

# Precizno ugađanje temperature u sustavu hladnih atoma rubidija

Ivana Puljić

Fizički odsjek, PMF, Bijenička cesta 32, 10 000 Zagreb

Mentor: dr.sc. Tacijana Ban

25. siječnja 2020.

## Sažetak

*Eksperimentom je pokazana motivacija za uvođenje druge faze hlađenja u proces laserskog hlađenja pomoću magneto-optičke stupice. Za razliku od hlađenja jednom fazom, sa dvije faze hlađenja dobiva se veći broj atoma u stupici za sve frekventne odmake lasera za hlađenje od rezonantnog prijelaza. To daje mogućnost da se s različitim odmacima lasera za hlađenje pomiče po temperaturnoj krivulji gotovo bez gubitka atoma, čime se povećava točnost mjerenja. Izmjeren je broj i temperatura atoma u ovisnosti o frekventnom odmaku lasera za hlađenje i to u slučaju jedne i dvije faze hlađenja. Pokazana je ovisnost temperature o vremenu trajanja druge faze hlađenja. Zaključeno je kako se preciznom kontrolom parametara druge faze hlađenja može detaljno ugoditi temperatura atoma  $^{85}\text{Rb}$ , a tako pripremljen sustav moguće je iskoristiti za daljnje eksperimente poput hlađenja frekventnim češljem.*

## I. UVOD

Kemijski element rubidij, oznake Rb, nalazi se u prvoj skupini periodnog sustava elemenata što znači da ima jedan valentni elektron u posljednjoj ljusci (alkalijski metal). Mekan je, srebrnobijele boje, lako vaporizira, a na Zemlji dolazi u dva izotopa: 72% stabilni izotop  $^{85}\text{Rb}$  i 28% slabo reaktivni izotop  $^{87}\text{Rb}$ . S obzirom da energijski spektar rubidija leži u blisko infracrvenom području (NIR) i da je relativno jednostavno dobiti plinovito stanje, pogodan je element za lasersku spektroskopiju pomoću diodnih lasera, kao i za lasersko hlađenje i zarobljavanje pomoću magneto-optičke stupice (MOT). Općenito, osim rubidija, magneto-optičkom stupicom moguće je zarobljavati različite neutralne atome, a najčešće su to alkalijски (Li, Na, K, Cs) i zemnoalkalijski (Ca, Sr, Ba) metali te neki plinovi (H, He, Ar, Kr...). Kao rezultat ove eksperimentalne tehnike, dobiva se ohlađeni plin atoma s temperaturama koje se spuštaju do razine desetaka mikrokelvina. Zbog svojih specifičnih svojstava, laserom ohlađeni atomi mogu se pronaći u mnogo različitih primjena koje sežu od frekventnih standarda, stvaranja kvantno-degeneriranih plinova, atomske interferometrije za kvantne senzore, atomskih lasera, pa sve do kvantnih računala.

### A. Magneto-optička stupica

Magneto-optička stupica (MOT) je eksperimentalna tehnika hlađenja atoma zbog međudjelovanja atoma i tri međusobno ortogonalna para laserskih zraka dobro definirane polarizacije u prisustvu gradijenta magnetskog polja. S obzirom na to da je temelj rada MOT-a

međudjelovanje svjetlosti sa atomom, za detaljniji opis uzima se poluklasični pristup gdje se svjetlost opisuje kao klasični val, a atom pomoću diskretnog energijskog spektra (kvantno).

Sam princip laserskog hlađenja je ipak najlakše opisati pomoću prijenosa impulsa sa fotona na atom. Naime, ukoliko se atom koji stoji na mjestu obasja laserskom zrakom određene frekvencije  $\omega$  koja odgovara frekvenciji atomskog prijelaza  $\omega_0$ , on će apsorbirati taj foton i pri tome (zbog očuvanja energije) primiti impuls u smjeru širenja laserske zrake. Nakon apsorpcije fotona, atom se nalazi u pobuđenom stanju te se spontanom emisijom fotona vraća u svoje osnovno stanje. Pri tome emitirani foton dobiva neki impuls u nasumičnom smjeru, a sam atom dobiva impuls u smjeru suprotnom od smjera impulsa fotona.

