

ATOMSKI LASER

ROK VENTURINI

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

V članku opišem delovanje atomskega laserja, ki v principu deluje podobno kot optični laser, le da atomski laser namesto elektromagnetnega valovanja emitira koherentne snovne valove. Po kratkem opisu delovanja optičnega laserja predstavim Bose-Einsteinov kondenzat in njegovo eksperimentalno realizacijo, ki temelji na laserskem hlajenju. Nato opišem, kako lahko iz Bose-Einsteinovega kondenzata, kot aktivnega medija, ustvarimo atomski laser. Opišem njegovo delovanje in ga primerjam z optičnim laserjem. Za konec prikažem še primer uporabe atomskega laserja v atomski interferometriji.

THE ATOM LASER

In this article I describe an atom laser, which is analogous to an optical laser, but instead of electromagnetic radiation, an atom laser emits coherent matter waves. After a brief introduction to optical lasers, I describe the Bose-Einstein condensate and its experimental realization using laser cooling methods. Then, I describe the experimental setup of an atom laser with Bose-Einstein condensate as an active medium and compare the properties of optical and atom laser. Finally, I describe the application of the atom laser in atom interferometry.

1. Uvod

Laser je izvor koherentne svetlobe, to je svetlobe z dobro določeno prostorsko in krajevno odvisnostjo faze. Značilni lastnosti laserskega žarka sta še kolimiranost in visoka gostota energijskega toka. Atomski laser je analogen optičnemu, le da tu laser emitira snovne valove namesto elektromagnetnih [1].

Ključen del atomskega laserja je posebno stanje snovi z imenom Bose-Einsteinov kondenzat. Fazni prehod bozonov v Bose-Einsteinov kondenzat sta prva napovedala Satyendra Bose in Albert Einstein v dvajsetih letih 20. stoletja. Prvič je leta 1995 raziskovalcema Ericu Cornellu in Carlu Wiemanu uspelo ustvariti kondenzat iz plina rubidijevih atomov pri temperaturi 170 nK [2].

Posebna lastnost tega stanja snovi je, da si makroskopsko število delcev deli isto valovno funkcijo, tako ima tako stanje snovi zanimive lastnosti. Za nas sta pomembni predvsem koherentna prostorska in koherentna časovna odvisnost faze, ki nam omogočata, da na osnovi Bose-Einsteinovega kondenzata realiziramo atomski laser. Atomski laser ima zaradi lepih lastnosti snovnih žarkov velik potencial uporabe predvsem v atomski interferometriji. Z nadaljnim razvojem področja hladnih atomov in atomskih interferetrov si lahko obetamo natančnejše meritve fizikalnih količin, kot je kotna hitrost, s katero si obetamo meritve variacij hitrosti vrtenja Zemlje, merjenje rotacijskih premikov tektonskih plošč in opazovanje efektov, ki jih napove splošna teorija relativnosti [3].

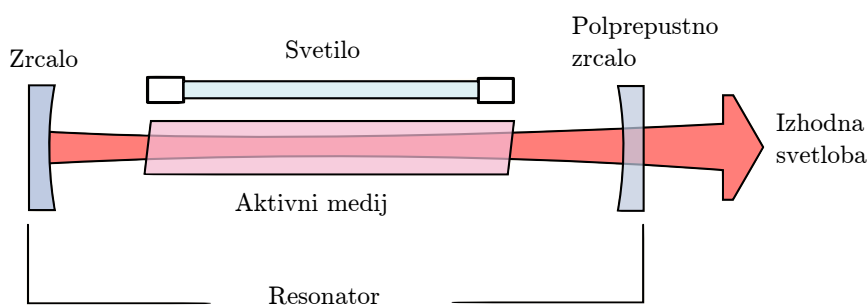
2. Optični laser

Princip delovanja atomskega laserja močno spominja na delovanje optičnega laserja, zato si najprej pogledajmo njegovo delovanje. Optični laser je sestavljen iz optičnega resonatorja, znotraj katerega se fotoni večkrat odbijejo preden zapustijo laser, napajalnega sistema, s katerim poskrbimo za vzbujanje atomov in aktivnega sredstva v resonatorju, ki ojači valovanje.

Atom lahko iz vzbujenega stanja brez zunanje motnje preide v nižje stanje s spontanym sevanjem fotona. Frekvenca tako izsevanega fotona je ostro določena z energijsko razliko med stanjema. Stimulirana emisija pa je pojav, pri katerem zaradi interakcije vzbujenega atoma s fotonom, katerega frekvenca ustreza razliki energij med dvema kvantnima stanjema atoma, povroči izsevanje novega

fotona. Izsevani foton ima enako energijo, fazo, polarizacijo in se propagira v isto smer kot vpadni foton [4]. Poleg tega pa lahko atom v nižjem kvantnem stanju absorbira foton za prehod v vzbujeno stanje.

