosáhnout díky metodám, které umožnily ovlivňovat vlastnosti srážek mezi atomy. Základní veličinou charakterizující srážku dvou velmi chladných atomů je srážková délka.

Srážková délka

Srážku dvou neutrálních atomů popisujeme vlnovou funkcí ψ_E , kterou lze vhodně vyjádřit jako $\psi_E(r) = r^{-1} \chi_E(r)$, kde r je vzdálenost mezi atomy a funkce χ_E splňuje jednodimenzionální Schrödingerovu rovnici

$$[\mathbf{h} - E] \chi_E(r) = 0, \quad (1)$$

kde

$$\mathbf{h} = -\frac{\hbar^2}{2m_r} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) \quad (2)$$

je hamiltonián dvouatomového systému v relativních souřadnicích, \hbar je Planckova konstanta, m_r je redukovaná hmotnost atomů, $V(r)$ je meziatomový interakční potenciál a $E \geq 0$ je energie srážky. V oblacích řídkých plynů je průměrná vzdálenost mezi atomy velmi velká, a proto pravděpodobnost, že atomy se k sobě dostanou dostatečně blízko, je velmi malá. Interakční potenciál $V(r)$ mezi dvěma neutrálními dostatečně vzdálenými atomy lze pak zredukovat na

$$V(r) \sim -\frac{C_6}{r^6} \quad \text{pro } r \rightarrow \infty. \quad (3)$$

Protože $V(r) \rightarrow 0$ pro $r \rightarrow \infty$, blíží se funkční závislost $\chi_{E=0}$ pro dostatečně velká r závislosti lineární

$$\chi_{E=0}(r) \sim r - a \quad \text{pro } r \rightarrow \infty, \quad (4)$$

kde a je tzv. *srážková délka*. V mikroskopickém pohledu nám srážková délka určuje bod, v němž asymptota funkce $\chi_{E=0}$ protíná osu r .

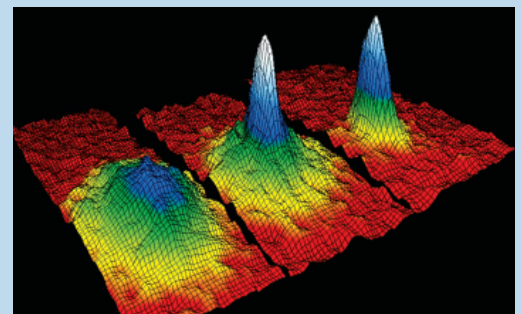
Srážková délka je také citlivá na energii $E_{\text{last}} < 0$ nejvyššího vázaného stavu a na energii $\epsilon_{\text{first}} \geq 0$ nejnižšího kvazivázaného stavu (rezonance) hamiltoniánu \mathbf{h} . Srážkovou délku lze určit z přibližného vztahu pro energii E_{last}

$$E_{\text{last}} \doteq \frac{-\hbar^2}{2m_r a^2}, \quad (5)$$

kteřý nám však nic neříká o znaménku srážkové délky. Pokud ale navíc platí $0 > E_{\text{last}} > -\epsilon_{\text{first}}$, je srážková délka pozitivní; v opačném případě je srážková délka negativní.

ZLOMOVÉ OKAMŽIKY V HISTORII BOSEHO-EINSTEINOVY KONDENZACE

- 1925** Albert Einstein teoreticky předpověděl fázový přechod v ideálním plynu nerozlišitelných částic při snižující se teplotě směrem k absolutní nule.
- 1995** Vyrobeny Boseho-Einsteinovy kondenzáty z řídkých plynů velmi chladných atomů rubidia, lithia a sodíku. Boseho-Einsteinův kondenzát byl časopisem Science zvolen Molekulou roku.
- 1999** Dosažena kvantová degenerace v řídkém plynu velmi chladných atomů fermionického izotopu draslíku.
- 2000** Fotoasociovány molekuly rubidia přímo v atomovém Boseho-Einsteinově kondenzátu. Pomocí Feshbachovy rezonance vyroben Boseho-Einsteinův kondenzát v řídkém oblaku atomů rubidia.
- 2001** Cornell, Ketterle a Wieman obdrželi Nobelovu cenu za fyziku.
- 2002** Realizován fázový přechod mezi Boseho-Einsteinovým kondenzátem a Mottovým izolátorem v plynu velmi chladných atomů rubidia v optické mřížce. Vyroben nestabilní molekulový Boseho-Einsteinův kondenzát v oblaku velmi chladných Feshbachových molekul rubidia.
- 2003** Vyrobeny stabilní molekulové Boseho-Einsteinovy kondenzáty v řídkých plynech Feshbachových molekul lithia a draslíku. Vyroben Boseho-Einsteinův kondenzát v řídkém plynu velmi chladných atomů necitlivých na magnetické pole.
- 2004** Pomocí Feshbachovy rezonance realizován přechod BEC-BCS v řídkém plynu fermionického izotopu lithia.
- 2005** Fotoasociovány velmi chladné heteronukleární molekuly do základního vibronického stavu. Dokázána supratekutost v řídkém kvantově degenerovaném plynu fermionického izotopu lithia.