Isto se događa i ako se atom kreće brzinom  $v$  recimo prema laserskoj zraci. S obzirom na to da je laserska zraka zapravo snop fotona, atom apsorpcijom dobiva usmjeren impuls u smjeru suprotnom od svog gibanja, a spontanom emisijom nasumični impuls koji usrednjavanjem zbog velikog broja ciklusa iščezava. U eksperimentu se koristi plin te se stoga može pretpostaviti Maxwell-Boltzmannova raspodjela brzina atoma, što znači da smanjenje brzine atoma prema ekvipartijskom teoremu znači i smanjenje temperature plina, odnosno hlađenje.

Treba još spomenuti da, u slučaju kada se atom kreće nekom brzinom  $v$ , recimo, prema laserskoj zraci, zbog Dopplerovog efekta, frekvencija lasera mora biti niža od frekvencije atomskog prijelaza da bi se foton apsorbirao. Razlika između frekvencije lasera  $\omega$  i frekvencije prijelaza  $\omega_0$  naziva se "detuning" te se označava sa  $\delta$ . S obzirom na to da plin atoma rubidija sadrži atome

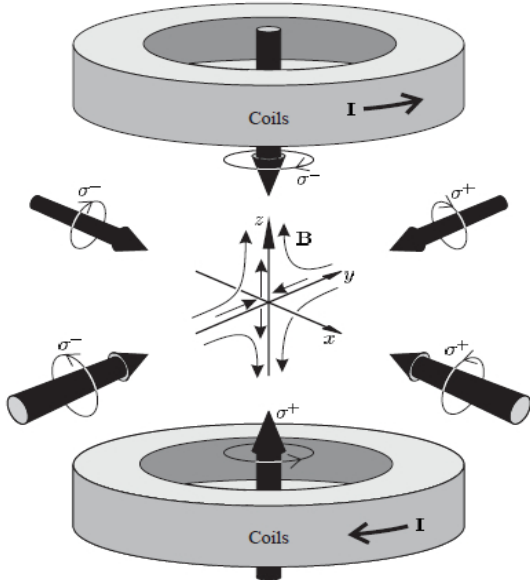
koji se kreću u svim smjerovima za hlađenje se koriste tri para laserskih zraka pri čemu je svaki od njih ortogonalan na ostala dva. Jedan par čine dvije laserske zrake jednake frekvencije  $\omega$  koje se šire u suprotnim smjerovima, jedna nasuprot drugoj. Na taj način dobiva se efektivna sila na atom u gibanju koja je proporcionalna brzini atoma, ali i suprotnog smjera od brzine atoma:

$$\vec{F} = -\alpha\vec{v}, \quad (1)$$

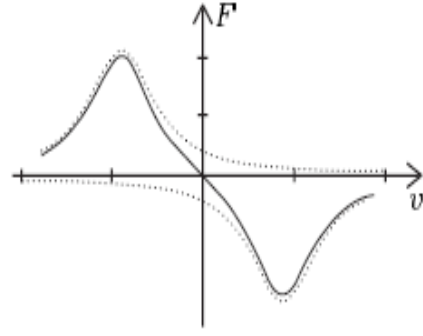
pri čemu za faktor proporcionalnosti  $\alpha$  vrijedi [1]

$$\alpha = 4\hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{-2\delta/\Gamma}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2]^2}. \quad (2)$$

$\Gamma$  označava prirodnu širinu linije atoma,  $I$  intenzitet laserske zrake,  $I_{sat}$  saturacijski intenzitet atomskog prijelaza, a  $k$  valni vektor. S obzirom na to da  $\alpha$  mora biti pozitivna da bi imali hlađenje,  $\delta = \omega - \omega_0$  mora biti manja od nule, odnosno frekvencija lasera mora biti manja od frekvencije elektronskog prijelaza u atomu. Za laser koji zadovoljava navedeni uvijet kažemo da je pomaknut u crveno (*eng. red detuned*). Na slici 1 prikazana je osnovna konfiguracija magneto-optičke stupice, a na slici 2 sila na atom u ovisnosti o njegovoj brzini.



Slika 1. Magneto-optička stupica sastoji se od tri ortogonalna para laserskih zraka i dvije zavojnice u anti-Helmholtz konfiguraciji. Svaki par laserskih zraka sastoji se od jedne zrake polarizacije  $\sigma^+$  i jedne zrake polarizacije  $\sigma^-$ . Preuzeto iz [1].



