



Univerza v Mariboru

Fakulteta za naravoslovje
in matematiko

Interferenca Bosejevih ognjemetov

Seminar

Filip Ferš

Maribor, 2022

POVZETEK

V seminarju predstavimo tehnike hlajenja atomov, ki so potrebne, da dosežemo Bose-Einsteinovo kondenzacijo cezijevih atomov. Izvedemo eksperiment, kjer s harmonsko multitonno modulacijo medatomske interakcije, stimuliramo emisijo dveh parov Bosejevih ognjemetov v kvazi enodimenzionalni pasti. Bosejevi ognjemeti različnih hitrosti se po nekaj časa razširjanja v kanalu srečajo in opazimo interferenco snovnih valov. Zapišemo tudi 1D model, ki opiše vse faze emisije Bosejevih ognjemetov iz kondenzata.

Kazalo vsebine

1 Uvod	1
2 Hlajenje atomov	1
2.1 Lasersko hlajenje	1
2.2 Evaporacijsko hlajenje	7
3 Bose-Einsteinov kondenzat	9
4 Interferenca Bosejevih ognjemetov	11
5 Zaključek	14
Literatura in viri	14

1 Uvod

Tipično si predstavljamo, da laserji snov grejejo. Ko z lasersko svetlobo posvetimo na snov, atomi ali molekule svetlobo absorbirajo. Absorpcija fotona v molekulah in atomih poveča energijo, kar čutimo kot temperaturo, ki je merilo za relativno toploto telesa. Temperatura pa ni nič drugega, kot povprečna hitrost molekule [1]. Tako kinetično energija atoma v snovi lahko zapišemo kot:

$$\frac{1}{2} m_{Cs} \overline{v^2} = \frac{3}{2} k_B T, \quad (1)$$

kjer je k_B Boltzmanova konstanta, $\overline{v^2}$ povprečje kvadrata hitrosti, m_{Cs} masa atoma cezija in T temperatura. Velja $k_B = 1.38 * 10^{-23}$ J/K. Atom ohladimo tako, da ga upočasnimo.

2 Hlajenje atomov

2.1 Lasersko hlajenje

V laboratoriju za hladne atome na Inštitutu Jožef Štefan, uporabljajo atome stabilnega izotopa cezija ^{133}Cs [2,3]. Hlajenje atomov poteka v več korakih [4]. Najprej so atomi lasersko hlajeni z Zeemanovim upočasnjevalnikom, nato v magneto-optični pasti ter Ramanskim hlajenjem, in na koncu z evaporacijskim hlajenjem v prekrizani dipolni pasti. V prvem koraku cezijevi atomi iz pečice izstopijo pri temperaturi okoli 90°C (slika 1a). V prvi fazi hlajenja z lasersko svetlobo svetimo v smeri nasproti gibanju atomov. Fotoni z valovno dolžino λ imajo neničelno gibalno količino $p = \frac{h}{\lambda}$. Če atom absorbira foton, ga kasneje izseva v naključni smeri, pri tem pa se atomu spremeni gibalna količina. V povprečju zaradi ohranitve gibalne količine na atom v smeri nasprotni njegovega gibanja deluje sila, katere velikost je [5]:

$$F_{sip} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2}}, \quad (2)$$

kjer je $\hbar k$ gibalna količina fotona, Γ širina resonančne črte, I intenziteta, I_{sat} saturacijska intenziteta in δ frekvenca, ki odstopa od resonančne. Saturacijska intenziteta $I_{sat}(\omega) = \hbar\omega A_{21}/2\sigma(\omega)$ je odvisna od Einsteinovega koeficienta spontane emisije A_{21} in absorpcijskega preseka σ . Odstopanje frekvence od resonance $\delta = \omega - \omega_0 + kv$, je enako razliki med frekvenco laserja in resonančno frekvenco atoma $\omega - \omega_0$, kv pa je sprememba frekvence zaradi

Dopplerjevega pojava. Zaradi upočasnjevanja, v opazovalnem sistemu atomov frekvenca laserja pade iz resonance. Če frekvenca laserja ne ustreza energiji prehoda v višje stanje, laserska svetloba preneha upočasnjevati curek atomov. Dopplerjev pojav kompenziramo tako, da curek atomov pošljemo skozi sistem tuljav, t. i. Zeemanov upočasnjevalnik [6]. Zaradi magnetnega polja tuljav, se prehodi med energijskimi stanji atomov razcepijo sorazmerno z gostoto magnetnega polja. Magnetno polje s tuljavami spreminjamo tako, da je frekvenca, potrebna za prehod v višje energijsko stanje, približno enaka konstantni frekvenci laserja. Frekvenčni zamik zaradi Zeemanovega efekta mora zadostovati pogoju:

$$\omega_0 + \frac{\mu_B B(z)}{\hbar} = \omega + kv, \quad (3)$$

kjer je μ_B Bohrov magneton, in $B(z)$ magnetno polje. Minimalna dolžina upočasnjevalnika je:

$$L_0 = \frac{m_{Cs} v_0^2}{\hbar k \Gamma}, \quad (4)$$

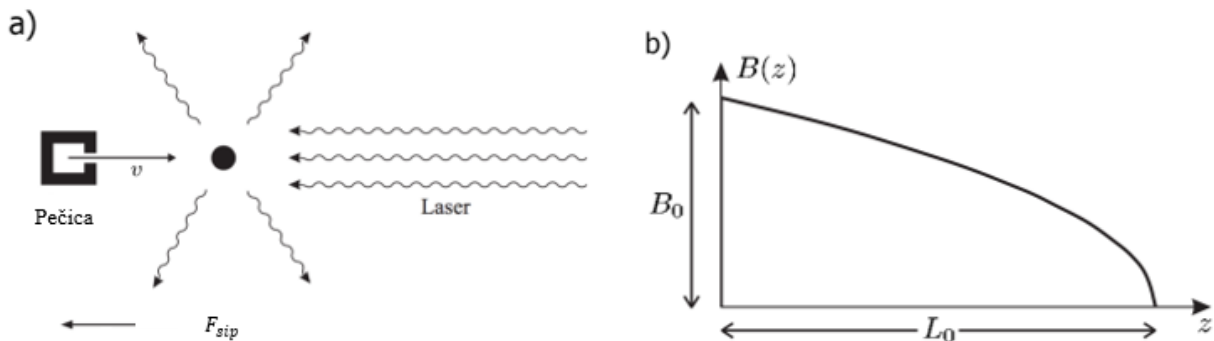
kjer je v_0 začetna hitrost atomov. Profil magnetnega polja vzdolž osi laserja je (slika 1b):

$$B(z) = B_0 \left(1 - \frac{z}{L_0}\right)^{\frac{1}{2}} + B_{bias}, \quad (5)$$

pri čemer je:

$$B_0 = \frac{h\nu_0}{\lambda\mu_B}. \quad (6)$$

S tem profilom magnetnega polja dosežemo, da so cezijevi atomi v resonanci z lasersko svetlobo od vstopa v upočasnjevalnik pri hitrosti v_0 do končne hitrosti v_f , ko ga zapustijo. Atomov ne ustavimo popolnoma, da prispejo do območja, kjer so nadaljnjo hlajeni. Na ta način atome ohladimo na nekaj K.

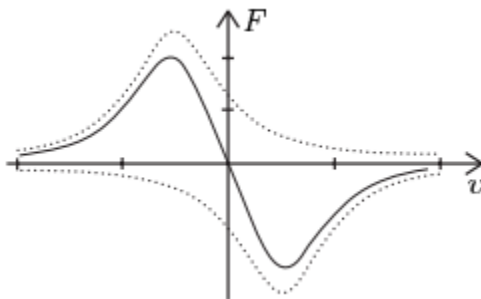


Slika 1. (a) Kolimiran curek atomov iz pečice izstopi pri temperaturi $90\text{ }^{\circ}\text{C}$. Na curek atomov svetimo z laserjem. Če frekvenca laserske svetlobe ustreza energiji prehoda med energijskimi stanji atoma, na atom zaradi ohranitve gibalne količine v povprečju deluje sila, v smeri nasproti njegovemu gibanju. (b) Upočasnjujočemu atomu se zaradi Dopplerjevega pojava spreminja energija prehoda. Ta pojav kompenziramo s spreminjajočim se zunanjim magnetnim poljem, ki energijska stanja z enako vrtilno količino razcepi.

V naslednji fazi so atomi dovolj počasni, da potrebujemo laserske žarke v vseh treh dimenzijah, da ohladimo plin atomov. Uporabimo tri pare nasprotnih laserskih žarkov, ki so med seboj pravokotni. Frekvenca laserjev je manjša od resonančne frekvence (red detuned). Tako z Dopplerjevim pojavom ustavljamo samo atome, ki se gibljejo v smeri nasproti laserske svetlobe. Gibajoči atomi v svojem opazovalnem sistemu vidijo lasersko svetlobo pri nekoliko višji frekvenci in so v resonanci. Na stacionarnih atomih se sile nasprotnih laserskih žarkov izničijo. To imenujemo optična melasa. Svetloba na premikajoče atome deluje s silo trenja, ki je sorazmerna z njegovo hitrostjo. Za dovolj majhne hitrosti velja zveza (slika 2):

$$F_{melas} = -\alpha v. \quad (7)$$

Z optično melaso naletimo na Dopplerjevo limito hlajenja zaradi diskretnosti interakcij atomov s sevalnim tlakom, kjer pri izmenjavi gibalne količine pride do gretja. To povzročijo fluktuacije v spontani emisiji, ki spremljajo F_{sip} in povzročajo odmike v naključnih smereh.

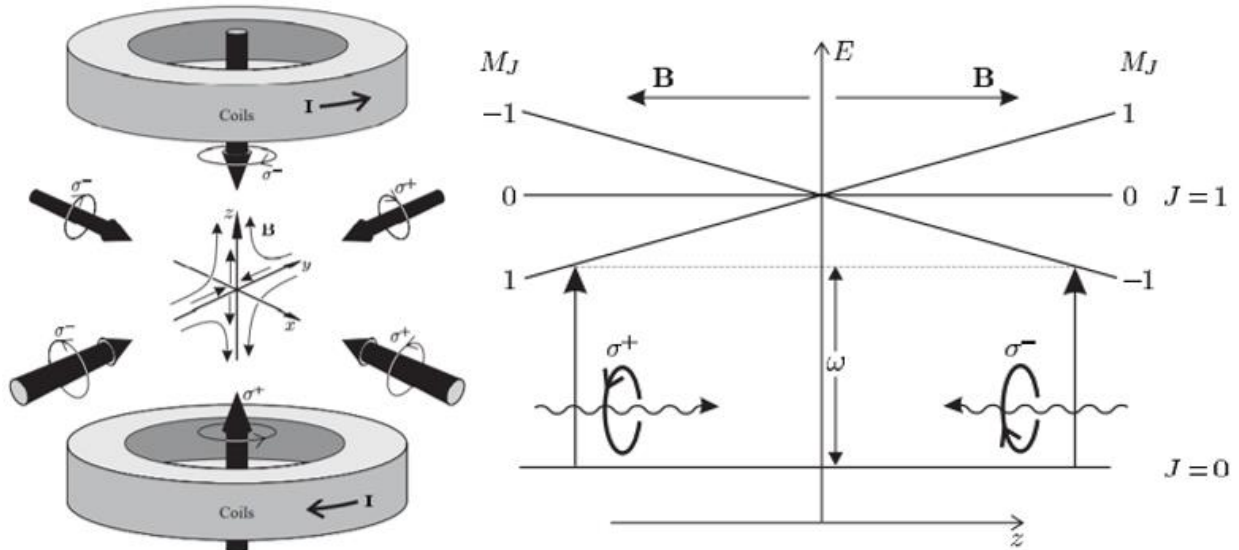


Slika 2. Sila optične melase, kot funkcija hitrosti atoma. Črtkane krivulje predstavljajo silo posameznih laserskih žarkov.