Srážkové průřezy pro velmi nízké srážkové energie lze také vyjádřit pomocí srážkové délky. Například úplný srážkový průřez $\sigma(k)$ pro pružnou srážku dvou identických bosonů s hybností $\hbar k$ a kinetickou energií $E_{\text{kin}} = \hbar^2 k^2 / 2m_r$ lze pro malá k přibližně vyjádřit ve tvaru

$$\sigma(k) \doteq \frac{8\pi a^2}{1 + (ka)^2}. \quad (6)$$

Srážková délka a se také používá k definici slabě interagujícího řídkého plynu, která je vyjádřena podmínkou $n|a|^3 \ll 1$, kde n je průměrná hustota částic.

Je vhodné podotknout, že různé izotopy stejného prvku obvykle mají různé srážkové délky. Spinově polarizované rubidium ^{85}Rb má z hlediska vypařovacího chlazení nevhodnou srážkovou délku $a(^{85}\text{Rb}) \doteq -387$ atomových jednotek, zatímco srážková délka spinově polarizovaného rubidia ^{87}Rb , $a(^{87}\text{Rb}) \doteq 99$ atomových jednotek, je ideální pro vypařovací chlazení.

Kolektivní chování částic v řídkém plynu

V chladném řídkém plynu lze interakce mezi atomy nahradit bodovými interakcemi a příslušný mnohočásticový potenciál pak součtem párových potenciálů. V tomto přiblížení lze kolektivní chování N částic dobře popsat hamiltoniánem

$$\mathbf{H} = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + W(\mathbf{r}_i) \right] + \sum_{i<j} V(r_{ij}), \quad (7)$$

kde \mathbf{p}_i a \mathbf{r}_i jsou operátory hybnosti a polohy atomu i , m je hmotnost jednoho atomu, W je potenciál vnějších polí působících na atomy a r_{ij} je vzdálenost mezi atomy i a j . Místo složitého interakčního potenciálu $V(r_{ij})$ se potom úspěšně používá mnohem jednodušší efektivní interakční potenciál $U_0\delta(r_{ij})$, kde

$$U_0 = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}. \quad (8)$$

V makroskopickém pohledu tedy kladná srážková délka odpovídá odpudivým interakcím a záporná srážková délka přitažlivým interakcím.

V kondenzovaném stavu je každý boson ve stejném kvantovém stavu $\phi(\mathbf{r})$, $\int d\mathbf{r}|\phi(\mathbf{r})|^2 = 1$, a vlnovou funkci soustavy N částic lze zapsat jako součin

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) = \prod_{i=1}^N \phi(\mathbf{r}_i). \quad (9)$$

Je výhodné zavést tzv. kondenzátovou vlnovou funkci $\psi(\mathbf{r}) = N^{1/2}\phi(\mathbf{r})$. K popisu kondenzátu při teplotě nula kelvinů se pak v případě slabě interagujícího řídkého plynu, kdy srážková délka je podstatně menší než vzdálenost mezi částicemi, používá časově nezávislá Grossova-Pitajevského rovnice, kterou lze odvodit variačně z hamiltoniánu \mathbf{H} [4]

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + W(\mathbf{r}) + U_0|\psi(\mathbf{r})|^2 \right] \psi(\mathbf{r}) = \mu\psi(\mathbf{r}), \quad (10)$$

kde μ je chemický potenciál. Grossova-Pitajevského rovnice je v podstatě Schrödingerova rovnice pro jednu částici pod vlivem vnějšího pole $W(\mathbf{r})$, střední hodnoty pole indukovaného ostatními bosony $U_0|\psi(\mathbf{r})|^2$ a kvantového tlaku vyjádřeného kinetickým členem.

V případě záporné srážkové délky z Grossovy-Pitajevského rovnice vyplývá, že hustota částic $n(\mathbf{r}) = |\psi(\mathbf{r})|^2$ se zvětšuje směrem ke středu kondenzátu, aby se snížila jeho interakční energie. Stabilita kondenzátu pak závisí na počtu částic. Pokud je překročen kritický počet, kondenzát se stane nestabilním, protože kvantový tlak již nedokáže zabránit jeho kolapsu. Řešením Grossovy-Pitajevského rovnice pro kladnou srážkovou délku je kondenzátová vlnová funkce, která odpovídá stabilnímu kondenzátu, kde hustota částic je téměř rovnoměrně rozložená. Tato závislost kolektivního chování bosonů na srážkové délce byla ověřena mnohými experimenty (mezi nejzajímavější patří jev nazvaný *bosenova*, kdy změnou srážkové délky se způsobí nejdříve kolaps a pak následná exploze částic z kondenzátu rubidia ^{85}Rb [19]), a tím byla také nepřímě ověřena použitelnost Grossovy-Pitajevského rovnice. Je třeba zdůraznit, že Grossova-Pitajevského rovnice není univerzální. Jevy nabývající na důležitosti například pro podmínky blízké kolapsu kondenzátu, anebo v případech, kdy není splněna podmínka $n|a|^3 \ll 1$, Grossovou-Pitajevského rovnici popsatelné nejsou [4].