Verjetnost za stimulirano emisijo vzbujenega atoma je enaka kot verjetnost za absorpcijo atoma v nižjem kvantnem stanju. Da dobimo ojačanje svetlobe, mora biti stimuliranih prehodov navzdol več kot absorpcije. To pomeni, da mora biti več atomov v višjem kvantnem stanju kot v nižjem. V ravnovesju to ni mogoče, takemu stanju pravimo obrnjena zasedba. Obrnjeno zasedbo dosežemo z optičnim črpanjem, kar pomeni, da na nek način vzbudimo atome iz osnovnega stanja v višje kvantno stanje. Pogosto obrnjeno zasedbo dosežemo z absorpcijo fotonov, lahko pa jo dosežemo tudi tako, da skozi aktivno sredstvo spustimo električni tok, ali pa jo dosežemo s trki z drugimi atomi. Za laser potrebujemo poleg optičnega ojačanja še optični resonator. Ta je v enostavnejši



Slika 1. Slika prikazuje zgradbo optičnega laserja. Na sliki vidimo svetilko, s pomočjo katere optično črpamo atome aktivnega medija. Poleg tega slika prikazuje delovanje popolnoma odbojnega in polprepustnega zrcala [5].

obliki sestavljen iz dveh rahlo konkavnih ogledal, med katerima se vzpostavi stoječe valovanje. Pogoji za to je, da se frekvenca stimulirano izsevanih atomov ujema z eno izmed lastnih nihanj resonatorja. Tako se svetloba med zrcaloma velikokrat odbije in se vsakič preko principa stimulirane emisije tudi ojača. Laser seva svetlobo tako, da naredimo eno izmed zrcal delno prepustno. Laserska svetloba je monokromatska, poleg tega ima dolg koherenčni čas (10^{-2} s). Prav tako je laserski curek kolimiran in lahko z njim dosežemo zelo veliko gostoto energijskega toka [6].

3. Bose-Einsteinov kondenzat

Bozoni so delci s celoštevilčno vrtilno količino. Za razliko od fermionov zanje ne velja izključitveno načelo, torej je lahko v nekem kvantnem stanju poljubno število bozonov. Opazen makroskopski pojav, ki se pojavi zgolj pri snovi sestavljeni iz delcev s celoštevilsko vrtilno količino, je fazni prehod bozonov v stanje snovi z imenom Bose-Einsteinov kondenzat. Ključna lastnost tega stanja snovi je, da se makroskopsko število delcev nahaja v energijsko najnižjem kvantnem stanju sistema. Zaradi nizkih gostot atomskih plinov se fazni prehod v Bose-Einsteinov kondenzat za alkalijske kovine zgodi pri temperaturi okoli 100 nK.

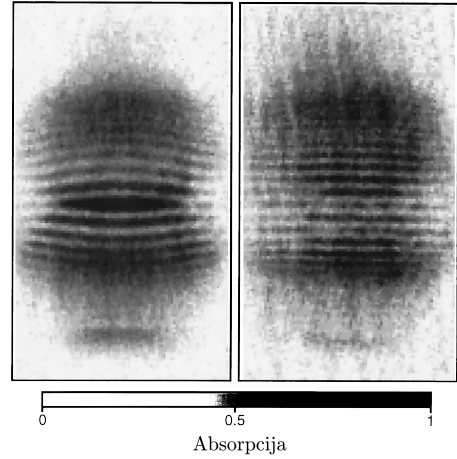
Če se nekaj bozonov nakopiči v enem kvantnem stanju, obstaja pri sipanju med atomi večja verjetnost za sipanje v tisto kvantno stanje. Kvantna stanja plina pri sobni temperaturi imajo zaradi nizke atomske gostote in visoke energije zelo majhno zasedenost. Ko se nam torej pri nižanju temperature začne najnižje kvantno stanje populirati, se zaradi stimuliranega sipanja v tisto stanje v kratkem času stanje močno populira in pride do prehoda v Bose-Einsteinov kondenzat. Kritični

vrednosti gostote in tempertaure za prehod povezuje enačba

$$n_c = \frac{2.6}{\lambda_B^3}, \quad \lambda_B = \frac{h}{\sqrt{2\pi M k_B T}}. \quad (1)$$

Te vrednosti za prehod lahko razumemo na sledeč način. Poenostavljeno si lahko predstavljamo, da je de Broglieva valovna dolžina mera za delokaliziranost atomov. Kvantni pojavi med delci postanejo pomembni, ko λ_B postane primerljiva razdalji med atomi. Zaradi prekrivanja atomskih valovnih paketov med atomi, postanejo atomi med seboj neločljivi in si delijo fizikalne lastnosti, kot je gibanje. Tako se makroskopsko število atomov v Bose-Einsteinovem kondenzatu obnaša kot en sam superatom [7].

Ker si tako pri Bose-Einsteinovem kondenzatu makroskopsko število atomov deli isto valovno funkcijo, ima kondenzat zanimive lastnosti, kot sta koherenca in superfluidnost. Za realizacijo atomskega laserja je ključna lastnost predvsem koherenca. Eksperimentalno so koherenco Bose-Einsteinovega kondenzata potrdili z opazovanjem interferenčnega vzorca pri prekrivanju dveh kondenzatov (Slika 2) [8].



Slika 2. Slika prikazuje interferenčni vzorec, ki se pojavi pri prekrivanju dveh kondenzatov [8].

Kondenzata sta bila v začetku eksperimenta narazen $40 \mu\text{m}$, kar nakazuje na to, da ima Bose-Einsteinov kondenzat dolgo koherenčno razdaljo. Valovna dolžina opazovane interference je $15 \mu\text{m}$. Ta je določena preko relativne hitrosti kondenzatov d/t , kjer je d začetna razdalja med kondenzatoma, t pa čas posnetka interference. De Brogliejeva valovna dolžina je torej $\lambda_B = \frac{ht}{md}$.