Slika 2. Sila koju osjećaju atomi u međudjelovanju s dvije suprotno-propagirajuće laserske zrake s  $\delta = -\Gamma$ . Koeficijent smanjenja brzine je proporcionalan nagibu krivulje u  $v = 0$ . Ukupna sila na atom je negativna za  $v > 0$  a pozitivna za  $v < 0$ . Točkaste linije prikazuju sile na atom usljed međudjelovanja s pojedinim laserskim zrakama. Preuzeto iz [1].

Treba još spomenuti da se magneto-optičkom stupicom atomi mogu ohladiti do točno određene temperature, a koja se naziva *Dopplerova temperatura* te je određena prirodnom širinom linije atoma [1]:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \quad (3)$$

Za atome rubidija ona iznosi oko  $146\mu K$  [2].

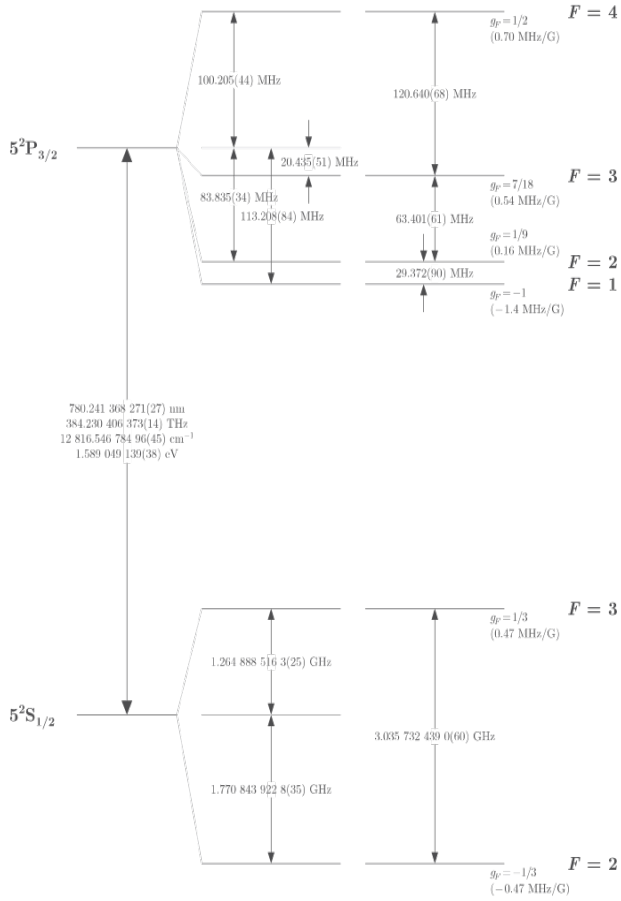
Za daljnje hlađenje atoma može se koristiti nekoliko tehnika sub-Dopplerovog hlađenja, čiji se detalji mogu pronaći u [3].

Kao što je već spomenuto, osim hlađenja atoma magneto-optička stupica služi i za njihovo zarobljavanje. Ono se postiže pomoću dvije zavojnice u anti-Helmholtzovoj konfiguraciji te pravilnim odabirom polarizacija gore opisanih laserskih zraka. Zavojnice tvore kvadrupolno magnetsko polje i to takvo da u točki u kojoj se presijecaju laserske zrake ono ima najmanju vrijednost. U skladu s izbornim pravilima i Zeemanovim cijepanjem energijskih nivoa atoma, različito polarizirane zrake djelovat će silom na atome na različitim prostornim točkama MOT-a. Detaljniji opis rada magneto-optičke stupice može se pronaći u [1]. Sila zarobljavanja proporcionalna je pomaku od centra stupice:

$$\vec{F} = -\beta\vec{r}, \quad (4)$$

pri čemu je koeficijent  $\beta$  proporcionalan gradijentu magnetnog polja [1]. Dakle, ukupna sila na atome u magneto-optičkoj stupici glasi:

$$\vec{F} = -\alpha\vec{v} - \beta\vec{r}. \quad (5)$$



Slika 3. Hiperfinski energijski nivoi atoma rubidija  $^{85}\text{Rb}$ . Preuzeto iz [2].