Vědci si brzy uvědomili, že pokud budou schopni měnit hodnotu srážkové délky, pak budou schopni měnit kolektivní chování částic v řídkých bosonových plynech. Změny hodnoty srážkové délky lze dosáhnout změnou polohy posledního vázaného či prvního kvazivázaného stavu. Důležitým nástrojem pro manipulaci řídkých bosonových plynů alkalických kovů se proto staly tzv. Feshbachovy rezonance.

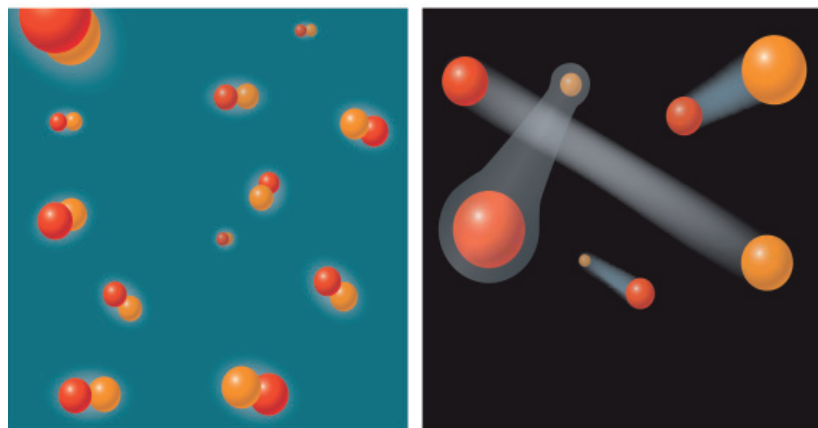
Feshbachovy rezonance

Pokud atom alkalického kovu má jaderný spin I , je jeho základní elektronický stav rozštěpen na dva stavy s různou hodnotou celkového momentu hybnosti $F = I \pm 1/2$. V homogenním magnetickém poli pak dochází k rozštěpení těchto dvou stavů na další komponenty, které lze jednoznačně označit projekčním kvantovým číslem $M_F = -F, -F + 1, \dots, F - 1, F$.

Disociační kanály dvou interagujících atomů alkalických kovů (s momenty hybnosti F_1 a F_2) v homogenním magnetickém poli lze jednoznačně označit odpovídajícími kombinacemi projekčních kvantových čísel M_{F_1} a M_{F_2} oddělených atomů. Tyto disociační kanály lze uspořádat dle jim odpovídající energie, která je závislá na velikosti magnetického pole, přičemž jedné energii může příslušet více disociačních kanálů (říkáme, že kanál \mathcal{A} je níže než kanál \mathcal{B} , pokud energie kanálu \mathcal{A} je nižší než energie kanálu \mathcal{B}). Energie nejnižšího disociačního kanálu je úmluvou stanovena jako nula a všechny vyšší disociační kanály mají kladnou energii. V adiabatické reprezentaci (kdy báze je zvolena tak, že interakční potenciál je striktně diagonální a operátor kinetické energie může mít nenulové prvky mimo diagonálu) každému kanálu odpovídá jedna interakční křivka, tzv. adiabatický potenciál. Adiabatické potenciály pak tvoří diagonální prvky interakčního potenciálu. I když interakční potenciál je v adiabatické reprezentaci diagonální, mohou dva různé disociační kanály být spřaženy prvky operátoru kinetické energie, které leží mimo diagonálu.

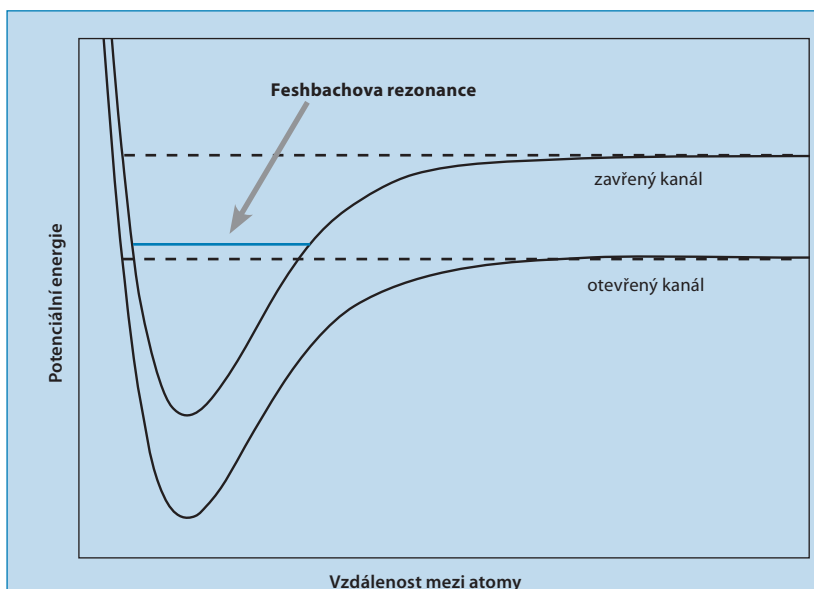
Obecně, každý adiabatický potenciál podporuje soustavu rotačně-vibračních stavů. Feshbachovy rezonance jsou rotačně-vibrační stavy adiabatického potenciálu příslušejícího disociačnímu kanálu \mathcal{A} , jejichž energie je vyšší než energie nějakého nižšího disociačního kanálu spřaženého s kanálem \mathcal{A} . Všechny disociační kanály, které jsou spřaženy s disociačním kanálem \mathcal{A} a které mají nižší energii, než je energie nějaké jeho Feshbachovy rezonance, jsou z hlediska této Feshbachovy re-