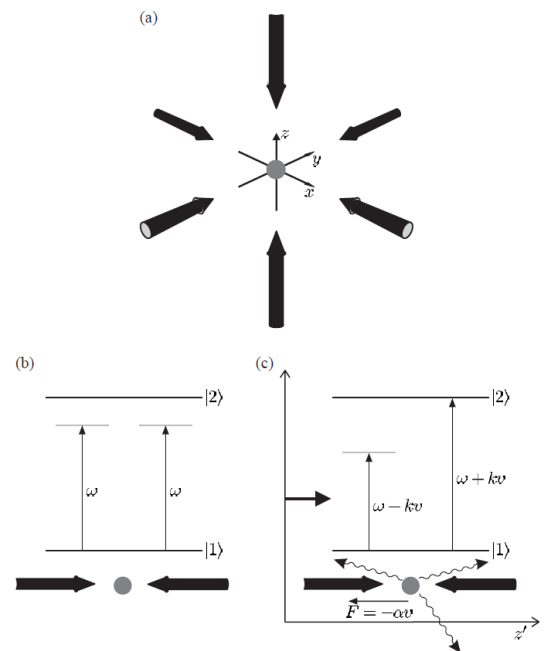
4. Eksperimentalna realizacija Bose-Einsteinovega kondenzata

Za realizacijo Bose-Einsteinovega kondenzata potrebujemo atome, ki imajo cel spin - bozone. Pogosto uporabimo elemente alkalijskih kovin. Te uporabimo zato, ker imajo le en elektron v zunanji lupini in so zato njihovi atomski nivoji bolj enostavni. To nam olajša eksperimentalno izvedbo laserskega hlajenja. Plin atomov ustvarimo s segrevanjem ustrezne alkalijske kovine.

4.1 Optična melasa

Atomi v plinu se gibljejo v vseh smereh, zato potrebujemo kombinacijo laserjev v treh ortogonalnih smereh. Laserskemu hlajenju s tako postavitvijo laserjev pravimo optična melasa (angl. Optical molasses).

Laserji sevajo elektromagnetno valovanje s frekvenco, ki je nekoliko manjša od resonančne frekvence za absorpcijo fotona. Zaradi simetrije laserskih žarkov na stacionarni atom v pasti ne deluje sila. Na gibajoč atom pa rezultanta sil ni več enaka 0. Zaradi Dopplerjevega pojava se iz perspektive atoma frekvenca laserja, proti kateremu



Slika 3. (a) Slika prikazuje postavitev laserjev v optični melasi. (b, c) Sliki prikazujeta delovanje laserjev na mirujoč in gibajoč atom [9].

se atom giblje, poveča in premakne bliže resonančni frekvenci za absorpcijo fotona. Zaradi povečanja absorpcije fotonov žarka, proti kateremu se giblje, rezultanta sil deluje na atom v nasprotni smeri njegovega gibanja in ga upočasnjuje. Za dovolj majhne hitrosti lahko silo na atom izračunamo kot $F = -\alpha v$. Torej svetloba deluje na atom s silo, ki spominja na tisto, ki jo delec občuti pri gibanju v viskozni tekočini.

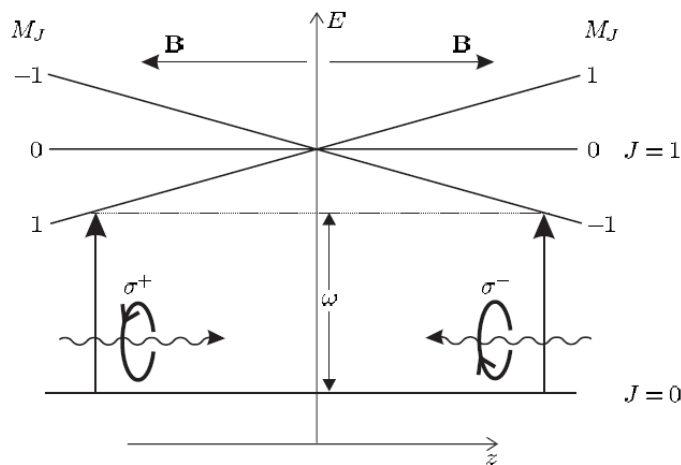
Po tej enačbi za silo bi pričakovali

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}mv^2\right) = vF = -\alpha v^2 \rightarrow \frac{dE}{dt} = -\frac{E}{\tau}. \quad (2)$$

Vendar v eksperimentu energija atomov ne gre proti 0, ampak obstaja spodnja meja temperature, ki jo s takim načinom hlajenja še lahko dosežemo. Zaradi absorpcije fotonov vedno prihaja tudi do spontane emisije fotonov, ki prenese nekaj gibalne količine na atom in mu tako preprečuje, da bi obstal pri miru. Zaradi spontane emisije fotonov je spodnja meja za tak način hlajenja približno $100 \mu\text{K}$, se pa ta za različne elemente razlikuje. Za natrij je spodnja meja $240 \mu\text{K}$, za cezij pa $125 \mu\text{K}$.

