

PROČ JSOU STUDENÉ MOLEKULY TAK ŽHAVÉ?

BŘETISLAV FRIEDRICH

*Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Faradayweg 6, D-14195 Berlin, Německo
bretislav.friedrich@fhi-berlin.mpg.de
www.fhi-berlin.mpg.de/mp/friedrich*

Došlo 4.1.06, přijato 31.1.06.

Klíčová slova: záchyt molekul, elektrická a magnetická past, fotoasociace, Feshbachovy rezonance, chlazení molekul srážkami s nárazníkovým plynem, Starkovo zpomalování, zatížené kyvadlo, ultrastudená chemie, testování fundamentálních symetrií

1. Úvod

V první třetině minulého století došlo ve fyzice k největší revoluci od doby Isaaka Newtona. Z této revoluce vzešly dvě teorie, které definovaly stávající fyzikální éru, totiž obecná teorie relativity a kvantová teorie. Makrokosmos se stal doménou první, mikrokosmos druhé teorie.

Kvantová teorie se vyvíjela až do 30. let 20. století převážně jako teorie atomů a molekul. Atomy a molekuly tehdy sehrály roli jak inspirující múzy, tak i prubířského kamene rodící se moderní teorie mikrosvěta. Ve 40. letech tuto dvojí úlohu částečně převzala fyzika jádra a elementárních částic. V posledních desetiletích se k nim připojila i astrofyzika spolu s kosmologií, které mají zároveň klíčový dopad na teorii makrokosmu¹. Zatím není jasné, jak bude vypadat obraz přírody, který pod vlivem těchto, případně dalších múz vznikne. Převažuje ale domněnka, že to bude obraz, na němž vlastnosti mikro- a makrokosmu budou zachyceny teorií jedinou. Skončí tak dělba práce mezi kvantovou teorií a obecnou relativitou a mikrokosmos spolu s makrokosmem se stanou společnou doménou nové „teorie všeho“².

Atomová a molekulová fyzika prochází v současnosti obdobím nového rozkvětu, vyvolaného objevem metod dovolujících chladit či zpomalovat atomy a molekuly. Studené atomy a molekuly vykazují chování natolik nové a neobvyklé, že jim připadlo zvláštní místo na výsluní současné fyziky³; jejich studium získalo auru intelektuálního dobrodružství, jehož prostřednictvím se nejen atomová a molekulová fyzika, ale i fyzika jako celek ocitá na novém teritoriu. Fyzika atomů a molekul tak dnes patří k nejvítanějším fyzikálním oborům – téměř jako kdysi, v heroickém období vzniku kvantové teorie.

Nové fyzice se dostalo i široké publicity. Zprávy o dosažení Boseho-Einsteinovy kondenzace v plynu, vytvoření prototypu atomového laseru, nebo záchytu mole-

kul v magnetické pasti dokonce figurovaly na stránkách předních světových deníků. Výjimečná pozornost novinářů měla ale jistě také co činit s tím, že se v příslušných dnech ve světě zrovna nepříhodilo nic hrozného. Škoda, že studené atomy a molekuly nemají schopnost takový stav světa způsobovat ...

2. Základní rysy studených atomů a molekul

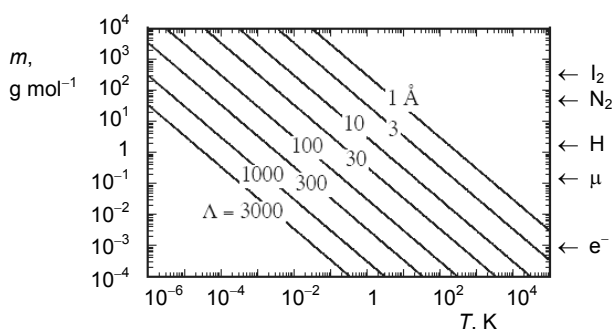
Při pokojové teplotě se atomy či molekuly plynu pohybují rychlostmi blízkými rychlosti projektilu vystřeleného z pušky – a také se v mnoha ohledech jako projektil chovají. Zklidní se pouze při teplotách blízkých absolutní nule (tj. $-273,15\text{ }^{\circ}\text{C}$); např. molekula dusíku se pohybuje rychlostí zdravého mravence (několik centimetrů za sekundu) až při teplotě jedné miliontiny stupně nad absolutní nulou (tj. $1\text{ }\mu\text{K}$). Při nízkých teplotách (rychlostech) dojde k dramatické změně chování atomů a molekul: jejich vlnové vlastnosti začnou převládat nad vlastnostmi částicovými – atomy či molekuly se stanou vlnami. Nabudou tedy charakter obvykle spojovaný s chováním světla či jiného elektromagnetického záření; na rozdíl od záření mají však tyto materiální vlny nenulovou klidovou hmotnost.

Zpomalením (ochlazením) je možno prodloužit dobu, po kterou lze dané atomy či molekuly pozorovat, a tak toto pozorování značně zpřesnit. Lze dokonce říci, že na pomalých atomech či molekulách je možné provádět ta nejpreciznější měření vůbec⁴. Kombinace neobvyklého vlnového chování a možnosti toto chování přesně pozorovat je tedy nanejvýš šťastnou okolností, která přispívá k rozmachu fyziky studených atomů a molekul.

Materiální vlny jsou charakterizovány de Broglieho vlnovou délkou⁵

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad \text{nebo} \quad \frac{h}{(2\pi mkT)^{1/2}} \quad (1)$$

kde $h = 6,63 \cdot 10^{-34}\text{ J s}$ je Planckova konstanta, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}\text{ J K}^{-1}$ Boltzmannova konstanta, m klidová hmotnost, v rychlost a T absolutní teplota. Nomogram na obrázku 1 ukazuje závislost de Broglieho vlnové délky na teplotě T a klidové hmotnosti m . Z tohoto nomogramu je např. možné vyčíst, že molekula dusíku (hmotnost 28 g mol^{-1}) má při pokojové teplotě (300 K) vlnovou délku $0,2\text{ }\text{\AA}$ (tj. $2 \cdot 10^{-9}\text{ cm}$). Vzhledem k tomu, že vazebná délka molekuly N_2 je zhruba $1,1\text{ }\text{\AA}$, vidíme, že tato vlnová délka je menší než rozměr molekuly N_2 . Ochlazením na teplotu 1 K vlnová délka N_2 vzroste na $3,3\text{ }\text{\AA}$, tj. nabyde velikosti stejného řádu jako rozměr molekuly (jenž se s teplotou nemění). Při snížení teploty na 1 mK vlnová délka N_2 vzroste na $104\text{ }\text{\AA}$, při teplotě $1\text{ }\mu\text{K}$ na



Obr. 1. Nomogram dovolující určit, jakou de Broglieho vlnovou délku λ má částice hmotnosti m při absolutní teplotě T ; napravo jsou šipkami vyznačeny hmotnosti molekul jódu a dusíku, atomu vodíku, a elementárních částic mionu a elektronu

3464 Å, tj. 0,35 μm . To je obrovská změna vzhledem k vlnové délce, kterou má dusík při pokojové teplotě: tato změna je dána faktorem $3464/0,2 = 17320 = (300/10^{-6})^{1/2}$, viz rovnici (1). Z tohoto příkladu vidíme, že ochlazením (zpomalením) se z původní molekuly-projektilu při pokojové teplotě (kdy rozměr molekuly řádově přesahuje její vlnovou délku) stane při teplotě 1 μK vlna, jejíž délka dramaticky přesahuje molekulové rozměry.

Abychom lépe ocenili, co to znamená, ujasněme si pojem „rozměru“ atomu či molekuly. Ten je dán velikostí vnější (valenční) slupky daného atomu nebo molekuly. Ale maximální velikost slupky není omezena ničím jiným než de Broglieho vlnovou délkou elektronů, které tuto slupku vytvářejí! Přestože hmotnost elektronu je 1836krát menší než hmotnost protonu, de Broglieho vlnová délka vázaného elektronu je malá. To je dáno tím, že vazebná energie vnějších elektronů (řádově 10 eV) odpovídá teplotám řádově 10^5 K, jak vyplývá z viriálového teorému⁶. Z nomogramu na obr. 1 ihned vidíme, že při těchto teplotách je vlnová délka elektronu řádově rovna 1 Å, tj. vazebné elektrony na sebe navzájem působí nejvýše právě na tuto vzdálenost. Ta pak určuje „typické rozměry“ atomu či malé molekuly, viz náš předchozí odkaz na velikost molekuly N_2 . Jaká je ale „velikost“ atomu či molekuly jako celku, tj. vzdálenost, na kterou celé atomy či molekuly (nikoli jejich vazebné elektrony) mohou pociťovat svou vzájemnou přítomnost? Maximální hodnota této vzdálenosti je dána rovněž de Broglieho vlnovou délkou – ale atomu či molekuly jako celku! Vidíme tedy, že ochlazení atomů či molekul vede k dalekosáhlému zvýšení jejich schopnosti vzájemně na sebe působit. To má nanejvýš dramatický dopad na srážky i kolektivní chování souborů studených atomů a molekul⁷. Právě odtud vyvěrá většina nové fyziky a chemie, kterou studené atomy a molekuly nabízejí.

3. Proč studené molekuly?

Během posledních několika let se řada výzkumných skupin – rozptýlených po celém světě, ale s těžištěm v Evropě – začala zabývat studiem studených molekul^{8,9}. Molekuly jsou totiž nejen složitější než atomy, ale také v mnoha ohledech zajímavější: kromě toho, že mají vibrační a rotační stupně volnosti, molekuly mohou nést dipólové (a jiné) elektrické a magnetické momenty. Tyto momenty molekulám propůjčují vlastnosti, které atomy jednoduše postrádají. Přitom právě na těchto vlastnostech lze založit nové principy (např. kvantových počítačů¹⁰) nebo dosáhnout kvalitativně nového chování hmoty (např. Boseho-Einsteinových kondenzátů strukturovaných elektrickou dipólovou interakcí¹¹).

Potíž je ale v tom, že zpomalovat či chladit molekuly je mnohem obtížnější než činit totéž s atomy. Určitou třídu atomů lze chladit prostřednictvím světla. Metoda tzv. laserového chlazení¹² je založena na mnohonásobném opakování cyklu pohlcení a vyzáření fotonu atomem. Jak pohlcení tak vyzáření fotonu jsou spojeny s přenosem hybnosti. Zatímco pohlcení se děje ve směru pohybu atomu, vyzáření nastává do směru náhodného. V průměru tak každý cyklus vede ke zpomalení atomu ve směru pohybu, tedy k ochlazení. Přes svoji eleganci a účinnost je použitelnost laserového chlazení ostře chemicky omezena: požadavek uzavřeného absorpčního a emisního cyklu totiž splňuje pouze hrstka atomů, nejlépe reprezentovaných skupinou alkalických kovů. Komplikovaná struktura energetických hladin většiny ostatních atomů a všech molekul činí metodu laserového chlazení nepoužitelnou. V případě molekul je to především jejich vibrační struktura, která molekuly diskvalifikuje: zákonitosti přechodů mezi vibračními hladinami totiž zpravidla způsobí rychlou depopulaci výchozího vibračního stavu a tím i ukončení absorpčního/emisního cyklu¹³. Raná éra výzkumu pomalých neutrálních částic tedy byla převážně „alkalickým věkem“.