## B. Atom rubidija

U ovom eksperimentu koristi se izotop  $^{85}\text{Rb}$ , a energijski nivoi tog atoma prikazani su na slici 3. Laser za hlađenje ugođen je u crveno od prijelaza  $|5^2S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F'=4\rangle$  i emitira svjetlost valne duljine oko 780 nm. Nakon prelaska u pobuđeno stanje, atom se zbog izbornih pravila spontanom emisijom relaksira natrag u stanje  $|5^2S_{1/2}, F=3\rangle$ . Međutim, kao što je već rečeno, frekvencija lasera za hlađenje mora biti nešto manja od frekvencije prijelaza pa je moguće da se tom frekvencijom pobudi prijelaz  $|5^2S_{1/2}, F=3\rangle$  u stanja  $|5^2P_{3/2}, F'=3\rangle$  iz kojeg se onda atom spontanom emisijom može relaksirati u stanje  $|5^2S_{1/2}, F'=3\rangle$  ili  $|5^2S_{1/2}, F'=2\rangle$ . Ako završi u stanju  $|5^2S_{1/2}, F'=2\rangle$ , atom izlazi iz ciklusa hlađenja pa je zbog toga potreban laser za naseeljavanje koji pobuđuje prijelaz  $|5^2S_{1/2}, F'=2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F=3\rangle$ .

## II. EKSPERIMENTALNI POSTAV I METODE MJERENJA

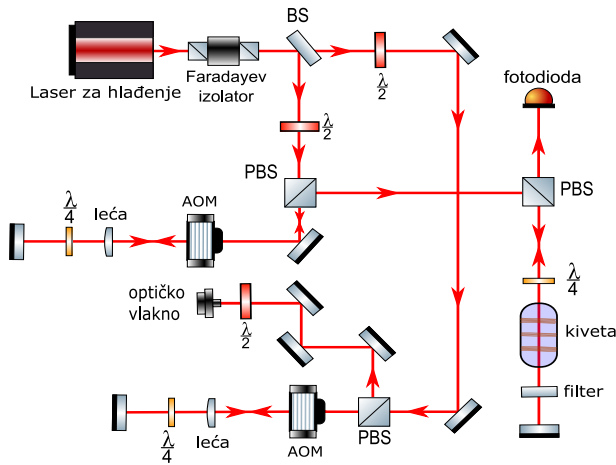
Za provođenje eksperimenta na atomima  $^{85}\text{Rb}$  koristila se magneto-optička stupica u standardnoj konfiguraciji

prikazanoj na slici 1. Laseri za hlađenje i naseeljavanje su poluvodički diodni laseri *Toptica* DL 100 nominalne valne duljine 780 nm i nominalne snage 120 mW lasera za hlađenje i 40 mW lasera za naseeljavanje. Frekvencija lasera za hlađenje stabilizirana je na prijelaz  $|5^2S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F'=4\rangle$ , nakon čega laserska zraka prolazi kroz kompliciran sustav optičkih elemenata i akusto-optičkih modulatora kako bi se konačno njena frekvencija pomaknula u crveno od frekvencije atomskog prijelaza. Akusto-optički modulatori rade na principu ogiba vala EM zračenja na zvučnom valu proizvedenom pomoću piezo-električnog elementa. Dobivaju se redovi difrakcije svjetlosti  $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , koji su, prema Braggovom zakonu, u slučaju tzv. *singlepass* AOM-a pomaknuti za neki kut u odnosu na upadni smjer zrake. Oba akusto-optička modulatora ovog eksperimenta koriste  $m=+1$  difrakcijski red, i složeni su u tzv. *doublepass* konfiguraciji. *Doublepass* AOM kompenzira ogib zrake te ju time vraća u isti smjer koji je imala prije prvog prolaska kroz AOM. Ono što se promijenilo je frekvencija koja je sada pomaknuta za duplo više od pomaka frekvencije zrake koja bi prolazila kroz *singlepass* AOM. Na slici 4 detaljno je prikazana shema ovog dijela eksperimentalnog postava. Prvi AOM (gornji na shemi) je namješten tako da daje fiksni pomak frekvencije od 85 MHz u *singlepass*, odnosno 170 MHz u *doublepass* konfiguraciji. Drugi AOM (donji na shemi) nema fiksiranu frekvenciju te je u svojoj *doublepass* konfiguraciji davao pomake u od 154 MHz do 164 MHz. Ukupni pomak u frekvenciji lasera za hlađenje određen je razlikom pomaka frekvencija koje daju pojedini AOM-ovi, odnosno željeni pomaci u frekvenciji iznosili su od  $-6$  MHz do  $-16$  MHz.