» **Obdivuhodné je, že k dosažení těchto extrémně nízkých teplot není zapotřebí žádného kryogenického chlazení. Kromě příslušného oblaku atomů může mít vše pokojovou teplotu.** «



Tango, nebo twist? V magnetickém poli se mohou atomy v různých spinových stavech slučovat ve Feshbachovy molekuly (levý obrázek). Změnou pole však lze způsobit tvorbu Cooperových párů, v nichž jsou atomy volněji vázané (pravý obrázek).

Převzato s laskavým svolením autora a vydavatele z A. Cho: Science 301, 750 (2003).



Obr. 1 Schematické znázornění Feshbachovy rezonance mezi dvěma spřaženými kanály. Feshbachova rezonance má charakter vázaného stavu vzhledem k zavřenému kanálu a charakter stavu kontinua vzhledem k otevřenému kanálu.

zonance energeticky *otevřená*, tzn. molekula těmito kanály může disociovat do stavu kontinua bez toho, že by obdržela energii. Ostatní kanály jsou naopak pro tuto rezonanci energeticky *uzavřené* (viz obr. 1), tzn. molekula jimi nemůže disociovat bez dodání energie. Feshbachova rezonance je kvazivázaný stav, tzn. v oblasti nad příslušnou adiabatickou potenciálovou jámou má charakter vázaného stavu, který zdědila po rotačně-vibračním stavu příslušného adiabatického potenciálu, ale zároveň má také charakter stavu kontinua, který získala spřažením s otevřenými disociačními kanály.

Feshbachovy rezonance, tak jako všechny kvazivázané stavy, jsou charakterizovány svojí energií a šířkou. Šířka rezonance se experimentálně projevuje jako rozšíření spektrální čáry a je nepřímo úměrná době života rezonance. Doba života rezonance odpovídá času, po který si izolovaná soustava dvou atomů zachová charak-

ter molekuly (vázaný stav), než se rozpadne na dva oddělené atomy (stav kontinua). V přítomnosti dalších částic může molekula ve stavu Feshbachovy rezonance také disociovat do stavu kontinua, například pomocí srážek s třetí částicí.

V případě dvou atomů alkalických kovů v homogením magnetickém poli energie adiabatického potenciálu závisí na velikosti magnetického pole, a proto poloha jednotlivých Feshbachových rezonancí je také závislá na magnetickém poli. Jemným *laděním* (anglicky *tuning*) lze ovlivňovat relativní polohu Feshbachových rezonancí vzhledem k otevřeným disociačním kanálům, a tím lze také ovlivňovat srážkovou délku příslušného adiabatického potenciálu. Funkční závislost srážkové délky na velikosti magnetického pole (viz obr. 2) lze pak přiblížit následující nepřímou úměrou

$$a(B) \sim \left(1 - \frac{\Delta B}{B - B_0}\right), \quad (11)$$

kde B je velikost magnetické indukce, B_0 je velikost magnetické indukce, při níž je energie příslušné Feshbachovy rezonance rovna energii nejbližšího otevřeného disociačního kanálu, a ΔB je faktor, který charakterizuje šířku Feshbachovy rezonance. Pro $B = B_0$ má Feshbachova rezonance relativně nulovou kinetickou energii vůči příslušnému disociačnímu kanálu a srážková délka je pak nekonečná (to ovšem neznamená, že kinetická energie srážky je nulová). Většina veličin závislých na srážkové délce proto vykazuje pro $B = B_0$ ostrý extrém. Pro úplný srážkový průřez pružné srážky dvou identických bosonů v případě $B = B_0$ pak například platí