4.2 Magneto-optična past

Optično hlajenje lahko zadrži atome v delu prostora le nekaj časa, saj atomi zaradi difuzije počasi zapustijo prostor hlajenja. Z dodatkom gradienta magnetnega polja, pa lahko sistem laserjev spremenimo v magneto-optično past, ki ujame in zadrži atome. Z dvema tuljavama v katerih teče električni tok v nasprotnih smereh, ustvarimo kvadrupolno magnetno polje, ki ima v središču med njima polje $B = 0$. Ko se atom premakne iz središča pasti, se mu zaradi magnetnega polja razcepijo energijski nivoji (Slika 4). Ker se magnetno polje povečuje z razdaljo od izhodišča, se povečuje tudi sipalni presek, torej verjetnost za absorpcijo fotonov. Da zlomimo simetrijo med kolinearnima laserjema, vsak laser seva svetlobo z drugačno polarizacijo. Zaradi izbirnih pravil lahko polarizacije laserjev nastavimo tako, da atom z večjo verjetnostjo absorbira svetlobo laserja, bližje katerega je. Tako se zaradi nesimetrične absorpcije fotonov pojavi skupna sila, s katero laserji potisnejo atome nazaj proti centru pasti. Poglejmo si v tem poenostavljenem primeru, kaj se zgodi, ko se odmikamo



Slika 4. Slika prikazuje princip delovanja magneto-optične pasti [9].

od centra vzdolž osi z . Ko je $z > 0$ se prehod $\Delta M_J = -1$ premakne bližje frekvenci laserja. Zaradi izbirnih pravil pride predvsem do absorpcije laserskega žarka σ^- , ki potiska atom nazaj proti središču magneto-optične pasti. Za premik, kjer je $z < 0$ se zgodi ravno obratno. σ^+ in σ^- se nanašata na prehod atoma med kvantnimi stanji in označujeta cirkularno polarizacijo laserskega žarka.

Če torej enačbi za lasersko hlajenje dodamo še efekt frekvenčnega premika zaradi Zeemanovega pojava, dobimo:

$$F_{MOP} = -\alpha v - \beta z. \quad (3)$$

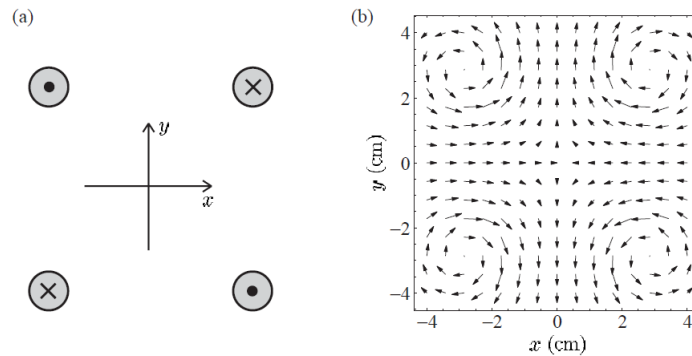
Tako torej atome, ki so v magneto-optični pasti ne samo lasersko ohladimo, ampak tudi ujamemo v center pasti.

4.3 Magnetna past

Atomi ohlajeni na temperaturo približno $100 \mu\text{K}$ imajo dovolj majhno kinetično energijo, da jih lahko ujamemo tudi brez pomoči laserjev. To lahko storimo z magnetno pastjo, saj imajo nevtralni atomi magnetni moment, ki interagira z zunanjim magnetnim poljem B . Energija interakcije je $V = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$. Za atom v stanju $|IJFM_F\rangle$, kjer je I spin jedra, J skupna vrtilna količina elektronov, F pa skupna vrtilna količina atoma, to ustreza Zeemanovi energiji $V = g_F \mu_B M_F B$ [9]. Torej je magnetna sila v smeri z enaka

$$F = -\frac{dV}{dz} = -g_F \mu_B M_F \frac{dB}{dz}. \quad (4)$$

V radialni smeri omejimo atome s kvadrupolnim magnetnim poljem, ki ga ustvarijo štiri žice, kot prikazuje Slika 5.



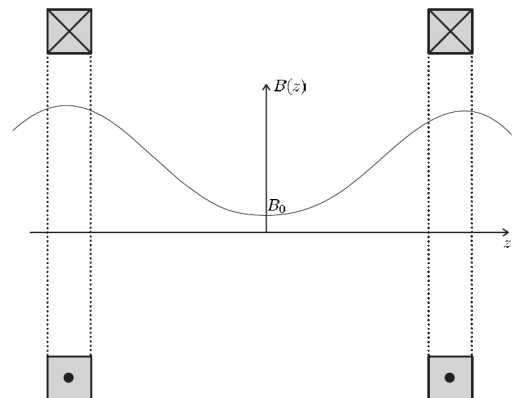
Slika 5. (a) Slika prikazuje presek štirih žic, ki ustvarjajo kvadrupolno magnetno polje. (b) Slika prikazuje smer magnetnega polja okoli žic [9].

Ker je v taki konfiguraciji žic gradient magnetnega polja v smeri z enak 0, lahko ob predpostavki, da je magnetno polje v središču preseka žic enako nič, jakost magnetnega polja zapišemo kot $|\mathbf{B}| = br$, kjer je b konstanta. Torej na atome deluje sila v radialni smeri

$$\mathbf{F} = -\nabla V = -g_F \mu_B M_F b \mathbf{e}_r. \quad (5)$$

Tako magnetno polje ujame atome, ki se jim magnetna energija zmanjša, ko se premaknejo v manjše magnetno polje (proti središču pasti). To velja za atome z $g_F M_F > 0$.