4. Jak chytit molekulu

Při nízkých teplotách plyny kondenzují a mění se na kapaliny nebo pevné látky. Této kondenzaci je třeba předejít a zabránit tomu, aby se molekuly, z nichž plyn sestává, shlukly mezi sebou nebo s atomy, jež vytvářejí stěny nádoby, v níž je plyn obsažen. Toho lze dosáhnout tak, že se molekuly udržují ve vakuu při nízkých hustotách prostřednictvím elektrických nebo magnetických polí. Vzájemné působení mezi molekulami a těmito poli vytváří energetickou bariéru, jež plní funkci stěn nádoby. Taková nádoba se nazývá molekulovou pastí. Daná past může zadržovat pouze ty molekuly, jejichž pohybová energie je nižší než hloubka pasti (energetická bariéra). Proto je třeba molekuly před záchytem do pasti nejprve ochladit nebo zpomalit. To je důvodem, proč jdou obvykle chlazení a záchyt molekul ruku v ruce¹⁴.

5. Jak chladit molekuly

Nemožnost aplikovat laserové chlazení na molekuly byla výzvou pro hrstku nadšenců, kteří se zhruba v polovině 90. let rozhodli rozšířit výzkum pomalých neutrálních částic právě o molekuly. Nouze se i zde osvědčila jako matka invence: v posledních sedmi letech vznikla celá řada metod, dovolujících chladit molekuly. Tyto metody jsou založeny na nových principech nezávislých na laserovém chlazení.

V roce 1998 bylo dosaženo ochlazení první molekuly, radikálu CaH, studeným nárazníkovým plynem a podařil se i její magnetický záchyt^{15,16}. Vzápětí následovala syntéza homonukleárních bialkalických molekul fotoasociací alkalických atomů ochlazených laserem¹⁷. Nedávno bylo též dosaženo spojení studených atomů na základě srážek kontrolovaných tzv. Feshbachovou rezonancí¹⁸. Dvě poslední metody, založené na syntéze laserem ochlazených atomů, lze nazvat nepřímé. V současné době nepřímé metody vyvíjí a používá zhruba 20 výzkumných skupin. Některé z těchto skupin nyní obracejí svou pozornost na syntézu heteronukleárních bialkalických molekul. Výhody i nevýhody nepřímých metod jsou popsány v odstavci 5.1.

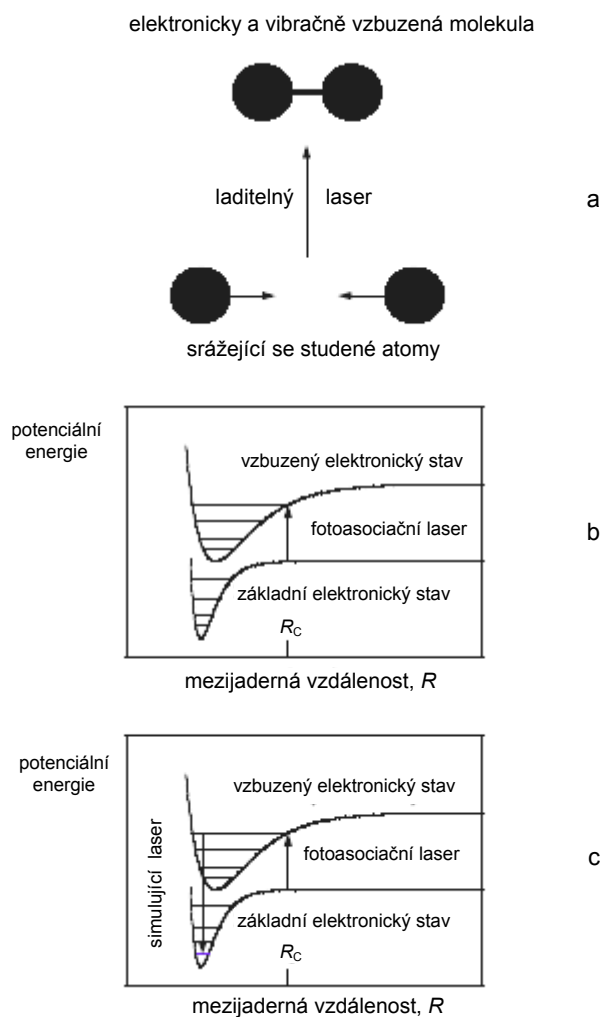
Přímé metody jsou založeny na chlazení již existujících molekul. Zhruba 15 výzkumných skupin se zabývá vývojem a použitím chlazení nárazníkovým plynem¹⁶, Starkovým zpomalováním^{19,20}, zpomalováním nerezonančními světelnými poli^{21,22}, zpomalováním impulzivními srážkami v molekulových paprscích²³, supersonickou expanzí z rotující trysky²⁴, nebo selekcí pomalé frakce Maxwellova-Boltzmannova rozdělení molekul efúzního paprsku²⁵. Všechny přímé metody vycházejí z relativně horkých molekul (200–1000 K), obvykle ve formě supersonického molekulového paprsku. Zatímco nepřímé metody jsou použitelné více méně jen k přípravě bialkalických molekul, přímé metody jsou univerzální, použitelné buď na rozsáhlé třídy molekul (např. Starkova decelerace na všechny polární molekuly, chlazení nárazníkovým plynem spojené s magnetickým záchytem na paramagnetické molekuly) nebo na jakékoli molekuly (ostatní přímé metody).

Připomeňme, že supersonická expanze plynu do vakua, již supersonický molekulový paprsek vzniká, vede k ochlazení všech stupňů volnosti molekuly, (v případě pulsních paprsků typicky na teplotu 1 K). Příslušná výchozí energie plynu je adiabaticky transformována na energii translační podél osy paprsku.

5.1. Syntéza studených molekul ze studených atomů

5.1.1. Fotoasociace

Proces fotoasociace dvojice atomů v jedinou molekulu je schematicky znázorněn na obr. 2a: srážející se volné atomy jsou vystaveny laserovému záření vhodné vlnové délky, které je vzbudí do společného vázaného (tj. molekulárního) stavu. Jelikož molekuly vytvořené



Obr. 2. Fotoasociace studených atomů v translačně studenou molekulu; (a) schéma srážky; (b) křivky potenciální energie molekuly v základním a vzbuzeném elektronickém stavu, s vyznačenou mezijadernou vzdáleností R_C , při které dochází k excitaci fotoasociačním laserem do vázaného elektronicky, vibračně a rotačně vzbuzeného stavu; (c) laserem stimulovaná emise do základního elektronicky, vibračně, a rotačně základního stavu

fotoasociací mají translační teplotu výchozích atomů, lze touto metodou získat ze studených atomů studené molekuly.

Obr. 2b ukazuje závislost potenciální energie atomů na vzdálenosti jejich jader (tj. křivku potenciální energie) pro případy, kdy jsou dané atomy v základním nebo ve vzbuzeném elektronickém stavu. Rovněž vyznačeny jsou vibrační hladiny základního a vzbuzeného molekulárního stavu. Srážka dvojice atomů v základním elektronickém stavu nemůže vést k vytvoření vázaného stavu: chybí totiž mechanismus, kterým by se interagující atomy zbavily své

energie a spadly do potenciálové jámy základního stavu. Vázaný stav je však možné vytvořit ve stavu vzbuzeném: stačí jen vhodným zářením excitovat srážející se atomy do některého z vibračních stavů příslušejících horní křivce potenciální energie, viz obr. 2b. Tento stav má pak automaticky energii nižší než je hloubka potenciálové jámy elektronicky vzbuzeného stavu (translační energie studených atomů je zanedbatelná vůči energii vibrační).

Vytvořením elektronicky a vibračně vzbuzeného vázaného stavu ale příběh nekončí, nýbrž spíše začíná: tento stav je totiž pouze metastabilní a rychle se samovolně rozpadá (typicky během 1 μ s) buď zpátky na atomy v základním stavu nebo na molekulu v základním elektronickém ale vibračně vzbuzeném stavu (střední doba života vzbuzeného vibračního stavu je řádově 100 ms).

V tom, že vzniknou molekulové stavy silně vibračně vzbuzené, je ale potíže. Dojde-li mezi molekulami v takových stavech ke srážce, jejich vibrační energie se zpravidla s velkou účinností přenesou na energii translační, čímž se molekuly stanou translačně žhavými (1000 K i více); celé úsilí molekuly translačně ochladit se tím obrátí v niče. Zatím byly fotoasociací připraveny malé vzorky čítající okolo 10^4 zpravidla homonukleárních bialkalických molekul Cs_2 , Rb_2 , K_2 , a Li_2 .

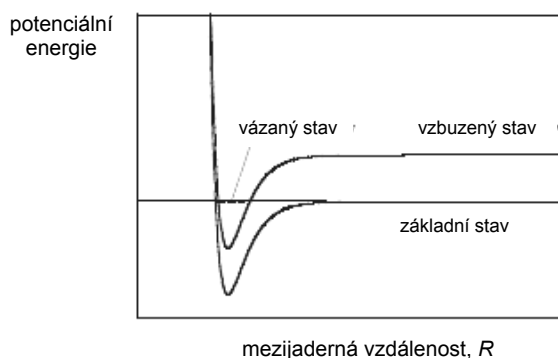
V posledním roce se podařilo přechod z elektronicky vzbuzeného stavu stimulovat použitím dalšího záření (druhého laserového pole) a cíleně tak převést populaci vzbuzeného stavu do stavu elektronicky i vibračně základního, obr. 2c. Tato metoda, která funguje na stejném principu jako koherentní přenos populace (jenž je základem např. elektromagneticky indukované transparence), je obzvlášť dobře aplikovatelná na heteronukleární bialkalické molekuly – které jsou žádané, neboť jsou polární (tj. mají elektrický dipólový moment). Zatímco křivky potenciální energie jak základního, tak i vzbuzeného stavu heteronukleárních molekul vykazují závislost typu R^{-6} při velkých mezijaderných vzdálenostech R , v případě homonukleárních dimerů má tuto závislost pouze stav základní. Elektronicky vzbuzený stav homonukleárních dimerů totiž vykazuje závislost typu R^{-3} , danou výměnnou interakcí. Vzhledem k tomu, že fotoasociační krok nastává při velkých mezijaderných vzdálenostech, potenciál typu R^{-3} (který je posunut k větším mezijaderným vzdálenostem) umožňuje dobrý překryv (tj. velký Franckův-Condonův faktor) mezi některým z vibračních stavů elektronicky vzbuzeného stavu a základním elektronickým stavem. Ve druhém, stabilizačním kroku takový překryv zvýhodní přechod buď do nevázaného stavu volných atomů nebo do některého vysoce vibračně vzbuzeného stavu elektronického základního stavu. V případě heteronukleárních molekul je zvýhodněn stimulovaný přechod přímo do základního vibronického (tj. vibračního i elektronického) stavu. Výsledkem je pak molekula studená ve všech stupních volnosti, s translační teplotou řádově 100 μ K. Tato nepřímá metoda chlazení byla zatím demonstrována na molekulách RbCs (cit.²⁶) a KRb (cit.²⁷).

5.1.2. Feshbachovy rezonance

Metoda syntézy studených molekul založená na srážkách studených atomů kontrolovaných Feshbachovými rezonancemi je jednoduchá v principu, ale v praxi značně technicky náročná. Nicméně se již touto metodou podařilo – několika skupinám nezávisle – vytvořit nejen studené molekuly, ale dokonce i molekulové Boseho-Einsteinovy kondenzáty (molekul K_2 a Li_2). Jako by ani to nestačilo, Feshbachovy rezonance hrají rovněž klíčovou roli při studiu přechodu mezi Boseho-Einsteinovým kondenzátem molekul a souborem korelovaných Cooperových párů atomových konstituentů těchto molekul. To je téma, které se dotýká mnohačasticové fyziky, s důsledky pro výzkum jádra, supratekutosti a supravodivosti, včetně té tzv. vysokoteplotní²⁸.