$$\sigma(k) = \frac{8\pi}{k^2}. \quad (12)$$

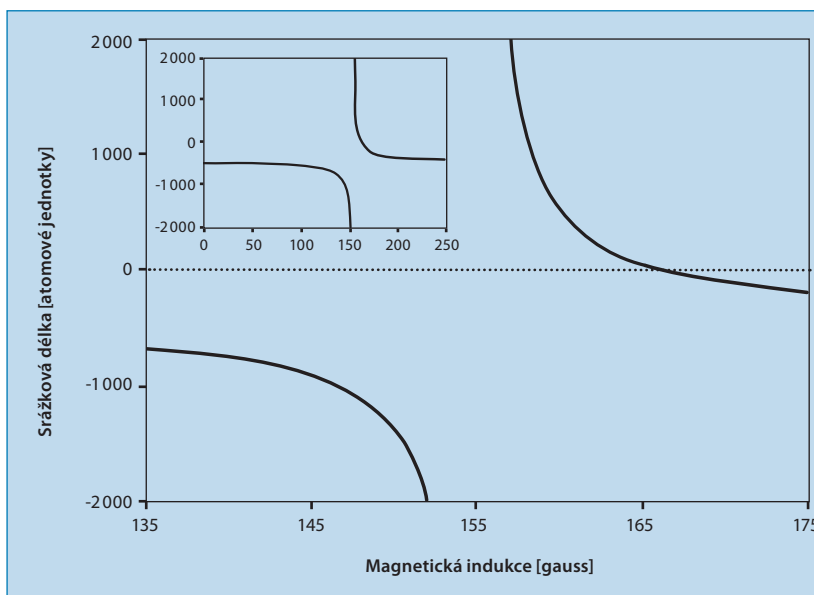
Toho se pak využívá ke změně srážkových vlastností tak, aby při nízkých srážkových energiích pravděpodobnost pružných srážek byla vyšší než pravděpodobnost nepružných srážek.

VÝROBA CHLADNÝCH MOLEKUL Z CHLADNÝCH ATOMŮ

Nedlouho po dosažení kvantové degenerace u atomových plynů se vědci začali zajímat i o studené molekuly. Tento zájem je stimulován potenciálními aplikacemi velmi studených molekul: od řízených chemických reakcí přes extrémně přesnou spektroskopii a testování fundamentálních konstant až po kvantové počítače. Molekuly mají mnohem složitější strukturu kvantových stavů než atomy, což podstatně komplikuje nejen jejich chlazení, ale také jejich chytání do pastí. Naštěstí zdokonalené chlazení atomových plynů poskytlo jeden přirozený postup, jakým lze získat velmi studené molekuly: výrobu studených molekul v oblaku již ochlazených atomů [20].

Fotoasociace atomů

Metoda fotoasociace studených atomů je založena na elektronické excitaci a deexcitaci pomocí vhodných laserů [21]. Jednofotonovou fotoasociací se nazývá proces, při němž dva atomy před srážkou v základním elektronickém stavu absorbují foton a jejich potenciální energie se tím zvýší tak, že dosáhnou elektronicky excitovaného molekulárního stavu. Použitím fotonu, který nese přesně dané množství energie, se tyto atomy asociují na předem zvolenou vibrační hladinu příslušného elektronicky



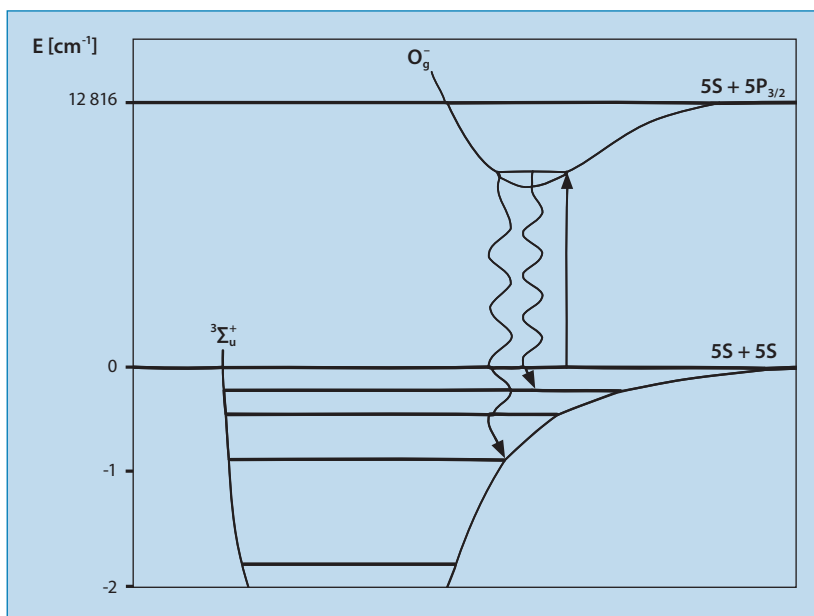
Obr. 2 Závislost srážkové délky rubidia ^{85}Rb na magnetickém poli v blízkosti Feshbachovy rezonance ($B_0 \approx 155$ gauss).