Drug vpliv so fluktuacije v absorpciji, saj atomi v časovnem intervalu t , ne absorbirajo vedno enakega števila fotonov. Sprememba hitrosti atomov v optični melasi, zaradi fluktuacij v absorpciji je analogna Brownovemu gibanju. Ob upoštevanju obeh naključnih pojavov, pridemo do Dopplerjeve limite hlajenja s temperaturo T_D je:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}, \quad (8)$$

Za prehod med osnovnim energijskim stanjem cezija $6^2S_{1/2} (M_j = \frac{1}{2})$ in vzbujenim stanjem $6^2S_{3/2} (M_j = \frac{3}{2})$, je vrednost $\Gamma = 2\pi * 5,235$ MHz in s tem Dopplerjeva limita $T_D \approx 2.6$ μ K [7]. Ker se sevalne sile nasprotnih laserskih žarkov med seboj izničijo, vpliv fluktuacij pa ne, nobena sila ne vrača atomov na sredino optične melase, kjer se nabirajo hladni atomi. Problem, da atomi čez čas difundirajo iz mesta, kjer se laserski žarki sekajo, rešimo z magneto-optično pastjo in pravilno izbiro polarizacije vseh šestih laserskih žarkov. Magneto-optično past naredimo z dvema tuljavama v anti-Helmholtzovi konfiguraciji, po katerih teče tok v nasprotnih smereh (slika 3a). Na sliki 3b je prikazan mehanizem magneto-optične pasti. Ustvarimo kvadrupolno magnetno polje na točki, kjer se sreča vseh 6 krožno polariziranih laserskih žarkov. V središču pasti je območje z zanemarljivo majhnim magnetnim poljem $B \approx 0$. Ko se od središča oddaljujemo, pa velikost magnetnega polja linearno narašča in s tem tudi velikost razcepa energijskih stanj. Frekvenca laserjev je rahlo pod resonančno. Ko se atom premakne iz središča pasti, postane verjetnost absorpcije veliko večja, ker je atom zaradi Zeemanovega pojava bližje resonanci. Pojavi se neravnesje sevalnih sil laserske svetlobe, ki atome potiska proti središču. Primer za prehod $J = 0 \rightarrow J = 1$, je predstavljen na sliki 4 v eni dimenziji. Če se atom premakne v pozitivni smeri $z > 0$, postane $\Delta M_j = -1$ prehod bližje resonanci. Zaradi izbirnih pravil postane verjetnejša absorpcija svetlobe žarka s krožno polarizacijo σ^- , in sipalna sila atom potisne nazaj proti središču pasti.



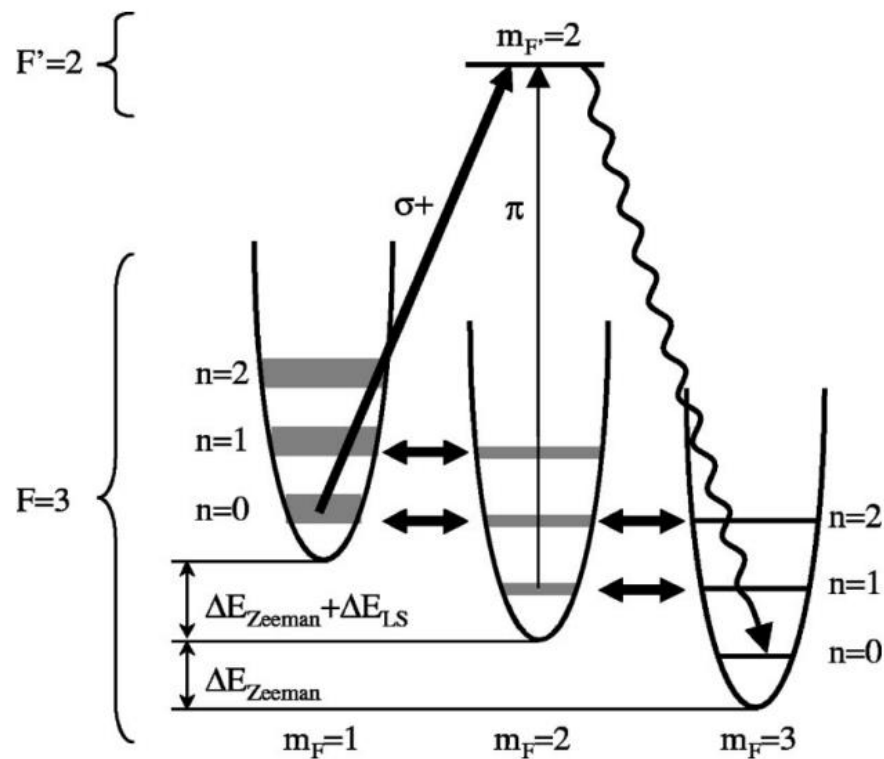
Slika 3. (a) Shematski prikaz magneto-optične pasti. Past sestavlja 6 laserjev z nasprotno polarizacijo in tuljavi v anti-Helmholtzovi konfiguraciji. (b) Mehanizem magneto-optične pasti za dvo-nivojski sistem $J = 0 \rightarrow J = 1$. Zeemanov razcep stanj je linearno odvisen od lokacije v pasti. Atom obsvetlamo iz leve strani z desno sučno polarizacijo in iz desne strani z levo sučno polarizacijo. Nastane neravnovesje sil laserske svetlobe, ki atome potiska proti središču pasti.