Laser za naseeljavanje stabiliziran je na tzv. *crossover* pik između prijelaza  $|5^2S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F'=1\rangle$  i  $|5^2S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F'=2\rangle$ . Razlog za ovakav odabir stabilizacije dolazi zbog potrebe za brzim prekidanjem zrake. S obzirom na to da se za to koristi AOM i da je on u ovom slučaju postavljen u *singlepass* konfiguraciji, njegova frekvencija rada namještena je tako da nakon prolaska laserske zrake frekvencija lasera za naseeljavanje točno odgovara atomskom prijelazu  $|5^2S_{1/2}, F'=2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F=3\rangle$ . Više o nastanku *crossover* rezonantnih pikova može se pronaći u [1].

Zaključavanje, odnosno stabilizacija frekvencije lasera potrebna je zbog ovisnosti emitirane frekvencije o vanjskim parametrima kao što su temperatura, tlak, neke mehaničke vibracije, itd. U eksperimentu koristimo stabilizaciju pomoću saturacijske spektroskopije u pari rubidija koja se nalazi u staklenoj kivetu na sobnoj temperaturi. Dio laserske zrake odvađa se za saturacijsku spektroskopiju, odnosno zraka prolazi kroz kivetu s parama rubidija, reflektira se od zrcala, vraća se istim putem te se jedan dio šalje na fotodiodu gdje se promatra apsorpcijski spektar.

Na slici 5 nalazi se saturacijski spektar termalnih atoma  $^{85}\text{Rb}$ . Gornji spektar prikazuje prijelaze iz  $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle$  u gornja hiperfina stanja, a donja prijelaze iz  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$  u gornja hiperfina stanja. Oba spektra sastoje se od širokog Dopplerovog profila, na kojem se nalaze saturacijski pikovi pojedinih hiperfinih prijelaza, kao i cross-over rezonancije. Opaženi spektri su tipični saturacijski spektri i potpis su hiperfinih energijskih stanja atoma  $^{85}\text{Rb}$ . Detalje o saturacijskoj spektroskopiji mogu se pronaći u [1]. Stabilizacija frekvencije postiže se korištenjem povratne veze koja stvara tzv. *error signal* na odabranom hiperfinom prijelazu. Error signal je mjera koliko se frekvencija lasera (i u kojem smjeru) pomakla u odnosu na frekvenciju željenog hiperfinog prijelaza. Detalji o stabilizaciji diodnih lasera koristeći tehniku saturacijske spektroskopije mogu se pronaći u [4].



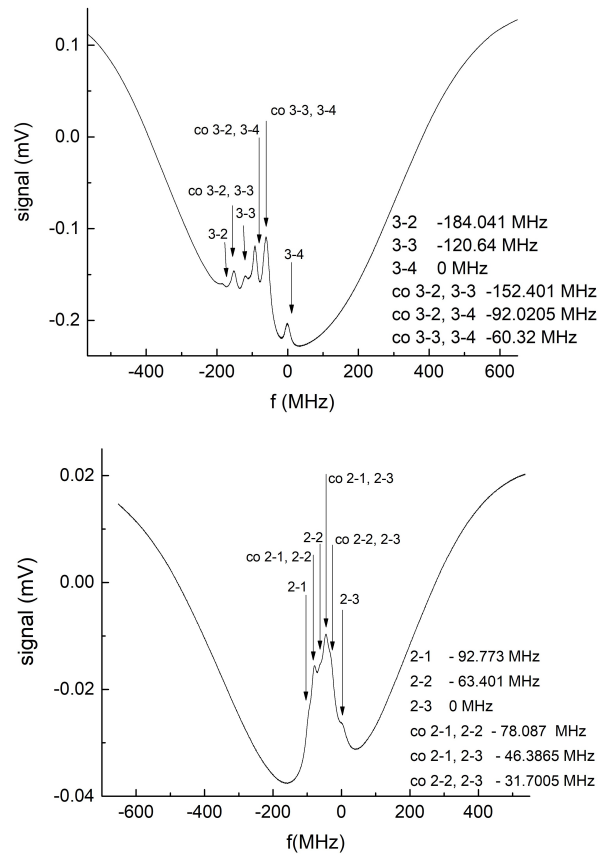
Slika 4. Shema dijela eksperimentalnog postava korištenog za pripremu frekvencije lasera za hlađenje. Oznake: BS - djelitelj zrake, PBS - polarizacijski djelitelj zrake,  $\frac{\lambda}{2}$  i  $\frac{\lambda}{4}$  - polarizacijske pločice.