Příklad Feshbachovy rezonance je ukázán na obr. 3. Ta nastává tehdy, když se energie srážejících se atomů (v daném elektronickém stavu) rovná energii vázaného stavu molekuly sestávající ze stejných atomů ale v jiném elektronickém stavu. V případě, kdy volný a vázaný stav mají rozdílné dipólové momenty, lze relativní energii těchto stavů měnit účinkem vnějšího pole. Vzhledem k tomu, že Feshbachova rezonance dramaticky zvětšuje velikost interakce (srážkový průřez) atomů v obou elektronických stavech, lze vnějším polem velikost této interakce ladit a tak vznik molekul řídit. V dosavadních experimentech bylo k tomuto účelu používáno magnetické pole a jeho účinek na rozdílné spinové magnetické dipólové momenty volného a vázaného stavu.

Molekuly vytvořené Feshbachovou rezonancí jsou v těch nejvyšších vibračních a rotačních stavech, často jen zlomek mK pod disociační mezi. Tak jako každý vzbuzený stav, mají i tyto stavy tendenci relaxovat do nižších stavů; dostupné nižší stavy jsou ale zpravidla nevázané, takže relaxační proces (indukovaný vzájemnými srážkami) vede ke konverzi molekul zpět na atomy. Výsledkem je,



Obr. 3. Schéma energetických hladin vedoucích k Feshbachově rezonanci mezi vázaným (vibračním a rotačním) stavem elektronicky vzbuzeného stavu (vyznačeno čerchovaně) a energií stavu základního (danou asymptotickou energií volných – a pomalých – atomů; vyznačeno tenkou horizontální čarou)

že „Feshbachovy molekuly“ téměř okamžitě zaniknou. Pokud ovšem nesestávají z atomů, které jsou fermiony!

Připomeňme, že veškeré nerozlišitelné částice (a právě takovými se fyzika mikrosvěta zabývá) lze rozdělit do dvou skupin, na bosony a fermiony, podle toho, jak se chovají při záměně. To, zda je daná částice boson anebo fermion, je jednoznačně určeno jejím spinem: částice, jejíž spin je celočíselným násobkem elementárního kvanta momentu hybnosti (Planckovy konstanty vydělené 2π), je boson; částice, jejíž spin je poločíselným násobkem elementárního kvanta, je fermion. Např. fotony a mezony jsou bosony; protony, neutrony a elektrony jsou fermiony. Charakter složené částice, jako je atom nebo molekula, lze jednoduše určit podle toho, zda obsahuje sudý nebo lichý počet fermionů: v prvním případě je složená částice bosonem, ve druhém fermionem. Odtud ihned plyne, že (elektroneutrální) atomy, jejichž jádra obsahují sudý počet neutronů, jsou bosony; atomy, jejichž jádra obsahují lichý počet neutronů, jsou fermiony. Homonukleární dvouatomové molekuly jsou vždy bosony. Bosony a fermiony vykazují dramaticky odlišné kolektivní chování: zatímco bosony se rády shlukují a vytvářejí husté soubory (např. fotony v laserovém rezonátoru), fermiony se jeden druhému vyhýbají (toto chování našlo vyjádření v Pauliho vylučovacím principu, který mimo jiné spoluurčuje atomové konfigurace a tím i chemické vlastnosti prvků). Pauliho vylučovací princip má rovněž dopad na osud Feshbachových molekul.

V závislosti na tom, zda Feshbachova molekula sestává z bosonů nebo fermionů, je její rozpad na atomy buď urychlen nebo zpomalen. Zpomalení rozpadu (v případě molekuly sestávající z fermionů) je natolik dramatické, že poskytuje dostatek času k důkladnému experimentálnímu studiu těchto molekul. Výsledky tohoto studia patří k tomu nejúžasnějšímu, co se zatím se studenými atomy a molekulami podařilo udělat.

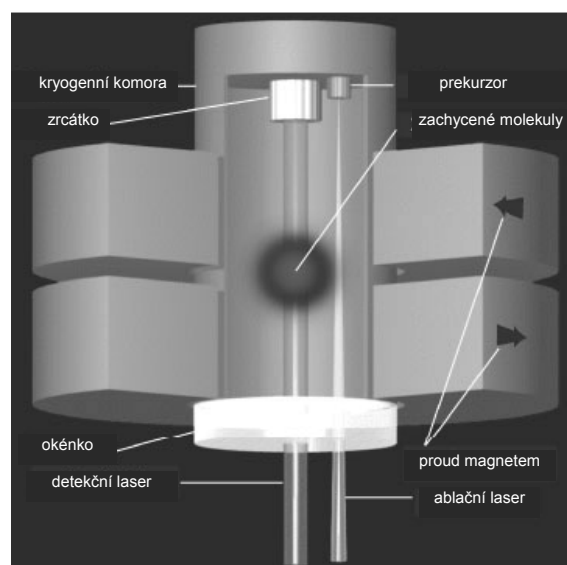
Feshbachova magnetická rezonance (v případě $^6\text{Li}_2$ nebo $^{40}\text{K}_2$) nastává na rozhraní dvou odlišných režimů kolektivního chování těchto systémů: na jedné straně tohoto rozhraní jsou pevně vázané molekuly, které podléhají Boseho-Einsteinově kondenzaci (režim BEK); na druhé straně rozhraní je supratekutý stav, podobný stavu Cooperových párů elektronů v supravodiči (tzv. režim Bardeenův-Cooperův-Schriefferův, BCS). Možnost detailně studovat „fázový přechod“ mezi režimem BEK a BCS a citlivě kontrolovat všechny parametry, které tento přechod určují, znamená pro fyziku kondenzované fáze sen, který se stal skutečností. Po mnoha desetiletích úsilí, opírajícího se o tradiční metody fyziky kondenzované fáze, se tak dostavilo rozuzlení, které vzešlo nečekaně z fyziky atomové a molekulové. V této souvislosti je instruktivní si připomenout, že atomová a molekulová fyzika byla před dvaceti lety považována za dokončenou kapitolu vědy 20. století a nic nového se od ní již neočekávalo ...

5.2. Chlazení nebo zpomalování existujících molekul a jejich záchyt

Přímé metody chlazení nebo zpomalování existujících molekul jsou nápadné svou rozmanitostí a svědčí o velké vynalézavosti svých autorů. Jako nejdůležitější se osvědčilo chlazení srážkami s nárazníkovým plynem a Starkovo zpomalování. V následujícím bude tedy těmto dvěma metodám věnováno více místa než metodám ostatním, které popíšeme jen telegraficky.

5.2.1. Chlazení srážkami s nárazníkovým plynem a magnetický záchyt paramagnetických molekul

Metoda chlazení srážkami se studeným nárazníkovým plynem byla vypracována na Harvardově univerzitě skupinou Johna Doylea v letech 1994–1998 (cit.^{15,16}). Nárazníkový plyn (helium, He) je sám chlazen tepelným kontaktem se standardním chladicím zařízením (kryostatem či zředňovacím refrigerátorem). Přesněji řečeno, nárazníkový plyn zprostředkovává výměnu tepla mezi chlazenými atomy či molekulami a kryogenním zařízením. Pro-



Obr. 4. Schéma magnetické pasti plněné termalizací nárazníkovým plynem; cívky supravodivého elektromagnetu, energizované proudem opačného směru (anti-Helmholtzovo uspořádání), vytvářejí téměř kulově symetrické nehomogenní magnetické pole, jehož síla roste úměrně se vzdáleností od nulové hodnoty v centru pole k maximu (zhruba 3 Tesla) na okraji pole. Měděná kryogenní komora v otvoru magnetu je tepelně spojena se zředňovacím refrigerátorem, který ji chladí na teplotu zhruba 300 mK. Kryogenní komora je naplněna nárazníkovým plynem o hustotě zhruba 10^{16} atomů He na cm^3 . Molekuly či atomy jsou v tomto případě vpraveny do studeného nárazníkového plynu ablací vhodného prekursoru, umístěného přímo v komoře. Převzato z práce¹⁶

tože metoda je nezávislá na struktuře energetických hladin či jiných zvláštních attributech chlazených částic, je stejně dobře aplikovatelná na atomy jako na molekuly.

Termalizační proces, jenž vede k vyrovnání teploty mezi nárazníkovým plynem a molekulami vpravenými do nárazníkového plynu (o vpravování více níže), je výsledkem pružných srážek mezi atomy helia a ochlazovanými molekulami. Za typických podmínek je třeba zhruba stovky těchto srážek. Abychom zajistili dostatečně rychlou termalizaci ochlazovaných částic – a to na dráze, jež je menší než rozměry kryogenní komory (tj. několik centimetrů) – musí mít nárazníkový plyn dostatečně velkou hustotu (počet atomů helia na objemovou jednotku). Jelikož hustota klesá s klesající teplotou, existuje jistá minimální teplota, pod kterou je hustota pro termalizaci příliš nízká (zhruba 10^{16} atomů na cm^3). Tato minimální teplota činí 240 mK v případě isotopu ^3He (jenž má nejvyšší hustotu ze všech stabilních látek při nízkých teplotách).

Jak chlazení nárazníkovým plynem, tak i magnetická past vyžadují kryogeniku a lze tedy výhodně kombinovat chlazení s magnetickým zachytem. Schéma experimentálního zařízení je ukázáno na obr. 4. Zařízení sestává ze tří částí: supravodivého magnetu, kryogenní komory a zředovacího refrigerátoru (ten není ukázán).

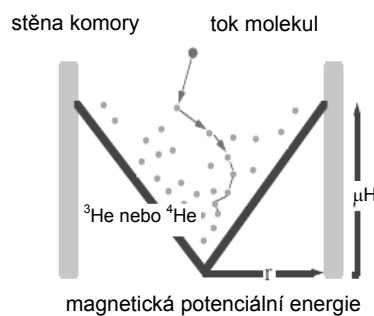
Magnet sestává ze dvou cívek, jimiž prochází elektrický proud v opačných směrech (tomuto uspořádání se říká anti-Helmholtzova konfigurace). Cívky se navzájem silně odpuzují a jsou drženy pohromadě titanovým sudem. Celý magnet je ponořen do kapalného helia.

Měděná kryogenní komora, naplněná nárazníkovým plynem, je umístěna ve středu magnetu. Kryogenní komora je tepelně spojena měděnou kotvou se směšovací komorou refrigerátoru. Teplotu kryogenní komory lze snadno měnit mezi 100 a 800 mK pomocí topného elektrického odporu.

První molekula, kterou se podařilo ochladit termalizací nárazníkovým plynem a zachytit v magnetické pasti, byl monohydrid vápníku (CaH), který byl připraven *in situ* laserovou ablací (ozářením pulsním laserem) pevného (a kovu podobného) hydridu vápenatého (CaH_2). Molekuly CaH nesou magnetický moment velikosti jediného Bohrova magnetonu.

Osud molekul v kryogenní komoře lze dobře sledovat laserovou spektroskopií, např. fluorescencí indukovanou laserem. Závislost intenzity fluorescence na vlnové délce laserového paprsku poskytuje fluorescenční spektrum. Fluorescenční spektra je možné měřit v závislosti na čase (jenž začíná běžet po odpálení ablačního pulzu).

Před zapnutím magnetického pole spektrum ukazuje, že termalizované molekuly jsou studené nejen translačně, ale že jsou rovněž v základním rotačním a vibračním stavu. Po zapnutí pole přechází v případě molekul CaH tento základní rotační stav ve dva Zeemanovy stavy: stav, jehož energie roste a stav, jehož energie klesá s rostoucí silou magnetického pole. Při vystavení nehomogennímu (prostorově se měnícímu) magnetickému poli budou molekuly v prvním stavu vyhledávat oblast minima síly pole, ve druhém stavu oblast maxima síly pole. Toto chování



Obr. 5. **Schéma magnetického zachytu;** termalizované molekuly mají translační (i vnitřní) energii, jež je nižší než jejich magnetická potenciální energie (ve stavech, jejichž energie roste s rostoucí silou pole)

odráží všeobecnou tendenci dosáhnout stavu minimální energie.