excitovaného stavu. Tímto způsobem byly například fotoasociovány studené atomy lithia, sodíku, cesia, excitovaného helia a ytterbia. Deexcitace lze pak využít, pokud existuje vibrační stav, jehož vlnová funkce má vhodný překryv nejen s vlnovou funkcí původního srážkového stavu základního elektronického stavu, ale i s vlnovými funkcemi některých jeho vázaných stavů. Těch pak lze dosáhnout například spontánním vyzářením dalšího vhodného fotonu, kdy se potenciální energie molekuly sníží zpět do základního elektronického stavu, ale již ne do srážkového stavu atomů, nýbrž do vhodného vázaného vibračního stavu (viz obr. 3). V jakých vibračních stavech se vzniklé molekuly budou nacházet, potom závisí na překryvu příslušných vlnových funkcí. Protože se musí použít dva fotony (jeden pro excitaci a druhý pro deexcitaci), tento proces se označuje jako dvoufotonová fotoasociace. Touto metodou byly fotoasociovány například molekuly rubidia, cesia či heteronukleární molekuly KRB a RbCs.

V roce 2000 se povedlo skupině Dana Heinzena fotoasociovat molekuly rubidia přímo v atomovém Boseho-Einsteinově kondenzátu [22]. I když tyto molekuly nebyly pozorovány, jejich vznik byl zaznamenán jako ztráta atomů z pasti. Až donedávna se totiž podařilo fotoasociovat pouze studené molekuly v excitovaných vibračních stavech, které podléhají deexcitacím při nepružných srážkách s okolními částicemi. Tento deexcitační proces vytvoří takové množství kinetické energie, že příslušné částice okamžitě opustí past. Životnost molekul v pasti je pak velmi krátká, což znemožňuje dosáhnout požadované hustoty. To je také hlavní důvod, proč se ještě molekuly získané fotoasociací nepovedlo zkonenzovat, i když se třeba vyráběly přímo v atomových kondenzátech. Proto je nezbytné pokusit se fotoasociovat atomy do základního vibračního stavu, kde jsou nepružné srážky podstatně omezeny. Tak by se dosáhlo dlouhé doby života molekul v pastech a následně i dostatečné hustoty molekulárního oblaku. Poprvé se povedlo fotoasociovat molekuly (v tomto případě RbCs) do základního vibronického stavu skupině DeMillea v roce 2005 [23]. Vhodná fotoasociační schémata využívající elektronicky excitovaných stavů (například se dvěma minimy na křivce potenciální energie), která by umožnila fotoasociaci do základního vibronického stavu, již byla navržena i pro řadu dalších molekul [24].

Feshbachovy molekuly

Druhá metoda výroby chladných molekul ze studených atomů využívá citlivosti interakcí mezi atomy s nenulovým jaderným spinem na magnetické pole. Nenulový jaderný spin dává atomům v magnetickém poli hyperjemnou energetickou strukturu, kde energetické hladiny jsou od sebe vzdáleny typicky desítky GHz. Interakce dvou takových atomů pak má za následek vznik speciálních molekulárních stavů – Feshbachových rezonancí. Energie některých Feshbachových rezonancí je velmi citlivá na magnetické pole. Pomocí magnetického pole se dá energie těchto rezonancí zvyšovat či snižovat vzhledem k disociačnímu rozhraní molekuly, a tím se podstatně mění vlastnosti srážek mezi jednotlivými atomy. Tohoto principu ladění pomocí magnetického pole bylo úspěšně využito například k dosažení již zmíněné kondenzace atomů cesia. Pokud se energie Feshbachovy rezonance změní natolik, že se z rezonance stane vázaný molekulární stav, pak molekulová složka plynu velice rychle zkolabuje. To je způsobeno tím, že se z sys-



Obr. 3 Schéma dvoufotonové fotoasociace chladných atomů rubidia. Ze srážkové hladiny nejnižšího spinově polarizovaného stavu ${}^3\Sigma_u^+$ jsou dva atomy fotoasociovány na nízko ležící vibrační hladinu elektronicky excitovaného stavu O_g^- molekuly rubidia (rovná šipka). Pak se molekula může spontánně deexcitovat na vysoce položené vibrační hladiny svého nejnižšího spinově polarizovaného stavu (vlnité šipky).

tému dvou atomů ve srážkovém stavu stala v podstatě dvou atomová molekula, tzv. *Feshbachova molekula*. Ta, i když zdědila velmi nízkou teplotu (kinetickou energii) příslušných atomů, se nachází v nejvyšším vibračním stavu, který je silně náchylný k nepružným srážkám. Přestože se tedy podařilo vyrobit například velmi chladné Feshbachovy molekuly v atomovém Boseho-Einsteinově kondenzátu rubidia ${}^{85}\text{Rb}$ [25], jejich životnost byla velmi krátká (pod jednu milisekundu) a v žádném případě se nedalo hovořit o stabilním molekulárním Boseho-Einsteinově kondenzátu.