Za omejitev atomov v aksialni smeri uporabimo par koaksialnih tuljav z električnim tokom v isti smeri. Tako tuljavi ustvarita magnetno polje v smeri z , z minimumom med tuljavama, kot to prikazuje Slika 6. Tako z magnetnim poljem omejimo atome tudi v aksialni smeri.

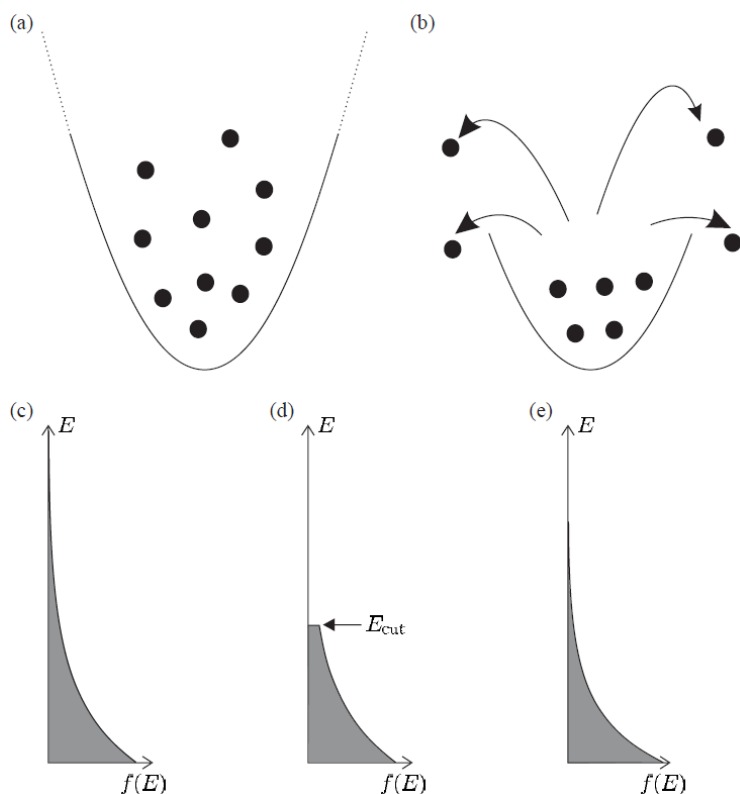


Slika 6. Slika prikazuje jakost magnetnega polja v smeri z , ki ga ustvarita koaksialni tuljavi z električnim tokom v isti smeri [9].

4.4 Ohlajanje z izhlapevanjem

Najprej smo atome ujeli v magneto-optično past in jih lasersko ohladili na približno $100 \mu\text{K}$. Za tem smo atome naložili v magnetno past. Če je začetna atomska gostota dovolj velika, lahko z metodo ohlajanja z izhlapevanjem dosežemo visoko zasedenost osnovnega kvantnega stanja in tako s faznim preходом dobimo Bose-Einsteinov kondenzat.

Ohlajevanje z izhlapevanjem je v principu zelo podobno, kot je ohlajanje skodelice čaja, ki izgublja energijo s tem, ko vodna para odnaša energijo. Če ima vsak atom, ki zapusti past, večjo energijo od povprečja energije, povzroči, da se plin atomov ohladi. Kot enostaven model si lahko



Slika 7. (a) Shema atomov v harmonskem potencialu. (b) Slika prikazuje pobeg atomov z veliko kinetično energijo, ko manjšamo jakost potenciala. (c),(d),(e) Slike prikazuje princip ohlajanja z izhlapevanjem [9].

izhlapevanje predstavljamo kot zaporedje korakov. Na začetku so atomi porazdeljeni po Boltzmannovi porazdelitvi energij $N(E) = N_0 \exp(-E/k_B T_1)$. Nato pustimo atomom, ki imajo energijo večjo od E_{cut} , da zapustijo past (Slika 7). Atomom pustimo čas, da ponovno vzpostavijo termično ravnovesje, ter dobimo novo porazdelitev po energijah $N(E) = N_0 \exp(-E/k_B T_2)$. Ta postopek lahko nadaljujemo in tako ohlajamo atome.

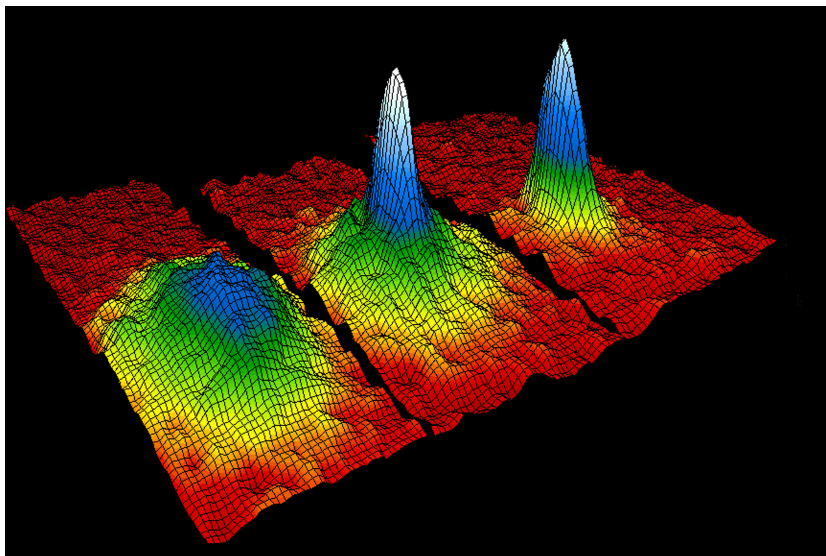
Izhlapevanje v magnetni pasti poteka s pomočjo radio-frekvenčnega (rf) elektromagnetnega valovanja, ki povzroči prehod iz vezanega v nevezano stanje. Sevanje s frekvenco ω_{rf} povzroči prehod atoma $\Delta M_F = \pm 1$ pri radiju r , ki zadošča enačbi