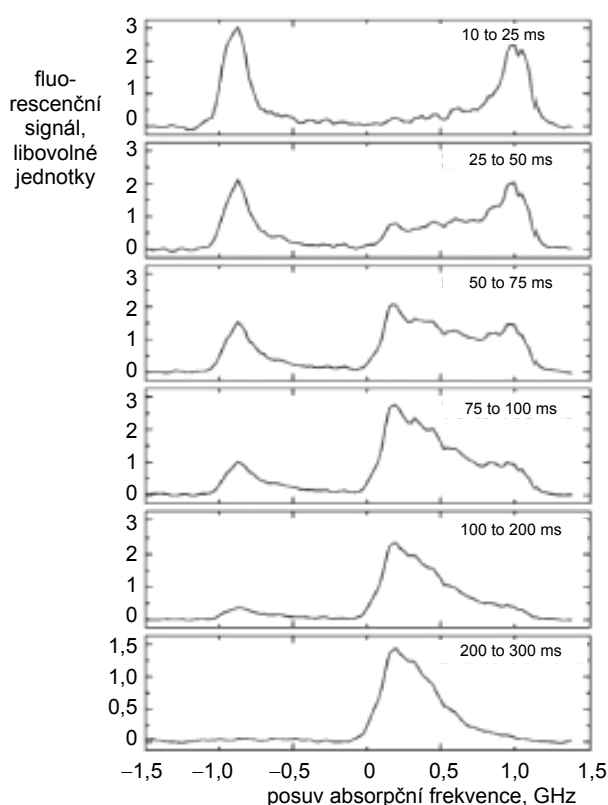
Síla anti-Helmholtzova statického nehomogenního magnetického pole roste přímo úměrně se vzdáleností od nuly v centru k jisté maximální hodnotě na okraji pole. Takové magnetické pole odchyluje molekuly ve stavech, jejichž energie roste s rostoucí silou pole, směrem k minimu v centru pole a molekuly ve stavech, jejichž energie klesá s rostoucí silou pole, směrem k maximum na okraji pole. Obr. 5 ukazuje schéma magnetické pasti. Místo abychom znázorňovali měnící se velikost magnetického pole, vynesli jsme energii stavu, jež roste s rostoucí silou pole. Právě tato energie představuje onu stěnu, vymezující magnetickou past.

Molekuly vpravené do kryogenní komory difundují nárazníkovým plynem a jsou tak ochlazeny na jeho teplotu. Ve středu komory (kde nastává minimum anti-Helmholtzova magnetického pole) pak zůstane levitující zachycený soubor paramagnetických molekul.

Fluorescenční spektrum na obr. 6 ukazuje, že molekuly ve stavu, jehož energie klesá s rostoucí silou pole, jsou vytlačovány do oblasti maxima pole, kde narážejí na studenou stěnu kryogenní komory a jsou na ní adsorbovány. Na druhou stranu, molekuly ve stavu, jejichž energie roste s rostoucí silou pole, jsou tlačeny do středu pasti (tj. směrem k minimu magnetického pole). Po uplynutí zhruba 300 ms měřené rozdělení hustoty zachycených molekul odpovídá rovnovážnému Maxwellovu-Boltzmannovu rozdělení při teplotě blízké teplotě nárazníkového plynu. Analýza dat ukázala, že bylo v pasti zachyceno zhruba 10^8 molekul CaH při teplotě 400 mK.

Fluorescenční spektra zachyceného molekulového souboru obsahují velké bohatství údajů, a to nejen o dynamice procesu zachytu, ale i o zachycených molekulách samých, např. o jejich elektronické struktuře²⁹.

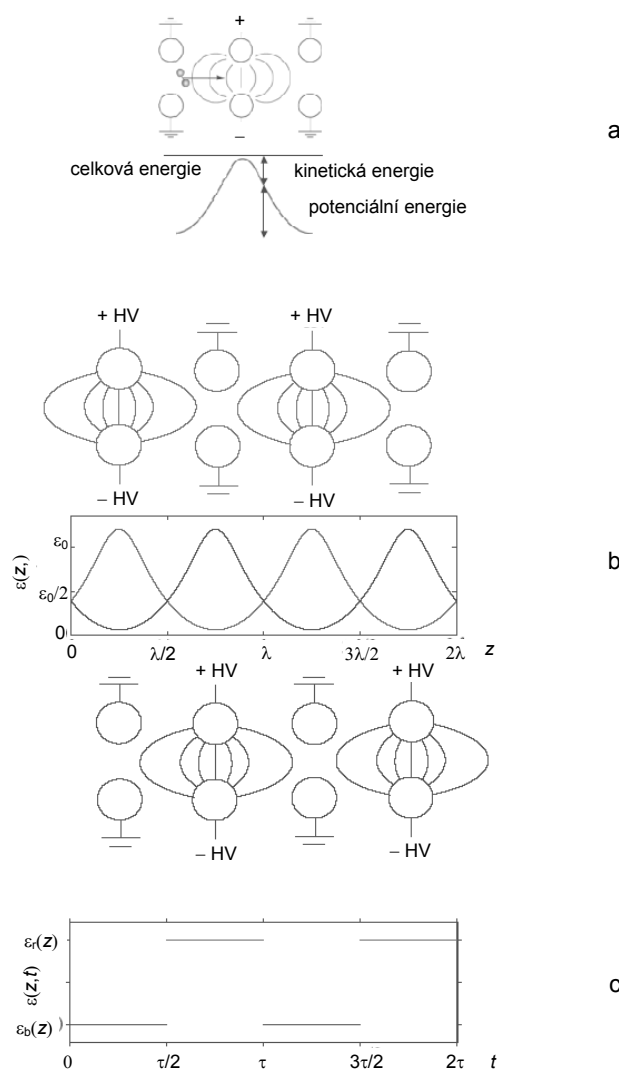
Chlazení studeným nárazníkovým plynem dovoluje dosáhnout teploty zhruba 0,5 K, což není teplota ultrastudená. Velkou předností metody (kromě její obecné aplikovatelnosti) je její schopnost ochladit a magneticky zachytit vysoké počty molekul. Odpálením frakce zachycených



Obr. 6. Fluorescenční spektra zachycených molekul jako funkce času po odpálení ablačního laseru; zatímco molekuly ve stavu, jehož energie klesá s rostoucí silou magnetického pole, jsou vypuzeny z pasti (levé maximum), molekuly ve stavu, jehož energie roste s rostoucí silou pole, jsou vtaženy do oblasti minima pole (pravé maximum). Z analýzy spekter je zřejmé, že bylo zachyceno zhruba 10^8 molekul CaH. Zachycené molekuly vykazují Maxwellovo-Boltzmannovo rozdělení translačních energií, příslušející teplotě zhruba 400 mK. Převzato z práce¹⁵

molekul je pak možno soubor ochladit na teplotu o několik řádů nižší, a dosáhnout tak ultrastudených teplot. Dosa-
vadní počty zachycených molekul (spolu s dalšími fakto-
ry) zatím nedovolily toto tzv. výparné chlazení účinně
použít.

Počet zachycených molekul je dán hlavně metodou jejich *vpravení* do nárazníkového plynu. Metoda laserové ablace nedovoluje (jediným laserovým pulsem) „odpařit“ více než 10^8 – 10^{12} molekul. Proto bylo v poslední době značné úsilí věnováno vývoji alternativní metody vpravování molekul do kryogenního prostředí. Nová metoda je založena na použití molekulového paprsku vytvořeného z molekul, které mají být ochlazeny. Tento paprsek je zároveň použit k „transportu“ molekul do kryogenní komory. Ta musí být vybavena otvorem dovolujícím průchod paprsku. Nárazníkový plyn stejným otvorem samozřejmě uniká a jeho atomy se srážejí s molekulami paprsku na jejich cestě do kryogenní komory. Naštěstí se ukázalo, že je možné tyto nežádoucí srážky omezit



Obr. 7: (a) Schéma Starkova zpomalování. Celková energie molekuly sestává z potenciální a kinetické energie. Viz text. (b) Prostorová závislost elektrického pole $\varepsilon(z)$ vytvořeného čtveřicí párů elektrod. V horní konfiguraci jsou elektrody prvního a třetího páru připojeny ke zdrojům vysokého napětí (HV) opačného znaménka (typicky ± 20 kV), zatímco elektrody druhého a čtvrtého páru jsou uzemněny. V dolní konfiguraci jsou elektrody prvního a třetího páru uzemněny, zatímco elektrody druhého a čtvrtého páru jsou připojeny ke zdrojům vysokého napětí opačného znaménka. Vytvořené elektrické pole mezi elektrodami v podélném směru z (podél dráhy zleva doprava se pohybující molekuly) dosahuje hodnoty zpravidla 100 kV/cm. Potenciální (Starkova) energie typické dvouatomové molekuly v takovém elektrickém poli dosahuje zhruba 1 K v maximum pole. (c) Časová závislost elektrického pole $\varepsilon(z,t)$ daná přepínáním mezi horní a dolní konfigurací. Vyznačeny jsou rovněž prostorová a časová perioda λ a τ . Převzato z prací^{19,30}

(volbou vhodného tlaku nárazníkového plynu uvnitř kryogenní komory a jeho vynalézavým čerpáním vně komory). A tak se zdá, že vpravování molekul do kryogenního prostředí molekulovým paprskem má před sebou skvělou

budoucnost. Zatím se touto metodou podařilo termalizovat 10^{14} molekul radikálů NH získaných disociací pulzu molekul NH_3 elektrickým výbojem.

5.2.2. Starkovo zpomalování a elektrický záchyt polárních molekul

Metoda Starkova zpomalování (nebo urychlování) dovoluje nejen libovolně měnit rychlost polárních molekul, ale zároveň i vybrat jejich vnitřní stav (elektronický, vibrační, rotační, hyperjemný) a orientaci¹⁹. Metoda tedy umožňuje úplnou kontrolu molekul ... I když princip metody byl znám přes půl století, k úspěšné realizaci Starkova zpomalovače/urychlovače došlo až v roce 1999, ve skupině Gerarda Meijera na univerzitě v Nijmegen (Gerard Meijer mezitím odešel do Berlína) a ve skupině Harveyho Goulda v Berkeley.

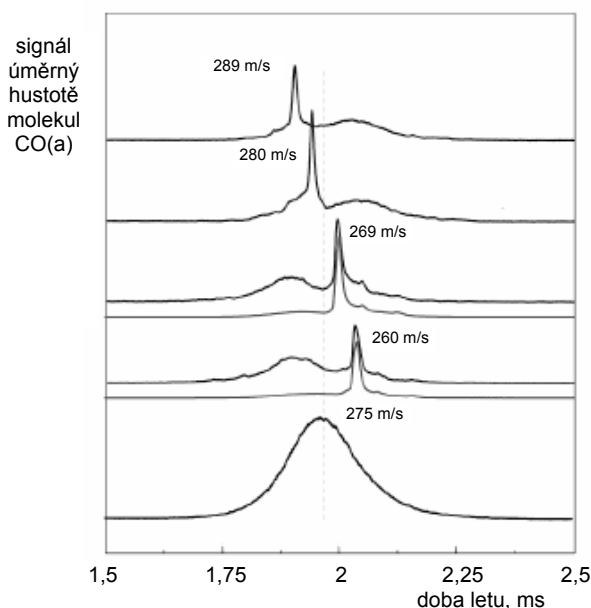
Metoda používá časově závislé nehomogenní elektrické pole, jehož prostřednictvím je kontrolována Starkova energie molekul. Starkova energie reprezentuje potenciální energii molekul v elektrickém poli. Její změna je kompenzována změnou energie translační, tak jak to diktuje zákon zachování energie. Dochází tak buď ke zpomalení nebo k urychlení molekul, podle toho, zda je jejich Starkova energie pozitivní nebo negativní. V dalším se omezíme – v souladu s předmětem tohoto článku – na diskusi případu zpomalování, kdy je translační energie molekul snižována pozitivní Starkovou energií. Obr. 7a schematicky znázorňuje, co se stane, když molekula ve stavu, jehož Starkova energie roste se silou elektrického pole, proletí nehomogenním elektrickým polem. Potenciální energie molekuly vzroste od nuly do maxima a pak opět klesne na nulu. Translační energie současně odpovídající měrou klesne a pak zase vzroste (kinetická energie je dána rozdílem mezi vynesenu křivkou Starkovy energie a konstantní hladinou celkové energie, vyznačenou horizontální čarou). Uvažujme nyní modifikovaný scénář: molekula vletí zleva do elektrického pole (tak jako předtím), ale v okamžiku, kdy dosáhne maxima potenciální energie (a tedy minima energie kinetické), elektrické pole vypneme (tj. střední pár elektrod uzemníme). Vypneme-li pole dostatečně rychle, tj. během doby tak krátké, že se molekula nestáčí během vypínání pohnout, molekula ztracenou translační energii znovu nenabyde a bude tedy zpomalena! Vzhledem k tomu, že odňatá kinetická energie obnáší typicky pouhý 1 K (kinetická energie vydělená Boltzmannovou konstantou), je třeba postup zpomalování mnohokrát opakovat, neboť typická výchozí translační energie molekul činí řádově 100 K (ve schématu na obr. 7a jsme tedy měli správně umístit hladinu celkové energie zhruba stokrát výše než jak jsme to s ohledem na přehlednost obrázku učinili).