Ko imamo dovolj atomov, magneto-optično past izklopimo in jih naprej ohlajamo z optično melaso. Preden atome prenesemo v dipolno past, kjer izvajamo evaporacijsko hlajenje, atome ohladimo z degeneriranim Ramanskim hlajenjem. Na mestu magneto-optične pasti s štirimi prekržanimi laserji ustvarimo interferenčni vzorec, ki deluje kot optična mreža. Dipolni potencial optične mreže ujame posamezne atome, ki jih lahko nato obravnavamo kot harmonsko nihanje z vibracijskimi energijami $E_n = \hbar\omega \left(\frac{1}{2} + n\right)$. Optična mreža je v magnetnem polju, ki razcepi hiperfino stanje atoma, da so vibracijske energije sosednjih stanj degenerirane. Velja:

$$E_n(m_F = 3) = E_{n-1}(m_F = 2) = E_{n-2}(m_F = 1). \quad (9)$$

To omogoči dvofotonske Ramanske prehode med degeneriranimi sosednjimi m_F stanji s čimer nižamo vibracijsko energijo. S to vrsto hlajenja atoma brez velikih izgub ohladimo pod $1 \mu\text{K}$, česar ne moremo doseči z magneto-optično pastjo. Poleg ramanskih žarkov, ki poganjajo prehode med sosednjimi degeneriranimi stanji, uporabimo še polarizacijski žarek, ki atome črpa v najnižje energijsko stanje.

Na sliki 4 je prikazan proces ramanskega hlajenja na najnižjih energijskih stanjih cezija $F = 3$, $m_F = 1,2,3$. Pri vsakem ramanskem prehodu izgubimo en kvant vibracijske energije [8]. Zraven ramanskih žarkov uporabimo polarizacijski žarek z močno komponento polarizacije σ^+ in šibko komponento polarizacije π za zadnji cikel, ki omogoča črpanje atomov v stanje m_F z najnižjo vibracijsko energijo. Žarek s polarizacijo σ^+ je v resonanci s prehodom $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ in ker je krožno polariziran, za vsakim prehodom atomu poveča m_F za 1. Močni polarizator σ^+ atome črpa v stanje $|F' = 2, m_F = 2\rangle$, od koder spontano emitirajo v stanje $|F = 3, m_F = 3, 2, 1\rangle$. Ta proces se ponavlja dokler atom ni v stanju $|m_F = 3, n = 1\rangle \leftrightarrow |m_F = 2, n = 0\rangle$, ki je za polarizacijski žarek σ^+ temno stanje. V zadnjem ciklu polarizator π črpa atome v stanje $|m_F = 3, n = 0\rangle$, ki je temno za vse vpletene žarke. Ob koncu degeneriranega Ramanskega hlajenja imajo atomi temperaturo okoli 1000 nK in so pripravljeni za evaporacijsko hlajenje.



Slika 4. Z magnetnim poljem degeneriramo sosednja (m_F, n) stanja, med katerimi ramanski žarki poganjajo ramanske prehode, ki jih na koncu polarizacijski žarek črpa v najnižje energijsko stanje.

2.2 Evaporacijsko hlajenje

Temperatura atomov po degeneriranem Ramanskem hlajenju je dovolj nizka za prenos v dipolno past, kjer atome evaporacijsko hladimo do Bose-Einsteinovega kondenzata. Dipolno past naredimo s križanjem dveh laserskih žarkov, ki ustvarita privlačen potencial za atome. Laserska svetloba je daleč od resonančne, da atomov optično ne vzbudimo. Električno polje laserske svetlobe v atomu inducira dipolni moment, ki interagira s svetlobnim poljem. Žarek deluje na atom s silo, ki je sorazmerna gradientu intenzitete laserskega žarka z Gaussovimi profilom. Če je frekvenca laserske svetlobe nižja od frekvence prehoda v atomu, deluje sila na atom v smeri večanja intenzitete svetlobe $I(r)$. Dipolni potencial zapišemo kot [9]:

$$U_{dip}(r) = -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}) = \hat{U}I(\vec{r}), \quad (10)$$

kjer je intenziteta laserskega žarka z Gaussovimi profili z močjo P v smeri vzdolž žarka enaka:

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right)} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right)}}, \quad (11)$$

kjer je w_0 polmer grla snopa, λ valovna dolžina svetlobe, r radialna koordinata in $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ Rayleighova dolžina. Rayleighova dolžina je razdalja od grla, na kateri se žarku intenziteta 2-krat zmanjša. Enačba velja za ne-resonančno svetlobo, torej $|\omega - \omega_0| \gg \Gamma$. Ker je z_R veliko večja od w_0 , se potencial zelo šibko spreminja v smeri z . Zato dipolno past naredimo s križanjem dveh žarkov, da dosežemo lovljenje atomov v vseh smereh. Vidimo tudi, da je potencial privlačen, če je frekvenca svetlobe pod frekvenco atomskega prehoda $\omega_0 > \omega$. Če potencial žarka razvijemo okoli $r, z = 0$, dobimo radialno frekvenco pasti:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{8\hat{U}P}{\pi m_{Cs} w_0^4}}, \quad (12)$$

in aksialno frekvenco:

$$\omega_z = \sqrt{\frac{4\hat{U}P\lambda^2}{\pi^3 m_{Cs} w_0^6}}. \quad (13)$$

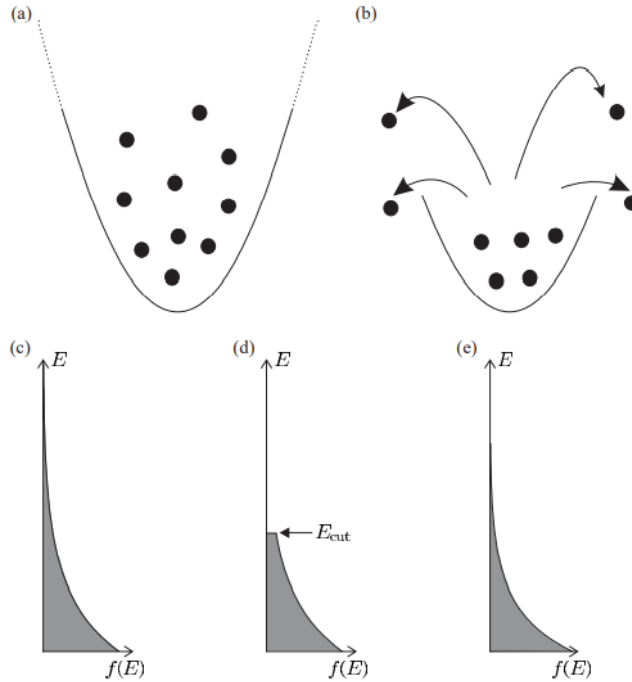
Dipolna past je prešibka, da bi uravnovesila gravitacijsko silo. V ta namen atome levitiramo v gradientu magnetnega polja, da uravnovesimo gravitacijsko silo. Posledično pridelamo negativen harmonični potencial v horizontalni smeri, kot posledica Maxwellovih enačb. Ta negativni harmonični potencial lahko v približku zapišemo kot:

$$U_{anti}(r) = -\left(\frac{1}{2} m_{Cs} \omega_{anti}^2 r^2 + \frac{3}{4} \mu_B B_0\right), \quad (14)$$

kjer je $\omega_{anti} = g\sqrt{m_{Cs}/3\mu_B B_0}$. Gostota atomov v dipolni pasti, ni dovolj velika za evaporacijo, kar pomeni, da bi bila termalizacija atomov zaradi majhnega števila trkov, neučinkovita. V ta namen znotraj dipolne pasti naredimo manjšo dipolno past z dvema ožjima žarkoma, kamor ujamemo okoli 3×10^5 atomov (slika 5a) [10]. Evaporacijo izvedemo tako, da manjšo dipolno past zvezno zmanjšujemo. Tako najhitrejšim atomom, ki imajo nadpovprečno energijo, pustimo pobegniti iz dipolne pasti (slika 5b). Če predpostavimo Boltzmannovo porazdelitev po energijah:

$$\mathcal{N}(E) = \mathcal{N}_0 e^{\frac{-E}{k_B T_1}}, \quad (15)$$

kjer je T_1 karakteristična temperatura. Atomi z energijo $E > E_{cut}$, kjer je $E_{cut} = \eta k_B T_1$, lahko pobegnejo. Ko se preostanek atomov ustali pri novi nižji temperaturi T_2 , postopek ponovimo pri novi E_{cut} . Na sliki 5c vidimo porazdelitev energije pred evaporacijo. Slika 5d kaže situacijo po evaporaciji, kjer so ostali atomi z energijo $E > E_{cut}$. Slika 5e kaže novo porazdelitev atomov, ki so se ustalili pri temperaturi T_2 . V eksperimentu postopek evaporacije poteka z zveznim nižanjem E_{cut} . Z evaporacijo lahko atome ohladimo na nekaj 10 nK. Do faznega prehoda, okoli 15000 atomov, v Bose-Einsteinov kondenzat pride že pri temperaturi okoli 50 nK. Fazni prehod v Bose-Einsteinov kondenzat je posledica bozonske statistike, ki dovoljuje, da je več delcev v istem kvantnomehanskem stanju.



Slika 5. (a) Atomi ujeti v harmoničnem potencialu pred evaporacijo. (b) Med evaporacijo najhitrejši atomi pobegnejo iz pasti. (c) Porazdelitev atomov po energiji pred evaporacijo, (d) po znižanju globine pasti in (e) po ponovni termalizaciji pri nižji temperaturi.

3 Bose-Einsteinov kondenzat

Bose-Einsteinov kondenzat (BEC) predstavlja stanje snovi, kjer je večina atomov v istem kvantomehanskem stanju, ki ga opišemo z makroskopsko valovno funkcijo. Atome cezija lahko opišemo kot valove z de Broglijevo valovno dolžino pri temperaturi T :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m_{CS} k_B T}}. \quad (16)$$

Ko atome hladimo, se po Heisenbergovemu principu nedoločenosti večja nedoločenost lege, saj se hitrost približuje absolutni ničli. Ko dosežemo kritično temperaturo T_c pride do faznega prehoda v Bose-Einsteinov kondenzat. Pri T_c postane λ_{dB} primerljiva razdalji med atomi in kvantni pojavi postanejo pomembni. Pri temperaturi krepko pod kritično dobimo čisti Bose-Einsteinov kondenzat, ki ga opišemo z eno samo makroskopsko valovno funkcijo. V približku povprečnega polja valovno funkcijo Bose-Einsteinovega kondenzata $\psi(\vec{r}, t)$, opisuje časovno odvisna nelinearna enačba Grossa in Pitaevskega:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{Cs}} \nabla^2 + V(\vec{r}, t) + g|\psi(\vec{r}, t)|^2 \right] \psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (17)$$