$$g_F \mu_B b' r = \hbar \omega_{\text{rf}}. \quad (6)$$

Tako z rf sevanjem iz pasti odstranimo atome, ki imajo dovolj veliko kinetično energijo, da v pasti oscilirajo vsaj do radija r . Izhlapevanje poteka tako, da počasi nižamo frekvenco rf pulzov in tako odstranjujemo atome z vedno nižjo kinetično energijo.

4.5 Detekcija kondenzata

Kako vemo, da smo z izhlapevanjem ustvarili Bose-Einsteinov kondenzat? Oblak plina hladnih atomov lahko opazujemo z absorpcijskim slikanjem. Dokler je plin atomov ujet v pasti, je premajhen, da bi ga lahko preprosto opazovali. Zato najprej ugasnemo past in pustimo, da se plin atomov približno 0.1 s razširja prosto v vse smeri. Nato na atome posvetimo z lasersko svetlobo in na detektorju opazujemo senco, ki jo pusti oblak plina. Ker je razširanje plina v prostor odvisno od porazdelitve hitrosti atomov, lahko iz velikosti in oblike sence določimo, kakšno porazdelitev hitrosti je imel ujet oblak atomov. Fazni prehod plina v Bose-Einsteinov kondenzat lahko opazimo tako, da pri porazdelitve hitrosti opazimo značilen vrh, kot to prikazuje Slika 8.



Slika 8. Slika prikazuje porazdelitev hitrosti v plinu hladnih atomov pri različnih temperaturah. Graf povsem na levi prikazuje stanje plina pri $T > T_C$, kjer je T_C kritična temperatura za fazni prehod v kondenzat. Sredinski graf prikazuje porazdelitev hitrosti pri $T = T_C$, graf na desni pa porazdelitev hitrosti pri $T \ll T_C$. Ozek del pri grafih na sredini in na desni predstavlja Bose-Einsteinov kondenzat [10].

5. Atomski laser

Bose-Einsteinov kondenzat se pojavi zaradi makroskopske populacije osnovnega kvantenega stanja sistema, kjer zaradi velike λ_B pride do prekrivanja atomskih valovnih paketov. Tak sistem tvori koherentne snovne valove. Zaradi podobnosti med koherentnim snovnim valovanjem in koherentnimi fotoni, lahko napravimo atomski laser, ki je v zasnovi podoben optičnemu [11]. Iz izhoda atomskega laserja dobimo koherentne snovne valove, ki jih lahko sfokusiramo na majhen prosotor, ali pa dobro kolimiramo.

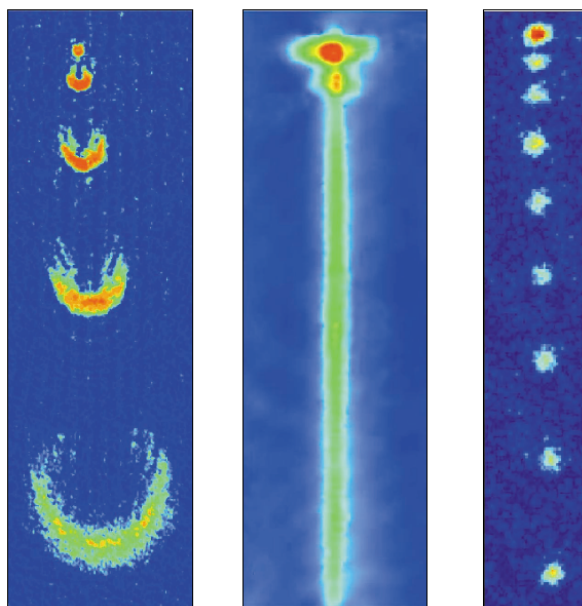
Kot vemo, potrebuje laser resonator, aktivni medij in napajalni sistem.

Aktivni medij pri atomskem laserju je plin hladnih atomov, ki obdaja kondenzat. Pri optičnem laserju stimulirana emisija fotonov povzroči, da se elektromagnetno polje močno ojači v enem lastnem stanju laserja. Stimulirana emisija fotonov v neko lastno stanje je večja, če so v tistem stanju že fotoni. Za plin hladnih atomov ob prisotnosti Bose-Einsteinovega kondenzata pride do stimuliranega sipanja atomov v osnovno lastno stanje. Verjetnost za sipanje atoma v osnovno lastno stanje, ki ga zasedajo atomi kondenzata, je tudi tu sorazmerna s številom atomov v kondenzatu. Za navaden plin atomov pri sobni temperaturi se atomi sipajo v eno izmed mnogih stanj sistema. Ob doseženi kritični temperaturi za fazni prehod v Bose-Einsteinov kondenzat, pa se začnejo atomi

dominantno sipati v najnižje energijsko stanje sistema. Ta nenaden pojav je zelo podoben mejnemu delovanju optičnega laserja, ko dosežemo močno ojačanje radiacijskega polja v enem stanju sistema zaradi stimulirane emisije fotonov.