U ovom eksperimentu error signal stvarao se na dva načina: (a) direktnom modulacijom frekvencije lasera pomoću modulacije struje kroz diodu ili modulacijom piezo-električnog elementa ili (b) modulacijom energija elektronskih prijelaza u atomu  $^{85}\text{Rb}$  pomoću modulacije struje kroz solenoid u kojem se nalazi kiveta s atomima (čime se postiže modulacija magnetskog polja a samim time i Zeemanovog cijepanja). Različiti načini stvaranja error signala, odnosno stabilizacije lasera, daju različitu širinu emisijskog spektra lasera. Tu širinu moguće je izmjeriti tehnikom heterodine spektroskopije u kojoj se dva lasera (jedan poznate i jedan nepoznate spektralne širine) preklope na fotodiodi te se pomoću analizatora spektra promatraju frekvencije udara između ta dva lasera. Detaljnije o heterodinoj spektroskopiji može se pronaći u [5]. Ta tehnika korištena je i u ovom eksperimentu te je izmjerena spektralna širina lasera

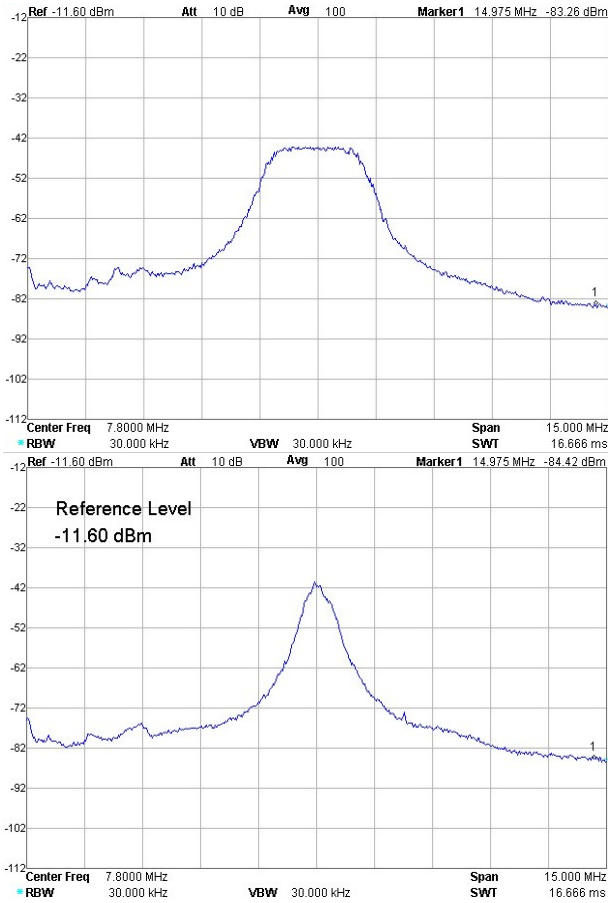
za hlađenje u dva gore navedena slučaja. Dobiveni frekventni udari prikazani su na slici 6. Vidimo da je u slučaju direktne modulacije frekvencije lasera spektralna širina puno šira  $\Delta\omega_1 = (2.7 \pm 0.3)\text{MHz}$  u odnosu na onu dobivenu modulacijom magnetnog polja solenoid  $\Delta\omega_2 = (0.589 \pm 0.004)\text{MHz}$ .

Prolaskom struje kroz dispencer u kojem se nalazi rubidij na sobnoj temperaturi stvara se plin atoma  $^{85}\text{Rb}$  unutar čelične MOT komore. Radi se o posebno dizajniranoj vakuumskoj komori koja omogućuje prolazak laserskih zraka kroz staklene prozore, a spojena je na ionsku pumpu. Tlak unutar komore iznosi oko  $10^{-8}$  mbar.

Temperatura hladnih oblaka unutar magneto-optičke stupice mjeri se tzv. tehnikom vremena proleta (eng. *time of flight* (TOF)). Vrijeme proleta odgovara vremenu balističke ekspanzije oblaka nakon što ugasimo lasere za hlađenje i naseljavanje, a varirano je između  $9\text{ms}$  i  $14\text{ms}$ . Snimanje oblaka postiže se ponovnom vrlo kratkom interakcijom lasera sa oblakom i snimanjem njegove fluorescencije.