kjer je $V(\vec{r}, t)$ zunanji potencial in $g=4\pi\hbar^2 a/m_{Cs}$ interakcijska konstanta odvisna od sipalne dolžine a , ki je odvisna od magnetnega polja. Zato lahko s spreminjanjem magnetnega polja, v bližini Feshbachovih resonanc, poljubno nastavljamo interakcijo med atomi. Ko atomi neelastično trčijo, vpadni in sipani valovi čutijo različen potencial. To imenujemo vhodni in izhodni kanal. Sipanje v zaprt kanal, ko je energija vhodnega kanala nižja od izhodnega ni možno, a vseeno vpliva na sipalno dolžino. Energijsko razliko med kanaloma lahko spreminjamo s spreminjanjem magnetnega polja, pod pogojem, da se magnetna momenta kanalov razlikujeta. Feshbachova resonanca je pojav, kjer sipalna dolžina divergira, ko sta vhodna energija in energija vezanega stanja v izhodnem kanalu degenerirani pri magnetnem polju B_0 . V okolici Feshbachove resonance lahko sipalno dolžino izrazimo kot:

$$a(B) = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta B}{B - B_0} \right), \quad (18)$$

kjer je ΔB širina resonance in a_{bg} sipalna dolžina daleč od resonančne. Če oblak atomov izpustimo iz prekrizane dipolne pasti z izklopom enega izmed žarkov, se začne gibati po kanalu, ki ga generira preostali žarek, torej v kvazi-enodimenzionalni geometriji. Če interakcijo s Feshbachovo resonanco v okolici 17 G nastavimo iz odbojne na privlačno, zaradi nelinearnosti medatomskih interakcij dobimo svetel snovni soliton. Soliton je nedisperziven valovni paket, katerega gostota se v kanalu ohranja. V eni dimenziji lahko enačbo Grossa in Pitaevskega zapišemo kot:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{Cs}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) + g_1 |\psi(z, t)|^2 \right] \psi(z, t) = -i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(z, t), \quad (19)$$

kjer je zunanji potencial $V(z) = m\omega_z^2 z^2/2$, $g_1 = g/2\pi a_r^2 = 2a\hbar\omega_r$, pri čemer je $a_r = \sqrt{\hbar/(m\omega_r)}$. Ko je $V = 0$ in $a < 0$, dobimo solitonsko rešitev:

$$\psi(z, t) = \frac{a_r}{L\sqrt{2|a|}} \operatorname{sech}\left(\frac{z-vt}{L}\right) \exp\left[i \frac{m_{Cs}v}{\hbar} z - \frac{i}{\hbar} \left(\frac{m_{Cs}v^2}{2} - \frac{\hbar^2 L^2}{2m_{Cs}} \right) t \right], \quad (20)$$

kjer je $L = a_r^2/(N|a|) = a_r/k$ dolžina solitona, $N = \int |\psi(\vec{r}, t)|^2 d\vec{r}$ celotno število atomov, ki se ohranja, in v hitrost solitona.

4 Interferenca Bosejevih ognjemetov

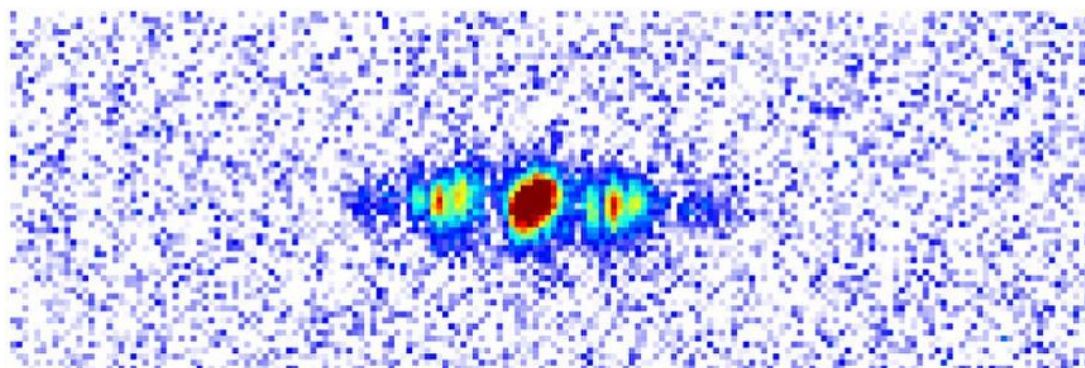
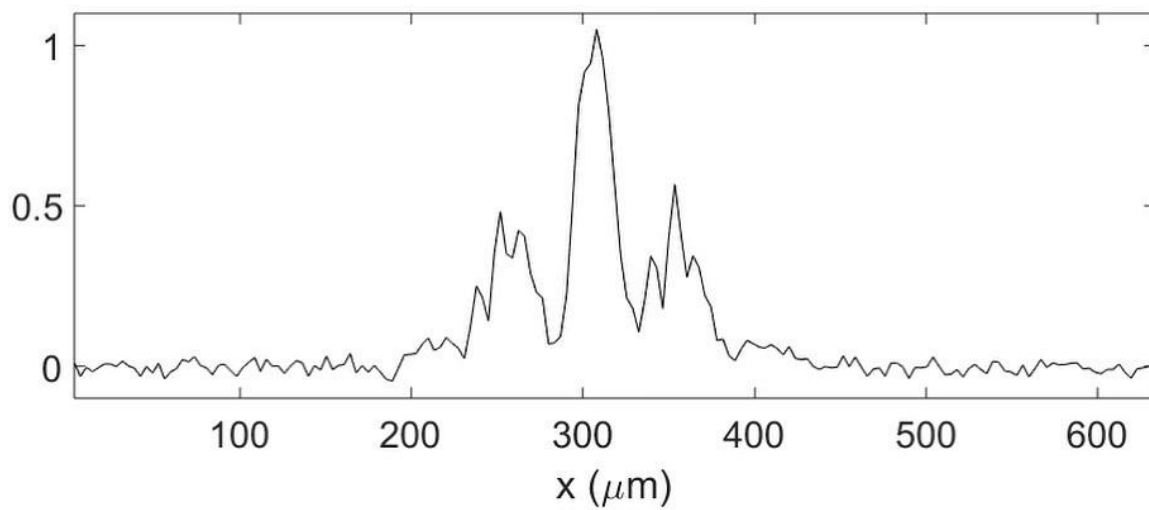
S harmonsko modulacijo sipalne dolžine pri visokih frekvencah stimuliramo medatomske trke, kar lahko povzroči emisijo snovno-valovnih ognjemetov solitonske oblike iz kondenzata [11,12]. Kondenzat pripravimo kot opisano v 2. in 3. poglavju tega seminarja. Nato Bose-Einsteinov kondenzat izpustimo iz prekržane dipolne pasti z izklopom enega žarka v kanal. Kanal ima radialno frekvenco $\omega_r = 2\pi \times 101$ Hz in frekvenco negativnega potenciala $\omega_{anti} = 2\pi \times 3.33$ Hz. Interakcijo spremenimo iz pozitivne na nekoliko negativno a_{dc} s Feshbachovo resonanco v okolici 17 G, da dobimo soliton. Takoj za izpustom Bose-Einsteinovega kondenzata v kanal, moduliramo sipalno dolžino kot:

$$a(t) = a_{dc} + a_{ac} \sin(2\pi\nu t). \quad (21)$$

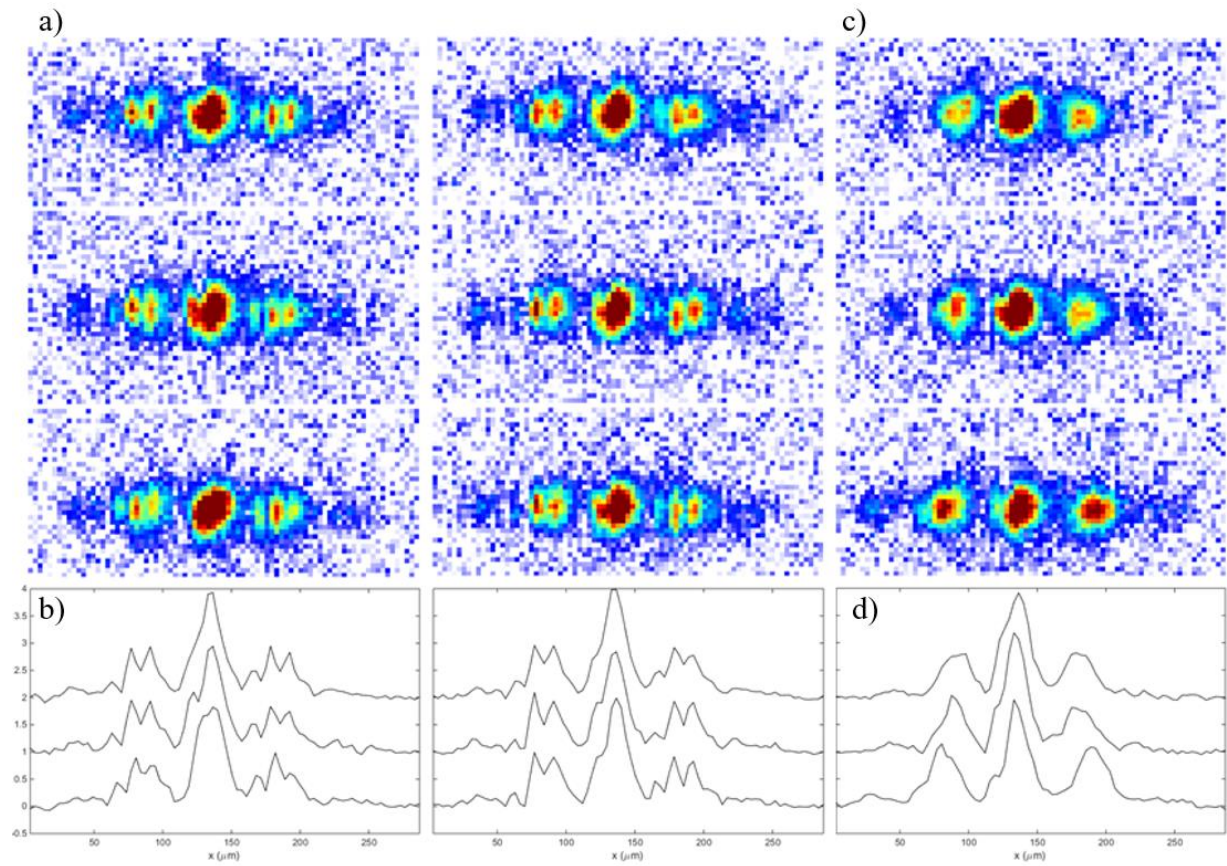
Dolžina modulacije je t_p , amplituda modulacije a_{ac} in frekvenca modulacije ν . Modulacija sproži emisijo para simetričnih ognjemetov iz kondenzata. Hitrost ognjemetov je odvisna od frekvence modulacije:

$$v_0 = \sqrt{\frac{h\nu}{m_{Cs}}}. \quad (22)$$

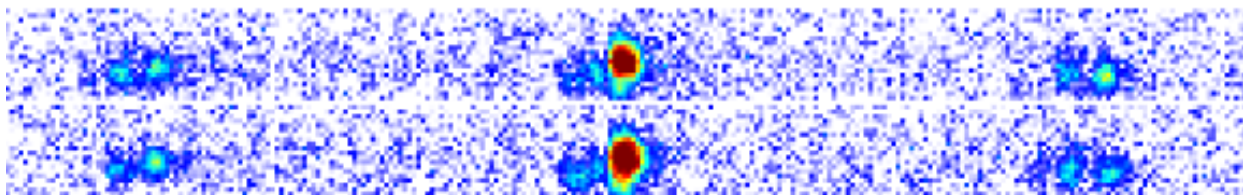
Najpogosteje nastaneta para simetričnih Bosejevih ognjemetov različnih hitrosti. Notranji par J1 in zunanji par J2, pri čemer ima zunanji par dvakrat večjo hitrost. Če želimo emitirati dva para ognjemetov poljubnih hitrosti, interakcijo moduliramo z linearno superpozicijo dveh sinusov. V našem eksperimentu je bila dolžina modulacijskega pulza 20ms, amplituda pulzov je linearno naraščala, od začetka do konca se je podvojila. Frekvenci vzbujanja sta bili $\nu_1 = 2000$ Hz in $\nu_2 = 2350$ Hz in s tem hitrosti Bosejevih ognjemetov $v_1 = 2.45$ mm/s in $v_2 = 2.66$ mm/s. Kanal nato izklopimo in pustimo, da se snovno-valovni ognjemeta razvijajo zunaj potenciala v prostem padu 15 ms (TOF – time of flight). Ognjemeta se prekrivata od začetka nastanka pa do časa, ki je odvisen od relativne hitrosti obeh ognjemetov in njunih dimenzij. V eksperimentu sta se ognjemeta po 35 ms še vedno dobro prekrivala, in smo opazili interferenco. To dokazuje, da so ognjemeta prostorsko koherentni. Valovna dolžina interferenčnih črt je okoli 14.6 μm (4.2 pixla) (slika 6, slika 7a). Na sliki 7c je viden primer, kjer je nastal samo en par ognjemetov, zato ne vidimo interference. Slika 8 kaže situacijo po 150 ms, ko se ognjemeta prostorsko popolnoma ločita.



Slika 6. (a) Gostotni profil interferenčnega vzorca dveh Bosejevih ognjemetov. Poljubne enote na y-osi. (b) Slika interferenčnega vzorca dveh simetričnih Bosejevih ognjemetov in centralni kondenzat. Vidna sta tudi zunanja para J_2 , ki pa sta šibka in se interferenca težko vidi.



Slika 7. (a) Sliki dveh ponovitev enakega eksperimenta, kjer smo opazili interferenco bosejevih ognjemetov. (b) Gostotni profili interferenčnih vzorcev bosejevih ognjemetov, y-os v poljubnih enotah. (c) Primer, ko smo imeli samo en par Bosejevih ognjemetov. (d) Gostotni profil za primer enega para bosejevih ognjemetov.



Slika 8. Bosejeva ognjemeteta po 150 ms, ko sta oba para ognjemetov popolnoma prostorsko popolnoma ločena.

5 Zaključek

Predstavljene so bile tehnike hlajenja atomov cezija potrebne za Bose-Einsteinovo kondenzacijo, s katerimi smo v laboratoriju za hladne atome na Inštitutu Jožef Štefan ustvarili Bose-Einsteinov kondenzat. Preko Feshbachovih resonanc v ceziju smo naredili soliton, iz katerega smo s harmonsko multitonsko modulacijo sipalne dolžine ustvarili Bosejeve ognjemete. Z dovolj dolgimi multitonskimi modulacijskimi pulzi, katerih amplituda je linearno naraščala smo naredili dva ognjemeta različnih hitrosti. Za kratke čase po nastanku parov ognjemetov (35 ms) smo lahko opazili interferenco snovnih valov.

Literatura in viri

- [1] M. Svetec, *Termodinamika*, Zapiski predavanj (Univerza v Mariboru, Fakulteta za naravoslovje in matematiko, Maribor, 2019).
- [2] T. Mežnaršič, *Laser cooling of atoms*, Seminar (Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Ljubljana, 2016).
- [3] N. Sedej, *Ultrahladne molekule*, Seminar (Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Ljubljana, 2018).
- [4] P. Ferjančič, *On the path to Bose-Einstein condensate*, Seminar (Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Ljubljana, 2012).
- [5] C. J. Foot, *Atomic physics* (Oxford University Press, New York, 2005).
- [6] N. Rosenstein, *Zeemanov upočasnjevalnik*, Seminar (Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Ljubljana, 2013).
- [7] S. L. Kemp, K. L. Butles, R. Freytag, S. A. Hopkins, E. A. Hinds, M. R. Tarbitt in S. L. Cornish, *Production and characterization of a dual species magneto-optical trap of cesium and ytterbium*, *Rev. Sci. Instrum.*, **87**, 2016.
- [8] G. Di Domenico, N. Castagna, G. Mileti in P. Thomann, *Laser collimation of a continuous beam of cold atoms using Zeeman-shift degenerate-Raman-sideband cooling*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 439 (2000).

- [9] T. Mežnaršič, *Cesium Bose-Einstein condensates in confined geometries*, Doktorska disertacija (Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Ljubljana, 2022).
- [10] T. Mežnaršič, *Lasersko hlajenje cezijeveh atomov*, Magistrsko delo (Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Ljubljana, 2016).
- [11] T. Mežnaršič, T. Arh, J. Brence, J. Pišljari, K. Gosar, Ž. Gosar, R. Žitko, E. Zupanič in P. Jeglič, *Cesium bright matter-wave solitons and soliton trains*, Phys. Rev. A **99**, 033625 (2019).
- [12] T. Mežnaršič, T. Arh, K. Gosar, Ž. Gosar, R. Žitko, E. Zupanič in P. Jeglič, *Emission of correlated jets from a driven matter-wave soliton in a quasi-one-dimensional geometry*, Phys. Rev. A **101**, 022611 (2021).