V atomskem laserju je vzbujevanje aktivnega medija narejeno z ohlajanjem z izhlapevanjem. S tem procesom ohlajamo plin okoli kondenzata, kar povzroča njegovo nadaljno rast. Po doseženem ravnovesju se kondenzat neha povečevati in ojačanje atomskega laserja postane nično, dokler ne nadaljujemo z izhlapevanjem in ohlajanjem plina atomov.

Resonator optičnega laserja je pri atomskem laserju magnetna past. Pomemben del resonatorja pri optičnem laserju je polprepustno zrcalo, saj nam omogoča nadzorovano izhajanje fotonov. Atome ujete v magnetni pasti si lahko predstavljamo, kot da se odbijajo med magnetnimi zrcali pasti [12]. Magnetna zrcala so popolnoma odbojna za atome, ki imajo magnetni moment anti-paralelen magnetnemu polju in popolnoma transmisivna za ostale projekcije magnetnega momenta na magnetno polje. Atomi, ki jim z radiofrekvenčnimi sunki spremenimo projekcijo magnetnega momenta in tako postavimo v nevezano stanje, ne obstanejo v pasti in začnejo zaradi gravitacije padati. Na tak način so ustvarili pulzni atomski laser, saj je kljub interakciji z elektromagnetnimi sunki žarek izhodnih atomov ohranil koherentne lastnosti kondenzata. Raziskovalci so kmalu postavili tudi kontinuiran atomski laser, ki je eksperimentalno izveden podobno kot pulzni laser [13]. Trajanje delovanja laserja v kontinuiranem načinu je omejeno zgolj s številom atomov v kondenzatu. Obstajajo nekatere



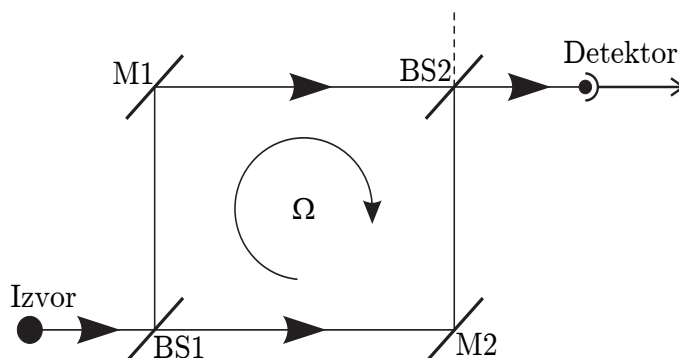
Slika 9. Sliki povsem na levi in desni prikujeta žarka pulznega atomskega laserja. Slika na sredini prikazuje žarek kontinuiranega atomskega laserja [13, 14, 15].

pomembne razlike med atomskim in optičnim laserjem. Fotone lahko ustvarimo, atomov pa ne. Tako pri atomskem laserju ni ojačano število atomov, ampak je ojačano število atomov v osnovnem kvantnem stanju, medtem ko se število atomov v ostalih stanjih zmanjša. Atomi tudi za razliko od fotonov med seboj interagirajo, kar povzroči dodatno širjenje žarka atomov. Prav tako zaradi sipanja na molekulah zraka, žarek atomov ne more potovati daleč. Ker so atomi masivni delci, se zaradi vpliva gravitacije žarek atomov ukrivi že na kratkih razdaljah [2].

Kljub demonstraciji atomskega laserja, pa bodo potrebne še številne izboljšave, predvsem v smislu izhodne moči in kompleksnosti laserja, preden bodo ti aplikativno uporabni. Njihovo aplikacijo si lahko obetamo predvsem v osnovnih raziskavah za točno merjenje časa (atomske ure), v atomski optiki in za natančno merjenje osnovnih konstant [2].

6. Mach-Zehnderjev interferometer

Ena izmed možnih aplikacij atomskega laserja je v atomski interferometriji. V splošnem je atomska interferometrija mogoča zaradi valovne narave delcev. Kot že vemo, je valovna dolžina delcev povezana z njihovo gibalno količino $\lambda = h/p$. V atomski interferometriji lahko eksperimente izvedemo s curkom atomov pri temperaturi nekaj 100 K, s plinom hladnih atomov, ki jih ohladimo v magneto-optični pasti, ali pa z atomskim laserjem. Prednost curka atomov je, da je tok atomov lahko za 10^2 večji kot pri atomskem laserju [3]. Ključna prednost plina hladnih atomov in še v večji meri atomskega laserja je, da imajo ti atomi bistveno ožjo porazdelitev gibalnih količin kot curek atomov. Tako dosežemo s hladnimi atomi daljšo koherentno razdaljo, kar nam podaljša interakcijski čas, poleg tega zaradi počasnega razširjanja plina ohranimo večjo kolimiranost žarka atomov. Na Sliki 10



Slika 10. Slika prikazuje optični Mach-Zehnderjev interferometer. BS1 in BS2 sta polprepustni zrcali, M1 in M2 pa zrcali [9].

je predstavljen Mach-Zehnderjev interferometer, s katerim merimo kotno hitrost oziroma rotacijo sistema. Za poenostavljen izračun spremembe faze zaradi rotacije, si lahko predstavljamo okrogel interferometer z radijem R . Za nerotirajoč sistem potrebujeta žarka okoli okroglega interferometra do ponovnega srečanja $t = \pi R/v$. Do faznega zamika med žarkoma pride, če se sistem v vmesnem času zavrti za kot Ωt , kjer je Ω kotna frekvenca vrtenja okoli osi, ki je pravokotna na ravnino v kateri leži interferometer. Zato en val opravi za $\Delta l = 2\Omega R t$ dalšo pot od drugega. To ustreza fazni razliki