Slika 5. Spektri termalnih atoma  $^{85}\text{Rb}$  dobiveni saturacijskom spektroskopijom. Gornji spektar prikazuje prijelaze iz  $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle$  u gornja hiperfina stanja, a donja prijelaze iz  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$  u gornja hiperfina stanja. Označeni su odgovarajući hiperfina prijelazi i *cross-over* pikovi.



Slika 6. Frekventni udari između lasera za hlađenje i referentnog lasera spektralne širine oko 100 kHz. Na slici gore laser za hlađenje stabiliziran je direktnom modulacijom frekvencije lasera, a na slici dolje modulacijom struje solenoida, odnosno modulacijom energija prijelaza u atomu.

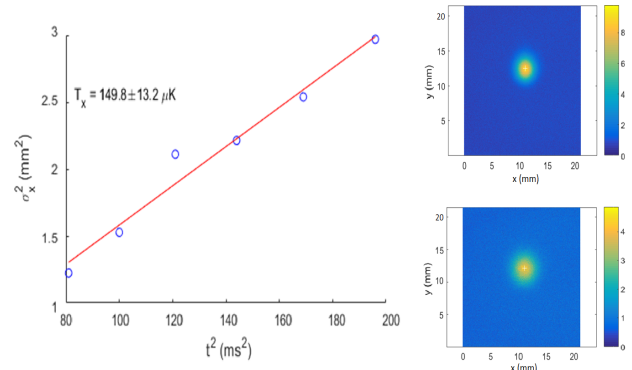
Za snimanje se koristila IDS UI-3240CP-NIR kamera koja ima pojačanu osjetljivost u bliskom infracrvenom spektru, a postavljena je u xy ravnini pod kutem od  $45^\circ$  u odnosu na x, odnosno y smjer. Na slici 7 lijevo prikazan je graf ovisnosti kvadrata radijusa oblaka u x-smjeru o kvadratu vremena, a pomoću formule [6]:

$$\sigma_x(t)^2 = \frac{k_B T}{m} t^2 + \sigma_x(0)^2, \quad (6)$$

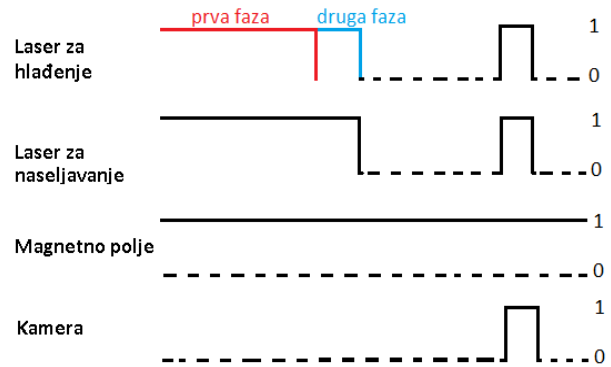
gdje je  $k_B$  Boltzmannova konstanta,  $m$  masa atoma  $\sigma_x(0)$  početni radijus oblaka, se linearnom regresijom određuje temperatura oblaka. Na slici 7 desno nalaze se prostorne raspodjele atoma snimljene TOF tehnikom: gornja nakon 9 ms ekspanzije i donja nakon 13 ms.

Vremenski tijek eksperimenta za stvaranje hladnog oblaka atoma  $^{85}\text{Rb}$  je sljedeći. Dispenzeri su upaljeni te je čelična komora napunjena rubidijem. Anti-Helmholtzove zavojnice za stvaranje gradijenta magnetnog polja pale se na početku eksperimenta i ostaju upaljene cijelo vrijeme. Laser za hlađenje pali se na početku ciklusa i upaljen je nekoliko sekundi

nakon čega je ugašen (TOF faza) te se ponovo pali kada i kamera za slikanje oblaka. Kao što je već spomenuto, za paljenje i gašenje, kao i preciznu kontrolu detuninga, koriste se akusto-optički modulatori (AOM) postavljeni kao na shemi 4.



Slika 7. Graf kvadrata radijusa oblaka u x-smjeru u ovisnosti o kvadratu vremena ekspanzije (lijevo). Slike oblaka za  $t_{exp} = 9$  ms (desno gore) i  $t_{exp} = 13$  ms (desno dolje).



Slika 8. Vremenski tijek jednog eksperimentalnog ciklusa. Prva faza fiksirana je tijekom cijelog eksperimenta na  $\delta = -16$  MHz i  $t = 1500$  ms. Vrijeme trajanja druge faze i detuninga su promijenjivi.