Obr. 7b ukazuje, jak je opakování postupu ve Starkově zpomalovači realizováno. Schéma ukazuje zpomalovač sestávající ze čtyř párů elektrod. Podle toho, které páry jsou aktivovány a které uzemněny, nabývá vytvořené nehomogenní pole jedné ze dvou možných konfigurací. Horní konfigurace vytváří pole, jehož prostorová závislost vykazuje maxima při $\lambda/4$, $5\lambda/4$, atd., kde λ je prostorová

perioda elektrického pole. Pole vytvořené dolní konfigurací vykazuje maxima při $3\lambda/4$, $7\lambda/4$, atd. Elektrické pole je možno rychle přepínat z jedné konfigurace do druhé. Střídání konfigurací je načasováno tak, aby molekula stále „stoupala do kopce“. Obr. 7c ukazuje časovou závislost elektrického pole: vzhledem k tomu, že je potřeba pole synchronizovat se stále pomalejším pohybem molekuly, musí být odpovídající frekvence přepínání mezi oběma konfiguracemi pole stále menší. Vynesená časová závislost rovněž ukazuje, že doba přepínání mezi konfiguracemi pole je mnohem kratší než doba $\tau/2$, po kterou je jedna či druhá konfigurace zapnuta.

Obr. 8 ilustruje účinek Starkova urychlovače/zpomalovače na pulz molekul $\text{CO}(a^3\Pi_1)$. Ten spočívá v tom, že urychlovač/zpomalovač vybere frakci původního rozdělení rychlostí a přemístí ji buď k vyšším nebo k nižším rychlostem. Vlastní experimentální zařízení je ukázáno na obr. 9. Sestává ze 108 párů elektrod; rovněž ukázán je pohled na elektrody z perspektivy urychlovaných/zpomalovaných molekul.

Aby bylo možno zpomalit pulz molekul se širokým rozdělením souřadnic a rychlostí, je potřeba provést proces zpomalování za podmínek tzv. fázové stability. Tento pojem stojí za bližší objasnění, o které se nyní pokusíme



Obr. 8. Účinek Starkova zpomalovače na rozdělení rychlostí molekulového paprsku; dolní křivka zachycuje rozdělení rychlostí (dob letu) původního molekulového paprsku. Horní křivky ukazují, že Starkův urychlovač/zpomalovač vyčlení frakci molekul z původního rozdělení a posune ji buď k vyšším rychlostem (kratším dobám letu) nebo nižším rychlostem (delším dobám letu). Měření bylo provedeno na molekulách CO v metastabilním elektronickém stavu. Šedé křivky odpovídají Monte Carlo simulacím molekulových trajektorií v elektrickém poli Starkova urychlovače/zpomalovače. Převzato z práce¹⁹

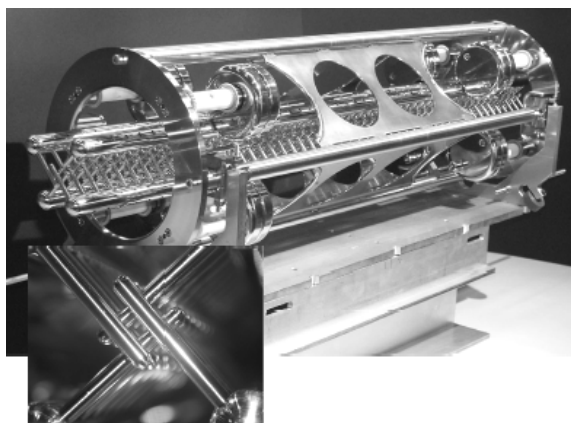
na základě analytického modelu Starkova zpomalovače/urychlovače.

Proces zpomalování/urychlování se podařilo popsat analyticky až nedávno³⁰. Příslušný analytický model je navíc exaktní, takže obsahuje veškerou fyziku, která může ve Starkově zpomalovači/urychlovači nastat. Model vychází z Fourierovy analýzy prostorové a časové závislosti elektrického pole zpomalovače, která ukazuje, že pole sestává z nekonečně mnoha vln. Tyto vlny se pohybují v obou směrech podél osy zpomalovače a vyznačují se tím, že mají ostře definované fázové rychlosti

$$V_{n,l} = \frac{n}{l} V_0 \quad (2)$$

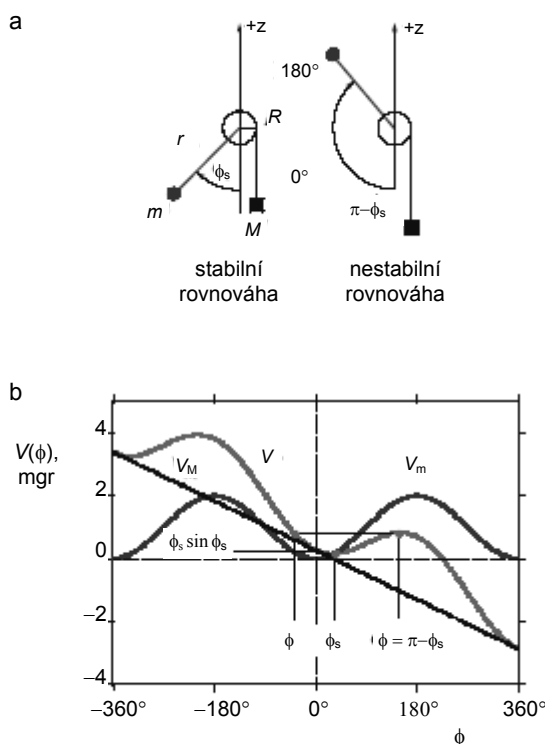
kde n a l jsou lichá přirozená čísla. Veličina $V_0 = \lambda/\tau$ představuje „fundamentální“ fázovou rychlost (danou poměrem prostorové, λ , a časové, τ , periody nehomogenního elektrického pole zpomalovače). Vystává otázka, se kterými molekulami (jež pošleme do zpomalovače) bude interagovat která vlna? Intuice nám napovídá, že molekuly budou silně interagovat s takovou vlnou, jejíž fázová rychlost je blízká rychlosti molekul. Ale jak blízká musí tato rychlost být, aby vlna dané molekuly „svezla“? Odpověď vyplývá z analýzy dynamiky problému.

Sestavíme-li pohybovou rovnici pro molekulu interagující s libovolnou vlnou, zjistíme, že rovnice je izomorfní s pohybovou rovnicí tzv. zatíženého kyvadla. Zjištění tohoto druhu činí fyzika šťastným: může se totiž poučit o novém, neznámém problému (Starkově zpomalovači) na základě jiného problému, jehož řešení je názorné (zatížené kyvadlo) a někdy předem známé (autorovi tohoto článku se žádná užitečná řešení problému zatíženého kyvadla nicméně nalézt v literatuře nepodařilo).



Obr. 9. Starkův zpomalovač/urychlovač, sestávající ze 108 párů elektrod; elektrody daného páru jsou od sebe vzdáleny 4 mm, jednotlivé páry 11 mm jeden od druhého. Vložené vysoké napětí činí ± 20 kV. Doba přepínání z jedné konfigurace do druhé činí zhruba 500 ns. Ke zpomalení z termální rychlosti do stavu klidu dojde během několika ms. V levém dolním rohu jsou ukázány elektrody Starkova urychlovače/zpomalovače z perspektivy urychlovaných/zpomalovaných molekul. Převzato z práce²⁰

Zatížené kyvadlo je ukázáno na obr. 10a. Sestává z normálního kyvadla (hmotnosti m) pevně spojeného s osou, kolem níž je ovinuto vlákno. Na vlákne visí závaží hmotnosti M . Potenciální energie V zatíženého kyvadla je vynesena na obr. 10b jako funkce polohy (přesněji fáze) ϕ ; sestává z potenciální energie kyvadla, V_m , a z potenciální energie závaží, V_M : $V = V_m + V_M$. Potenciální energie V zatíženého kyvadla vykazuje lokální minimum v bodě $\phi = \phi_s$ a lokální maximum v bodě $\phi = \pi - \phi_s$; tyto extrémy odpovídají stabilnímu a nestabilnímu rovnovážnému bodu zatíženého kyvadla. Z obr. 10b přitom vidíme, že nestabilní rovnovážný bod zároveň představuje nejzazší vnější bod obratu zatíženého kyvadla: je-li tento bod překročen (tj. pro $\phi > \pi - \phi_s$), kyvadlo propadne nerovnoměrnému rotačnímu pohybu, hnanému padajícím závažím. Pokud ale tento bod překročen není, zatížené kyvadlo se periodicky kýve mezi vnějším a vnitřním bodem obratu kolem

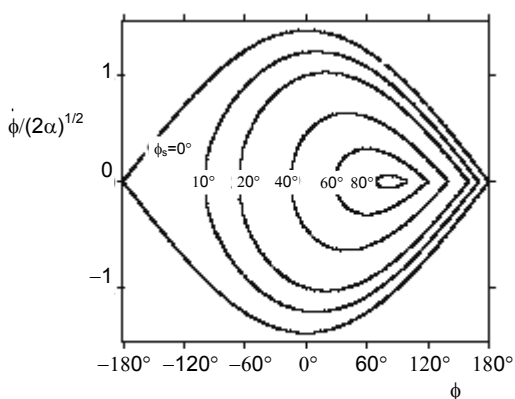


Obr. 10. Zatížené kyvadlo a jeho potenciální energie; (a) Zatížené kyvadlo sestává z normálního kyvadla (hmotnosti m) pevně spojeného s osou, kolem níž je ovinuto vlákno. Na vlákne visí závaží hmotnosti M . (b) Potenciální energie V zatíženého kyvadla jako funkce polohy (přesněji fáze) ϕ sestává z potenciální energie kyvadla, V_m , a z potenciální energie závaží, V_M : $V = V_m + V_M$ (g je gravitační zrychlení). Potenciální energie V zatíženého kyvadla vykazuje lokální minimum v bodě $\phi = \phi_s$ a lokální maximum v bodě $\phi = \pi - \phi_s$; tyto extrémy odpovídají stabilnímu a nestabilnímu rovnovážnému bodu zatíženého kyvadla. Převzato z práce²¹

stabilního rovnovážného bodu ϕ_s (vnitřní bod obratu nelze z energetických důvodů překročit, jak rovněž ukazuje obrázek).