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_{dB}} 2\Omega R \frac{\pi R}{v} . \quad (7)$$

Ker je površina zanke enaka $S = \pi R^2$, velja

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda_{dB} v} \Omega S . \quad (8)$$

Tudi bolj rigorozen integral po zaključeni poti pokaže, da zgornja enačba velja za poljubno obliko interferometra [9]. Če želimo primerjati delovanje Mach-Zehnderjevega interferometra med svetlobnim in atomskim žarkom lahko zapišemo razliko v fazi kot

$$\Delta\phi = \frac{\lambda c}{\lambda_{dB} v} \Delta\phi_{\text{svetloba}} = \frac{M c^2}{\hbar \omega} \Delta\phi_{\text{svetloba}} . \quad (9)$$

Ker je velikost $\Delta\phi/\Delta\phi_{\text{svetloba}}$ za natrijeve atome in vidno svetlobo $\approx 10^{10}$, imajo atomski interferometri na videz veliko prednost. Svetlobnim interferetrom gre v prid to, da lahko izdelamo veliko večje svetlobne interferometre v velikosti nekaj metrov, medtem ko so atomski interferometri praviloma dolgi le delček milimetra. Dodatni prednosti svetlobnega interferometra sta, da lahko

svetloba naredi več krogov po interferometru in je tok fotonov mnogo večji od toka atomov. Trenutno so z atomskimi interferometri, ki uporabljajo plin hladnih atomov, sposobni doseči podobne rezultate kot s svetlobnimi interferometri. Z atomskimi interferometri je mogoče izmeriti kotno hitrost z natančnostjo $6 \times 10^{-10} \text{ rad s}^{-1}$ pri meritvi dolgi eno sekundo. Spodnja meja še merljivega kotnega premika je 50 mrad. Verjetno najpomembnejša uporaba merilcev kotne hitrosti je v navigaciji. Znanstvene aplikacije natančnega merjenja kotne hitrosti so predvsem merjenje sprememb v hitrosti vrtenja Zemlje, merjenje rotacijskih gibanj tektonskih plošč in preverjanje napovedi splošne teorije relativnosti [3].

7. Zaključek

Z možnostjo raziskovanja posebnega stanja snovi, Bose-Einsteinovega kondenzata, so se raziskovalcem po svetu odprle možnosti za nove eksperimente, ki nam bodo omogočili boljše razumevanje kvantne narave snovi. Eden izmed primerov uporabe posebnih lastnosti Bose-Einsteinovega kondenzata, predvsem koherence, je realizacija atomskega laserja. Z atomskim laserjem, ki deluje podobno kot optični, le da emitira koherentne snovne valove, si raziskovalci obetajo predvsem natančnejše meritve s pomočjo atomskih interferometrov. V atomski interferometriji ima atomski laser zaradi svoje dolge koherenčne razdalje ključno prednost pred ostalimi viri atomov. Pred optičnimi interferometri, pa je v primeru meritve kotne hitrosti z Mach-Zehnderjevim interferometrom pomembna prednost manjša hitrost atomov od hitrosti svetlobe, kar nam poveča čas interakcije z opazovanim sistemom.

8. Zahvala

Za pomoč, komentarje in nasvete se zahvaljujem dr. Peter Jegliču.

LITERATURA

- [1] W. Ketterle, *The Atom Laser* (dostopno na: http://cua.mit.edu/ketterle_group/Projects_1997/atamlaser_97/atamlaser_comm.html, pridobljeno 11.4.2016).
- [2] E. A. Cornell, C.E. Wieman, M.R. Matthews, J.R. Ensher in M.H. Anderson, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, *Science* **269** (1995).
- [3] R. M. Godun et al., *Prospects for atom interferometry*, *Contemporary physics* **42** (2001).
- [4] E. Hecht, *Optics 4th edition*, Pearson Educated Limited (2002).
- [5] Lakkasou (2010), (dostopno na: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Lasercons.svg>, pridobljeno 11.4.2016).
- [6] J. Strnad, *Fizika 4. del*, DMFA - založništvo (2010).
- [7] E. A. Cornell in C. E. Wiemann, *The Bose-Einstein Condensate*, *Scientific American*, March (1998).
- [8] M. R. Andrew et al, *Observation of Interference Between Two Bose Condensates*, *Science* **275** (1997).
- [9] C. J. Foot, *Atomic Physics*, Oxford University Press (2005).
- [10] NIST/JILA/CU-Boulder, (1995), (dostopno na: <http://patapsco.nist.gov/imagegallery/details.cfm?imageid=193>, pridobljeno 11.4.2016).
- [11] E. W. Hagley et al., *The Atom Laser*, *Optics and Photonics news*, May (2001).
- [12] M. O. Mewes et al., *Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997).
- [13] I. Bloch et al., *Atom Laser with a cw Output Coupler*, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999).
- [14] D. S. Durfee, W. Kettle, *Experimental studies of Bose-Einstein condensation*, *Optics Express* **2** (1998).
- [15] B. P. Anderson, M. A. Kasevich, *Macroscopic Quantum Interference from Atomic Tunnel Arrays*, *Science* **282** (1998).