V létě roku 2003 Grimmova skupina využila rozdílných magnetických momentů atomů a molekul a pomocí postupu založeného na Sternově-Gerlachově experimentu se jim podařilo oddělit atomovou složku od molekulární složky v případě velmi chladného plynu cesia [26]. I když se tím podařilo eliminovat nepružné srážky molekul s atomy, stabilní molekulární kondenzát se vytvořit nezdařilo. Nepružné srážky molekul s jinými molekulami stále převládaly nad pružnými srážkami v molekulárním oblaku. Přibližně v téže době skupina Debie Jínové vyrobila molekuly draslíku ze studených atomů fermionického izotopu draslíku ${}^{40}\text{K}$ [27] (molekula obsahující sudý počet fermionických atomů se chová jako boson, a proto je možné takové molekuly zkonenzovat). Tyto molekuly však stále měly krátkou životnost. Krátce poté Huletova skupina použila atomy fermionického izotopu ${}^6\text{Li}$ k výrobě molekul lithia s dlouhou životností (kolem jedné sekundy) [28]. Molekulární složku plynu se jim však zkonenzovat nepovedlo. Konečně na podzim roku 2003 se hned třem skupinám podařilo vyrobit stabilní molekulární Boseho-Einsteinovy kondenzáty z kvantově degenerovaných plynů fermionických izotopů ${}^6\text{Li}$ [29,30] a ${}^{40}\text{K}$ [31] (závod o první stabilní molekulární Boseho-Einsteinův kondenzát však skončil nerozhodně, protože články skupin Grimma a Jínové byly zaslány do časopisů *Science* a *Nature* ve stejný den). Základním předpokladem pro výrobu stabilních

» **Zdokonalené chlazení atomových plynů poskytlo jeden přirozený postup, jakým lze získat velmi studené molekuly: výrobu studených molekul v oblaku již ochlazených atomů.** «

» V blízké budoucnosti se dá předpokládat ještě větší zájem o velmi chladné molekuly... Jedním z hlavních cílů pak bude dosáhnout stavu kvantové degenerace v oblaku molekul, které jsou v základním vibronickém stavu. «

molekulárních kondenzátů (s dobou života kolem jedné sekundy) bylo nejen použití fermionických izotopů, ale zároveň naladění vhodné Feshbachovy rezonance velmi těsně pod disociační rozhraní molekuly. Taková molekula má vazební energii přibližně 100krát menší a vzdálenost mezi atomy 250krát větší, než když je v základním vibračním stavu. Protože je vzdálenost mezi atomy v molekule tak velká, atomy si zachovávají svůj individuální charakter a nepružné srážky jsou pak v případě fermionických izotopů podstatně omezeny Fermiho-Diracovou statistikou.

V roce 2005, téměř přesně deset let po uskutečnění první Boseho-Einsteinovy kondenzace v řídkých plynech, se Ketterleho skupině podařilo s využitím Feshbachových rezonancí uskutečnit další významný experiment [32]. V rotujícím oblaku velmi chladných atomů ${}^6\text{Li}$ poprvé pozorovali kvantové víry. Kvantové víry, které byly dříve pozorovány v některých supravodičích a v rotujících kondenzátech, nemohou vzniknout v klasické kapalině a považují se tedy za důkaz supratekutosti. V tomto experimentu zaznamenali tvorbu kvantových vírů nejdříve v rotujícím kondenzátu Feshbachových molekul ${}^6\text{Li}$. Když pak laděním magnetického pole změnili vázaný stav molekul na stav kontinua dvou atomů velmi blízko Feshbachovy rezonance, víry nezmizely, přestože molekulární kondenzát již neexistoval. Ve skutečnosti dvojice fermionických atomů vytvořily velmi slabě interagující Cooperovy páry, které jsou základním stavebním kamenem Bardeenovy-Cooperovy-Schriefferovy (BCS) teorie nízkoteplotní supravodivosti. Podobně jako Feshbachovy molekuly také Cooperovy páry mají bosonový charakter, a proto mohou kondenzovat a tvořit supratekutiny. Na rozdíl od Feshbachových molekul je interakce v Cooperově páru velmi slabá a vzdálenost mezi partnery může několikanásobně překročit průměrnou vzdálenost mezi částicemi v daném vzorku. Kvantově degenerovaný fermionický plyn, kde se vytvořilo hodně Cooperových párů, je v tzv. stavu BCS. A právě supratekutost je považována za důkaz existence velké množství Cooperových párů.

Experiment Ketterleho skupiny tak završil dvouleté úsilí pozorovat známky supratekutosti v řídkých kvantově degenerovaných fermionických plynech. V části vědecké komunity panuje přesvědčení, že podobné experimenty v řídkých fermionických plynech s laditelnými interakcemi mohou přispět k objasnění nejen vysokoteplotní supravodivosti, ale také například fyzikálních principů neutronových hvězd nebo kvark-gluonového plazmatu.