Jaký je vztah mezi zatíženým kyvadlem a Starkovým urychlovačem/zpomalovačem? Z izomorfismu obou problémů okamžitě plyne, že potenciální energie urychlovače/zpomalovače má stejnou formu jako potenciální energie zatíženého kyvadla (liší se od sebe jen konstantou). Potenciál zatíženého kyvadla na obr. 10b je možno ztotožnit s vlnou, která se pohybuje zleva doprava fázovou rychlostí $V_{n,l}$. Přitom rovnovážná fáze ϕ_s odpovídá fázi tzv. synchronní molekuly, tj. molekuly, jejíž rychlost v_s je rovna fázové rychlosti vlny: $v_s = V_{n,l}$. Synchronní molekula udržuje konstantní polohu (přesněji fázi) vzhledem k dané vlně. Ta může nabývat hodnot z rozmezí 0° až 90° , jak plyne ihned z obr. 10a (stabilní a nestabilní rovnovážný bod jsou položeny symetricky vzhledem k rovině kolmé k ose pole). Všechny ostatní molekuly jsou nesynchronní, s rychlostí $v \neq v_s$ a fází $\phi \neq \phi_s$. Jen určité nesynchronní molekuly mohou periodicky oscilovat kolem molekuly synchronní, totiž ty, jejichž fáze je menší než fáze odpovídající vnějšímu bodu obratu, tj. $\phi < \pi - \phi_s$. Takové nesynchronní molekuly tedy zůstanou v potenciálovém valu spolu se synchronní molekulou a budou s ní společně urychleny/zpomaleny. Právě tato skutečnost je zachycena pojmem fázové stability: bez ní by byla urychlena/zpomalena pouze synchronní molekula, a nikoli celá třída molekul s určitým rozmezím rychlostí a poloh.

Hodnota synchronní fáze určuje směrnici potenciálu závaží a tím i „strmost“ potenciálu zatíženého kyvadla, která zase určuje velikost zpomalení/urychlení, jemuž jsou molekuly vystaveny. Čím větší hodnota synchronní fáze,



Obr. 11. “Rybí” diagram ukazující rozmezí rychlostí a poloh (vyjádřených prostřednictvím fáze ϕ a její časové derivace $\dot{\phi}$), které mohou mít nesynchronní molekuly, jež vykonávají stabilní oscilace kolem synchronní molekuly; tento diagram přísluší zpomalování molekul ve stavech, jejichž Starkova energie roste s rostoucí silou elektrického pole. Konstanta α zahrnuje Starkovu energii a hmotnost molekuly. Převzato z práce²¹

tím větší zpomalení/urychlení (tím dále k vrcholku je dovoleno molekule vystoupat na potenciálu Starkovy energie, obr. 7a). Při větším zpomalení/urychlení ale klesá hloubka potenciálového minima vlny a zároveň se zužuje rozmezí hodnot nesynchronní fáze ϕ , pro které dochází ke stabilním periodickým oscilacím nesynchronních molekul kolem molekuly synchronní. Tyto závěry jsou zachyceny fázovým digramem na obr. 11. V praxi je tedy volena kompromisní hodnota synchronní fáze, která dovoluje odejmout pokud možno co nejvíce translační energie pokud možno co největší frakci molekul ($\phi_s \approx 70^\circ$). Starkův zpomalovač/urychlovač je rovněž možno používat k beztrátovému transportu pulzu molekul: tomu odpovídá fázový úhel $\phi_s = 0^\circ$, jemuž zároveň přísluší největší oblast fázové stability (viz obr. 11).

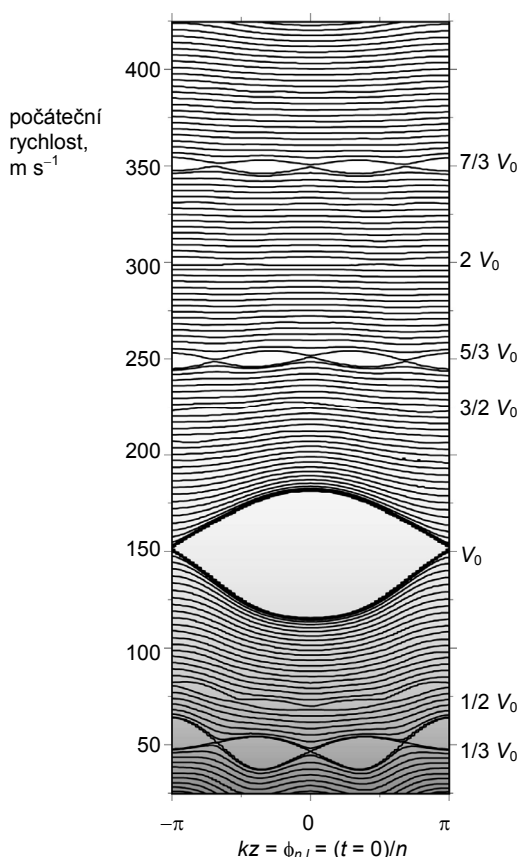
Obr. 12 ukazuje portrét rozsáhlejší oblasti fázového prostoru než je zachycena na obr. 11. Tento fázový portrét byl získán na základě zmíněného analytického modelu pro případ transportu molekul OH a zahrnuje 80 vln. Portrét se detailně shoduje jak se simulacemi dynamiky Starkova zpomalování/urychlování založenými na numerických výpočtech trajektorií molekul, tak s experimentálními výsledky. Portrét ukazuje, že zdaleka největší oblast fázové stability přísluší vlně charakterizované hodnotami $n = l = 1$. Dále vidíme, že fázová stabilita též jasně nastává pro další lichá n a l , tj. pro $1/3 V_0$, $5/3 V_0$, $7/3 V_0$. Kromě toho je ale z portréту zřejmé, že také existují malé oblasti fázové stability, soustředěné kolem rychlostí, jež jsou sudými zlomky fundamentální rychlosti, tj. $1/2 V_0$, $3/2 V_0$, $2 V_0$. Odkud se tyto oblasti berou? Odpověď na tuto otázku vyplývá z „vlnové povahy“ elektrického pole ve Starkově urychlovači/zpomalovači: tam kde jsou vlny, tam jsou také interference mezi vlnami! Analytický model ukazuje, že se molekuly mohou „svězt“ na vlně, jež vznikne interferencí dvojice vln s lichými hodnotami n , l a r , s ; taková interferenční vlna má pak fázovou rychlost

$$V_{n+r, l+s} = \frac{n+r}{l+s} V_0 \quad (3)$$

kteřá je sudým zlomkem fundamentální rychlosti V_0 .

Na základě fázového portrétu na obr. 12 dospíváme k závěru, že zdaleka nejvýznamnější je „jízda“ na první harmonické vlně s $n = l = 1$. Všechny ostatní vlny vytvářejí jen malé či nepatrné oblasti fázové stability, buď díky malým amplitudám (daným nízkou anharmonicitou pole) v případě jednotlivých vln anebo, v případě ineterferencí, malým překryvem dvou sousedních vln, z nichž alepoň jedna má malou amplitudu.

Dostatečně zpomalené polární molekuly je možno zachytit v elektrostatické pasti. Na obr. 13 je ukázáno schéma pasti vhodné pro záchyt polárních molekul ve stavech, jejichž Starkova energie roste s rostoucí silou pole. Past sestává ze tří elektrod, energizovaných nejprve tak, jak je ukázáno na obr. 13a. Levá konfigurace umožňuje zpomaleným molekulám vstoupit do pasti zleva. Starkova energie, vynesená v dolní části obr. 13a, molekuly zastaví někde na půl cesty směrem k vrcholku „kopce“. Mo-

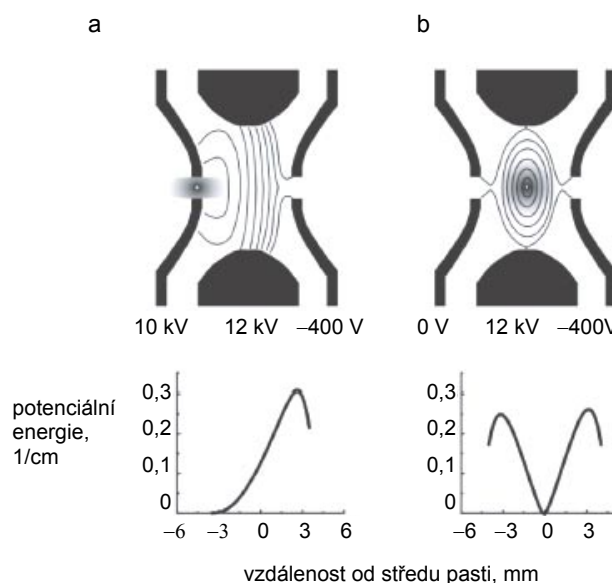


Obr. 12. Globální fázový portrét zkonstruovaný pro případ transportu molekul (nulové zrychlení/zpomalení); kromě oblastí fázové stability koncentrované v okolí rychlostí, jež jsou lichým zlomkem fundamentální fázové rychlosti V_0 , jsou rovněž patrné malé oblasti fázové stability koncentrované v okolí rychlostí, jež jsou sudým zlomkem fundamentální fázové rychlosti. Zatímco první oblasti jsou výsledkem interakce molekul s jednotlivými vlnami elektrického pole, původem druhých oblastí je interference dvojice „lichých“ vln, která dává vzniknout vlně „sudé“.

lekuly se tam obrátí čelem vzad a začnou se ubírat zprava doleva. V tom okamžiku jsou elektrody přepnuty do konfigurace ukázané na obr. 13b, jež vytvoří energetickou bariéru rovněž pro jejich pohyb směrem doleva. Molekuly tak uvíznou mezi pravou a levou bariérou (tj. jsou zachyceny) a mohou se stát předmětem kýženého experimentování.

5.2.3. Zpomalování nerezonantními světelnými poli

Tato metoda v mnohém připomíná Starkovo zpomalování. Jeden z rozdílů je dán tím, že místo statického elektrického pole je použito nerezonantní pole laserové, které interaguje s molekulovou polarizabilitou. Tato interakce indukuje elektrický dipólový moment, který pak interaguje s elektrickým polem laserového záření. Tato interakce může být tak silná (díky síle i gradientu elektrického pole záření), že zpomalení pulzu molekul je možno docílit v jediném kroku (to je druhý rozdíl). Zatím byly

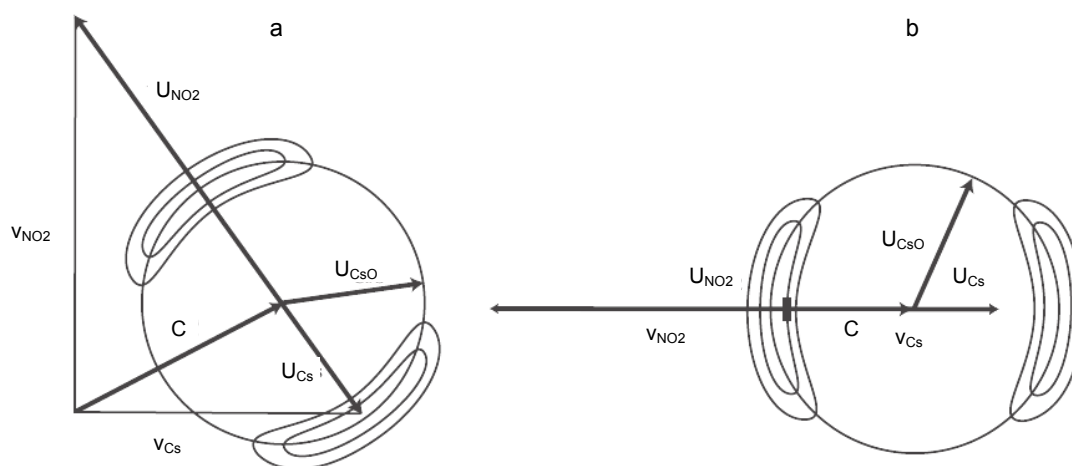


Obr. 13. Schéma elektrostatické pasti pro záchyt polárních molekul ve stavech, jejichž Starkova energie roste s rostoucí silou pole; past sestává ze tří elektrod, energizovaných nejprve tak, jak je ukázáno v části (a); tato konfigurace umožňuje zpomaleným molekulám vstoupit do pasti zleva. V části (b) je ukázána druhá konfigurace, jejímž prostřednictvím je realizován vlastní záchyt. Pro každou konfiguraci je též vynesena příslušná Starkova energie (pro molekulu deuterovaného čpavku). Převzato z práce¹⁹

uvažovány dvě verze tohoto způsobu zpomalování: „molekulová naběračka“²¹ a „optická mřížka“²². V případě naběračky je kontrolován pohyb ohniska laserového záření – a tím i pohyb molekul – vhodným elektro-optickým zařízením; v případě mřížky je vytvořena interferenční optická vlna s laditelnou fázovou rychlostí, která zachytí pulz molekul a zpomalí jej. Do metody zpomalování molekul nerezonantními poli jsou vkládány velké naděje: metoda je totiž obecně použitelná (všechny molekuly – i atomy – jsou polarizovatelné) a kompaktní, odhlédneme-li od vlastních laserů, které jsou naopak relativně komplikované.