ZÁVĚREM

Za posledních třináct let dosáhly experimenty v oblasti Boseho-Einsteinovy kondenzace řídkých plynů nebývalých úspěchů. Celkem bylo ke konci roku 2007 zkondenzováno dvanáct různých izotopů, včetně izotopů prvků mimo třídu alkalických kovů, a kvantové degenerace bylo dosaženo ve dvou případech fermionických izotopů. Velmi chladné molekuly byly vytvořeny ve velmi chladných atomových plynech (jak fotoasociací, tak laděním do Feshbachových rezonancí) a dosaženo bylo také Boseho-Einsteinovy kondenzace v oblacích Feshbachových molekul. Pomocí magneticky laditelných Feshbachových rezonancí byl zrealizován spojitý přechod ze stavu BEC do stavu BCS a pozorována supratekutost v řídkém kvantově degenerovaném fermionickém plynu.

V blízké budoucnosti se dá předpokládat ještě větší zájem o velmi chladné molekuly, zejména pak o heteronukleární dvouatomové molekuly s permanentním elektrickým dipólovým momentem. Jedním z hlavních cílů pak bude dosáhnout stavu kvantové degenerace v oblaku molekul, které jsou v základním vibronickém stavu.

Autor děkuje MŠMT ČR za podporu výzkumného záměru 0021620835.

LITERATURA

- [1] A. Einstein: Sitzungsber. K. Preuss. Akad. Wiss. Phys. Math. Kl. 261 (1924), 3 (1925).
- [2] S. N. Bose: Z. Physik. 26, 178 (1924).
- [3] J. Hošek, J. Šebek: Čs. čas. pro fyz. 46, 69 (1996).
- [4] C. J. Pethick, H. Smith: *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*, Cambridge University Press, Cambridge, 2002.
- [5] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell: Science 269, 198 (1995).
- [6] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, R. G. Hulet: Phys. Rev. Lett. 75, 1687 (1995).
- [7] K. B. Davis, M. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, W. Ketterle: Phys. Rev. Lett. 75, 3969 (1995).
- [8] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner, T. J. Greytak: Phys. Rev. Lett. 81, 3811 (1998).
- [9] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, C. E. Wieman: Phys. Rev. Lett. 85, 1795 (2000).
- [10] A. Roberts, D. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook a A. Aspect: Science 292, 461 (2001); F. Pereira Dos Santos, J. Léonard, J. Wang, C. J. Barrelets, F. Perales, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan, M. Léduc, C. Cohen-Tannoudji: Phys. Rev. Lett. 86, 3459 (2001).
- [11] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, M. Inguscio: Science 294, 1320 (2001).
- [12] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, R. Grimm: Science 299, 232 (2003).
- [13] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, Y. Takahashi: Phys. Rev. Lett. 91, 040404 (2003).
- [14] T. Fukuhara, S. Sugawa, Y. Takahashi: Phys. Rev. A 76, 051604 (2007).
- [15] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stuhler, T. Pfau: Phys. Rev. Lett. 94, 160401 (2005).
- [16] G. Roati, M. Zaccanti, C. D'Errico, J. Catani, M. Modugno, A. Simoni, M. Inguscio, G. Modugno: Phys. Rev. Lett. 99, 010403 (2007).
- [17] B. DeMarco, D. S. Jin: Science 285, 1703 (1999).
- [18] A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Partridge, R. G. Hulet: Science 291, 2570 (2001).
- [19] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. L. Cornish, J. L. Roberts, E. A. Cornell, C. E. Wieman: Nature 412, 295 (2001).
- [20] J. M. Hutson, P. Soldán: Int. Rev. Phys. Chem. 25, 457 (2006).
- [21] K. M. Jones, E. Tiesinga, P. D. Lett, P. S. Julienne: Rev. Mod. Phys. 78, 483 (2006).
- [22] R. Wynar, R. S. Freeland, D. J. Han, C. Ryu, D. J. Heinzen: Science 287, 1016 (2000).
- [23] J. M. Sage, S. Sainis, T. Bergeman, D. DeMille: Phys. Rev. Lett. 94, 203001 (2005).
- [24] W. C. Stwalley: Eur. Phys. J. D 31, 221 (2004).
- [25] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. T. Thompson, C. E. Wieman: Nature 417, 529 (2002).
- [26] J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark, T. Weber, H.-C. Nägerl, R. Grimm: Science 301, 1510 (2003).
- [27] C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, D. S. Jin: Nature 424, 47 (2003).
- [28] K. E. Strecker, G. B. Partridge, R. G. Hulet: Phys. Rev. Lett. 91, 080406 (2003).
- [29] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. H. Denschlag, R. Grimm: Science 302, 2101 (2003).
- [30] M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, S. Gupta, Z. Hadzibabic, W. Ketterle: Phys. Rev. Lett. 91, 250401 (2003).
- [31] M. Greiner, C. A. Regal, D. S. Jin: Nature 426, 537 (2003).
- [32] M. W. Zwierlein, J. R. Abo-Shaer, A. Schirotzek, C. H. Schunck, W. Ketterle: Nature 435, 1047 (2005).