5.2.4. Zpomalování impulzivními srážkami v molekulových paprscích

Molekuly, které jsou pomalé v laboratorní souřadnicové soustavě, lze rovněž získat prostřednictvím neelastické srážky nebo elementární chemické reakce mezi rychlými molekulami ve zkřížených molekulových paprscích. Obr. 14 ukazuje příslušný vektorový diagram rychlostí, zkonstruovaný pro reakci $Cs + NO_2 \rightarrow CsO + NO$. V případě, že laboratorní rychlost C těžiště systému je rovna rychlosti u_{CsO} produktu CsO vzhledem k těžišti (tzv. těžišťové rychlosti), tj. $C = -u_{CsO}$, bude mít tento produkt nulovou laboratorní rychlost. Metoda byla zatím úspěšně použita ke zpomalení molekul NO a KBr (cit.²³). Z našeho

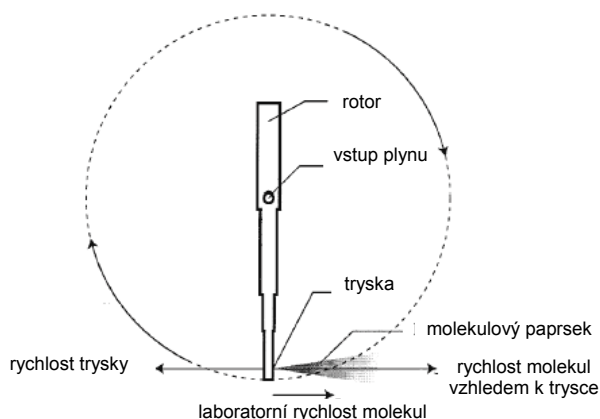


Obr. 14. Schéma produkce pomalých molekul srážkou rychlých molekul v molekulových paprscích; ukázány jsou Newtonovy diagramy pro (a) kolmé a (b) souběžné vektory v_{Cs} a v_{NO_2} laboratorních rychlostí reaktantů Cs a NO_2 . Produkt CsO opouští reakci rychlostí U_{CsO} (vyznačenou Newtonovým kruhem) vzhledem k těžišti reaktantů (či produktů), které se pohybuje rychlostí C vzhledem k laboratorní souřadnicové soustavě. Vrstevnice znázorňují hustotu rozdělení produktu CsO. V obou diagramech jsou laboratorní rychlosti reaktantů nastaveny tak, aby se velikost těžišťové rychlosti produktu CsO rovnala velikosti laboratorní rychlosti těžiště. V případě (b) má velká frakce molekul CsO vzniklých reakcí $\text{Cs} + \text{NO}_2$ těžišťovou rychlost, která má opačný směr než rychlost těžiště. Právě v tomto druhém případě vznikají molekuly CsO převážně ve stavu klidu vůči laboratorní soustavě

příkladu je vidět, že tato metoda může být použita i k přípravě vysoce nestabilních pomalých molekul, jako je CsO.

5.2.5. Zpomalování supersonické expanzí z rotující trysky

Zbývající dvě metody lze dobře vysvětlit pomocí motoristických analogií. Obr. 15 ukazuje rotující trysku, z níž supersonicky expanduje molekulový paprsek ve směru opačném vůči směru pohybu trysky. Je-li velikost rotační rychlosti trysky rovna velikosti rychlosti molekul, paprsek má nulovou rychlost v laboratorní soustavě²⁴. Podobně se to má s rychlostí výfukových plynů pohybujícího se

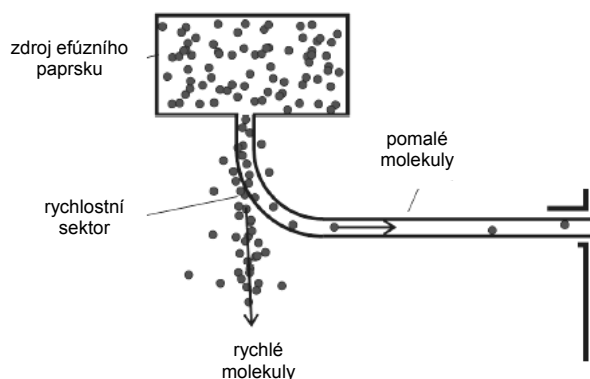


Obr. 15. Schéma produkce pomalých molekul expanzí z rotující trysky; převzato z práce²⁴

automobilu. Výfukové plyny opouštějí výfuk rychlostí zhruba 350 km za hodinu. To je rychlost, jakou se pohybuje závodní automobil formule 1. Výfukové plyny takového na plný plyn jedoucího automobilu končí tedy ve „stavu klidu“ vzhledem k závodní dráze!

5.2.6. Selektace pomalé frakce Maxwellova-Boltzmannova rozdělení molekul efúzního paprsku

Efúzní molekulový paprsek má Maxwellovo-Boltzmannovo rozdělení velikostí rychlostí, a tedy obsahuje frakci pomalých molekul. Nesou-li tyto molekuly elektrický nebo magnetický dipólový moment, je možné pomalé molekuly vyčlenit působením vnějšího pole. Účinkem pole lze totiž molekuly odchýlit, přičemž velikost



Obr. 16. Schéma selektace pomalých molekul efúzního molekulového paprsku statickým polem; převzato z práce²⁵

odchylky (pro danou sílu pole a hodnotu dipólového momentu) je nepřímě úměrná čtverci rychlosti molekul²⁵. K separaci rychlých a pomalých molekul dojde tak, že rychlé molekuly nebudou polem dostatečně odchýleny, jinými slovy, „zatáčku“ definovanou dipólovou interakcí „nevytočí“, viz obr. 16. „Zatáčkou“ projdou bez úhony pouze pomalé molekuly, které je pak možno použít např. ve srážkovém experimentu. Nevýhodou této metody je, že molekuly nejsou efúzní expanzí vnitřně ochlazený, tj. mají vnitřní teplotu zdroje paprsku (zpravidla 300 K).

6. Stávající i budoucí experimenty se studenými molekulami

Jedinečný experiment s molekulami zachycenými v elektrostatické pasti dovolil experimentálně určit poločas zářivého rozpadu molekul ve vibračně vzbuzeném stavu do stavu vibračně základního. Měření bylo provedeno pro molekulu OH v základním elektronickém a rotačním stavu a ukázalo, že poločas rozpadu pro přechod $v' = 1 \rightarrow v'' = 0$ činí 59 ms (cit.³¹). Bylo to vůbec první přímé měření poločasů zářivého rozpadu pro jiný než elektronický stav. Připomeňme si, že pojem poločasů zářivého rozpadu zavedl Albert Einstein v roce 1917. Znalost poločasů zářivých přechodů vibračních stavů je přitom klíčová pro fyziku i chemii mezihvězdného prostoru; jejich laboratorní měření však doposud nebyla možná, neboť v konvenčních experimentech molekuly zaniknou nebo uniknou dříve, než vibrační kvantum vyzáří.

V jiném průkopnickém experimentu se zpomalenými molekulami se podařilo demonstrovat zvýšení rozlišení spektroskopického měření v důsledku prodloužení doby interakce mezi (pomalými) molekulami a elektromagnetickým zářením. Rozlišení ΔE daného měření je limitováno principem neurčitosti $\Delta E \Delta t \approx h$, kde Δt je doba měření a h Planckova konstanta. Zpomalením molekul ND_3 (deuterovaného amoniaku) z rychlosti 280 m s^{-1} na 52 m s^{-1} se podařilo zvýšit rozlišení z 10 kHz na 1 kHz a plně tak zviditelnit hyperjemnou strukturu této důležité modelové molekuly³². Frekvence jednoho z vibračních pohybů amoniaku citlivě závisí na poměru hmotnosti protonu a elektronu. Měření této frekvence by bylo možno použít ke studiu případné závislosti tohoto poměru na stáří vesmíru. Potřebné zvýšení přesnosti si vyžádá prodloužení doby měření na zhruba 1 s. To je čas, který se stane dostupný v tzv. molekulové fontáně, kdy jsou zpomalené molekuly vrženy vertikálně vzhůru a zastaveny účinkem gravitačního pole (které posléze způsobí jejich volný pád).

V úvodu jsme naznačili, že studené molekuly by měly vykazovat nanejvýš neobvyklé chování při srážkách. Toto chování bylo poprvé analyzováno Eugenem Wignerem v roce 1930, který tehdy ukázal, že srážkový průřez při teplotách blízkých absolutní nule je úměrný de Broglieho vlnové délce srážejících se molekul. To znamená, že rychlostní konstanta, jež je dána součinem srážkového průřezu a relativní rychlosti reaktantů, má nenulovou hod-

notu pro $T \rightarrow 0$. Detailní výpočty vibrační relaxace pro systémy $\text{A} + \text{A}_2(v=1) \rightarrow \text{A} + \text{A}_2(v=0)$ ($\text{A} = \text{Na}, \text{Li}$) nebo chemické reakce v systému $\text{F} + \text{H}_2 \rightarrow \text{FH} + \text{H}$ potvrdily platnost Wignerova zákona^{32,33}. Přitom se ukázalo, že rychlostní konstanta reakce $\text{F} + \text{H}_2$ nabývá např. při teplotě $T = 10 \text{ mK}$ hodnoty $1,25 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Tento výsledek by se mohl zdát klasickému chemikovi nanejvýš podivný: vždyť aktivační bariéra této intenzivně studované reakce činí $6,3 \text{ kJ mol}^{-1}$, což odpovídá teplotě 758 K! Jak může vůbec dojít k reakci, když celková energie, kterou mají reaktanty k dispozici, činí pouhých 10 mK? Odpověď na tuto otázku je třeba hledat ve vlnové povaze molekul při nízkých teplotách: jsou-li molekuly natolik studené, že jejich de Broglieho vlnová délka přesahuje „tloušťku“ aktivační bariéry, může k chemické reakci dojít tunelováním skrze bariéru – bez ohledu na její „výšku“. Ultrastudená chemie je tedy čistě kvantovým úkazem; tunelování představuje hlavní reakční mechanismus. Reakci při ultrastudených teplotách lze přirovnat spíše k obcování améb než k třesknutí biliárových koulí. Poznamenejme, že v dosavadní reakční kinetice jsme vystačili s klasickým popisem přibližování a oddalování jader pohybujících se na hyperploše potenciální energie, dané energií kvantového stavu elektronů. Ultrastudená chemie vyžaduje kvantový popis nejen elektronů ale i jader. Vyžádá si tedy od chemiků kvalitativně nové chápání chemické přeměny. Srážkové experimenty se studenými molekulami, jež toto nové chápání budou potřebovat pro svou interpretaci, se nyní připravují nejméně v desítkách laboratoří.

Studené molekuly také figurují v zatím poněkud futuristických, nicméně vážně míněných i braných schématech, která by mohla dovolit realizovat kvantový počítač. Zvláště nadějně schéma je založeno na použití souboru ultrastudených polárních molekul zachycených v jedno-rozměrné optické mřížce (podobné té, která se používá ke zpomalování molekul, ale ve stacionární verzi) kombinované s nehomogenním elektrostatickým polem¹⁰. Kvantové superpozice je dosaženo prostřednictvím interakce mezi molekulovými dipóly, které představují jednotlivé „qubits“ (tj. kvantové bity). Tyto kvantové bity jsou individuálně adresovatelné díky Starkovu efektu, který je pro každý qubit v nehomogenním statickém elektrickém poli jiný. Ač byly kvantové počítače antcipovány již před několika desítkami let (např. Richardem Feynmanem), jejich přednosti pro řešení numerických problémů byly objeveny až v roce 1994 Peterem Shorem. Ten ukázal, že kvantové počítače jsou obzvláště vhodné pro řešení problému faktORIZACE (rozkladu daného celého čísla na součin celých mocnin prvočísel). Např. kvantový počítač sestávající z 500 qubitů (ekvivalentní klasickému počítači s 10^{150} procesory) by byl schopen faktorizovat čísla řádu 10^{200} během sekund. To by mělo velký význam např. pro kryptografii.

Kromě výše uvedeného existuje třída experimentů se studenými molekulami, jež by mohly zodpovědět otázky přesahující tradiční obzor molekulové vědy: v těchto experimentech jsou testovány základní symetrie ve fyzice, jako

je symetrie časové inverze (T), parita (P) nebo Pauliho princip. Tyto symetrie jsou oknem do světa základních sil v přírodě a představují tak alternativu ke srážkovým experimentům s částicemi vysokých energií prováděným v obrovských urychlovačích.

Obzvlášť slibné a zajímavé je souběžné testování symetrie časové inverze a parity v experimentech, jež pátrají po elektrickém dipólovém momentu (EDM) elektronu (a případně dalších elementárních částic)³⁵. Nenulová hodnota EDM znamená porušení obou symetrií. Jelikož Standardní model nepřipouští v podstatě žádné narušení T nebo P symetrie, znamenalo by nalezení nenulové hodnoty EDM objev fyziky přesahující Standardní model. Takový objev by byl s největší pravděpodobností následován novou revolucí ve fyzice.

Co má EDM co do činění se studenými molekulami? Z dosavadních experimentů je známo, že EDM elektronu nepřevyšuje hodnotu $5 \cdot 10^{-19}$ Debye. To je hodnota nesmírně malá: měla by ji koule velikosti naší planety nesoucí náboj jednoho elektronu a deformovaná na pólech zploštěním o pouhý jeden mikrometr. Přítomnost dipólového momentu se projevuje Starkovým jevem, tj. posunem energetických hladin systému nesoucího dipólový moment účinkem elektrického pole. Aby byl Starkův posuv co největší (a tedy co nejlépe měřitelný), je potřeba EDM vystavit působení co nejsilnějšího elektrického pole. Nejsilnější elektrická pole jsou k mání uvnitř těžkých atomů (mohou tam díky relativistickým efektům dosáhnout hodnot až 10 GV cm^{-1}). Atomy jsou ale kulově symetrické a před každým měřením EDM je tedy třeba je orientovat v laboratorní souřadnicové soustavě (jinak by byl Starkův posun vyprůměrován). Orientovat atomy je obtížné, neboť je potřeba se při takovém počínání spoléhat na jejich polarizovatelnost, která je malá. Proto je mnohem výhodnější k danému těžkému atomu připojit jiný atom a měření provést na vzniklé polární molekule. Polární molekuly lze totiž snadno orientovat! (Konec konců Starkův zpomalovač či elektrostatická past jsou samy založeny na snadné orientaci polárních molekul v laboratorní soustavě.) Použití studených polárních molekul dále zvyšuje přesnost měření (viz začátek tohoto oddílu). Experimenty skupiny Eda Hindse na Imperial College v Londýně se zpomalenými molekulami YbF již skutečně poskytují ty nejpřesnější dostupné údaje o EDM elektronu³⁶. Zvýšení přesnosti těchto měření o pouhý jeden řád povede k vyloučení nebo přijetí některých z alternativ Standardního modelu. Žijeme v napínavé době!

Na závěr poznamenejme, že i když máme více než plné ruce práce s výše nastíněnými tématy, nemůžeme se ubránit pocitu, že většina budoucích dobrodružství se studenými molekulami leží za horizontem toho, co si dnes dovedeme představit.

Tento článek byl napsán na podnět profesora Rudolfa Zahradníka. Rudolf Zahradník patří k těm, které všude hledám, ale nacházím jen málokde. Chtěl bych mu tuto pohlednici domů věnovat.

LITERATURA

1. Greene B.: *The Fabric of the Cosmos*. Knopf, New York 2004.
2. Weinberg S.: *Dreams of a Final Theory*. Random House, New York 1992.
3. Herschbach D.: Rev. Mod. Phys. 71, S411 (1999).
4. Hänsch T.: <http://nobelprize.org/physics/laureates/2005/hansch-lecture.html>.
5. Pathria R.K.: *Statistical mechanics*. Pergamon Press, Oxford 1988.
6. Zahradník R.: Chem. Listy 98, 98 (2004).
7. Balakrishnan N., Kharchenko V., Frrey R.C., Dalgarno A.: Chem. Phys. Lett. 280, 5 (1997).
8. Topical Issue of the European Physical Journal D on *Ultracold polar molecules: Formation and collisions*, Vol. 31 (2004).
9. Doyle J. M., Friedrich B., Krems R., Masnou-Seeuws F.: Eur. Phys. J. D 31, 149 (2004).
10. DeMille D.: Phys. Rev. Lett. 88, 067901 (2002).
11. Santos L., Shlyapnikov G. V., Zoller P., Lewenstein M.: Phys. Rev. Lett. 85, 1791 (2000).
12. Chu S.: <http://nobelprize.org/physics/laureates/1997/chu-lecture.html>.
13. DiRosa M. D.: Eur. Phys. J., D 31, 395 (2004).
14. Doyle J. M., Friedrich B.: Nature (London) 401, 749 (1999).
15. Weinstein J. D., DeCarvalho R., Guillet T., Friedrich B., Doyle J. M.: Nature (London) 395, 148 (1998).
16. deCarvalho R., Doyle J.M., Friedrich B., Guillet T., Kim J., Patterson D., Weinstein J. D.: Eur. Phys. J., D 7, 289 (1999).
17. Masnou-Seeuws F., Pillet, P.: Adv. At. Mol. Opt. Phys. 47, 53 (2001).
18. Kleppner D.: Physics Today 57, 12 (2004).
19. Bethlem H. L., Meijer G.: Int. Rev. Phys. Chem. 22, 73 (2003).
20. Meerakker S. Y. T., Vanhaecke N., Meijer G.: Annu. Rev. Phys. Chem., v tisku.
21. Friedrich B.: Phys. Rev., A 61, 025403 (2000).
22. Dong G., Lu W., Barker P. F., Shneider M. N.: Prog. Quant. Electronics 29, 1 (2005).
23. Elioff M. S., Valentini J. J., Chandler D. W.: Science 302, 1940 (2003).
24. Gupta M., Herschbach D.: J. Phys. Chem., A 103, 10670 (1999).
25. Rangwala S. A., Junglen T., Rieger T., Pinkse P. W. H., Rempe G.: Phys. Rev., A 67, 043406 (2003).
26. Kerman A. J., Sage J. M., Sainis S., Bergeman T., DeMille D.: Phys. Rev. Lett. 92, 153001 (2004).
27. Wang D., Qi J., Stone M. F., Nikolayeva O., Wang H., Hattaway B., Gensemer S. D., Gould P. L., Eyler E. E., Stwalley W. C.: Phys. Rev. Lett. 93, 243005 (2004).
28. Grimm R.: Nature (London) 435, 1035 (2005).
29. Friedrich B., Weinstein J. D., deCarvalho R., Doyle J. M.: J. Chem. Phys. 110, 2376 (1999).
30. Friedrich B.: Eur. Phys. J., D 31, 313 (2004).

31. Meerakker S. Y. T. v. d., Vanhaecke N., Loo M. P. J. v. d., Groenenboom G. C., Meijer G.: Phys. Rev. Lett. 95, 013003 (2005).
32. van Veldhoven J., Küpper J., Bethlem H. L., Sartakov B., van Roij A. J. A., Meijer G.: Eur. Phys. J., D 31, 337 (2004).
33. Balakrishnan N., Dalgarno A.: Chem. Phys. Lett. 341, 652 (2001).
34. Soldán P., Cvitaš M. T., Hutson J. M., Honvault P., Launay J.-M.: Phys. Rev. Lett. 89, 153201 (2002).
35. Fortson N., Sandars P., Barr S.: Physics Today 56, 33 (2003).
36. Hudson J. J., Sauer B. E., Tarbutt M. R., Hinds E. A.: Phys. Rev. Lett. 89, 023003 (2002).

B. Friedrich (*Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin, Germany*): **Why Are Cold Molecules So Hot?**

The development of techniques to cool/slow and trap atoms and molecules brought about a revolution in atomic and molecular physics, with an impact on physics in large. When slowed/cooled down, atoms and molecules become matter waves whose properties differ vastly from those of thermal matter. In particular, close to absolute zero temperature, the interaction range of atoms or molecules increases far beyond their dimensions, imparting to them highly desirable collective and collisional properties. The latter have been predicted to give rise to a novel ultracold chemistry. The article describes the main techniques of producing cold molecules, both the indirect ones (photoassociation of cold atoms, collisional association of cold atoms controlled via Feshbach resonances) and the direct techniques (buffer-gas cooling, Stark deceleration and others). Ongoing and anticipated future experiments with cold molecules are reviewed, including pioneering ventures aimed at radiative lifetime measurements, reduction of transit time broadening, measurements of ultracold collisional cross-sections, and testing of fundamental symmetries in nature, such as the time-reversal symmetry and parity.

APROCHEM 2006

15. Konference • Chemické technologie • Látky • Materiály

Prostředí • Bezpečnost • Legislativa • Chemický průmysl • Výzkum • Školství

Konference se uskuteční již 24. – 26. dubna 2006 v Milovech Hotel Devět skal
Bezprostředně naváže 26. – 27. dubna 2006 jako samostatná sekce 1. ročník symposia

ODPADOVÉ FÓRUM 2006

Výsledky výzkumu a vývoje pro odpadové hospodářství

Celkem se očekává kolem 250 účastníků. Konečný program obou částí akce zahrnuje 120 a 55 odborných příspěvků strukturovaných do 9 a 6 tématických přednáškových zasedání. Zahrne dále 3 panelové diskuse. Plná znění příspěvků budou k dispozici na CD ROM i jako tištěné sborníky. Doprovodná technická výstavka a možnosti firemních prezentací v materiálech konference. Společenská setkání.

Podrobné informace účastníkům a autorům: www.aprochem.cz • 1. a 2. tištěný cirkulář • pche@csvts.cz • T/F 233 336 138 • Ing. Jaromír Škarka, CSc., Na Dračkách 13, 162 00 Praha 6 • Přípravuje PCHE PetroChemEng ve spolupráci s ČSPCH, ČSCH, ČSCH, VŠCHT Praha, SCHP ČR, ÚCHP AV ČR a CEMC.

www.aprochem.cz

pche@csvts.cz