Hlađenje se provodi u dvije faze. U prvoj fazi, koja traje 1500 ms, ukupan odmak laserske frekvencije od frekvencije prijelaza je  $\delta = -16$  MHz. Druga faza hlađenja ostvaruje se pomakom frekvencije drugog AOM-a (donji na shemi) dok prvi AOM (gornji na shemi) ostaje na istoj frekvenciji kao i u prvoj fazi. Ukupni pomaci frekvencije druge faze hlađenja iznose između  $\delta = -16$  MHz i  $\delta = -6$  MHz. Promjenom trajanja druge faze hlađenja i pomaka frekvencije lasera za hlađenje koja se postiže drugim AOM-om precizno se ugađa temperatura oblaka atoma  $^{85}\text{Rb}$ .

Laser za naseljavanje uključen je kada i laser za hlađenje, dakle i u prvoj i drugoj fazi hlađenja te kod slikanja (tzv. *imaging*).

Kao što je gore rečeno, nakon gašenja oba lasera slijedi TOF faza. Ona traje između 0 ms i 14 ms, pri

čemu se u intervalu od 9 ms do 14 ms, u koracima od 1 ms, pale kamera i oba lasera na  $t = 150 \mu\text{s}$  (slikanje oblaka). Detuning lasera za hlađenje kod slikanja je  $\delta = -5$  MHz, dok je laser za naseljavanje i dalje namješten točno na rezonanciju. Na slici 8 shematski je prikazan vremenski tijek jednog eksperimentalnog ciklusa.

Svi podaci su obrađeni u Pythonu i Originu.

### III. REZULTATI MJERENJA

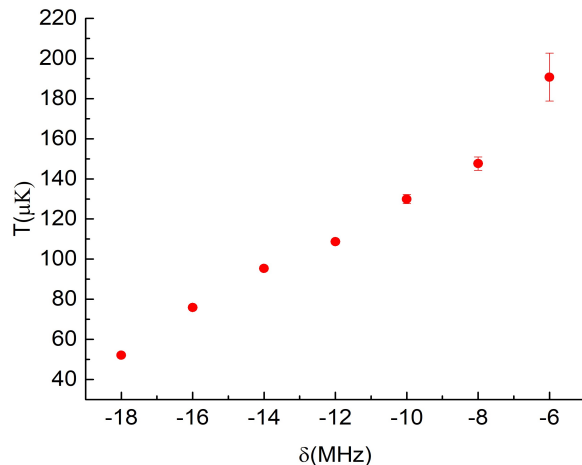
Cilj ovog rada bio je ispitati ovisnost broja atoma i temperature o parametrima druge faze hlađenja kao što su odmak lasera za hlađenje u drugoj fazi i vrijeme trajanja druge faze. U tu svrhu prvo se ispitalo hlađenje atoma pomoću jedne faze, nakon čega se uvela i druga faza u postupak hlađenja. Na kraju su uspoređeni dobiveni rezultati te su doneseni zaključci o prednostima upotrebe dvije faze hlađenja atoma.

Na slici 9 prikazane su izmjerene temperature atoma  $^{85}\text{Rb}$  u ovisnosti o frekvenciji odmaka lasera za hlađenje u slučaju kada se hlađenje radilo samo u jednoj fazi i to u vremenu od 1500 ms. Osim temperature, izmjeren je i broj hladnih atoma u stupici za slučaj hlađenja samo jednom fazom i za slučaj kada se u postupak hlađenja uvela i druga faza. Rezultati, normirani na jedinicu, nalaze se na slici 10 a) za jednu fazu hlađenja i b) za dvije faze. Trajanje druge faze hlađenja iznosilo je  $t_2 = 0.3$  ms te je frekventni odmak prve faze u slučaju b) postavljen na  $\delta_1 = -16$  MHz. U oba slučaja, kao i u svim daljnjim mjerenjima, snaga lasera za hlađenje iznosila je 26.6 mW, a lasera za naseljavanje 3.7 mW.

Iz mjerenja broja atoma u ovisnosti o frekventnom odmaku lasera za hlađenje u slučaju jedne faze hlađenja možemo zaključiti da broj atoma prvo raste sa smanjenjem frekvencije odmaka, a nakon toga pada. Odnosno, postoji optimalna frekvencija odmaka koja daje maksimalni broj hladnih atoma u stupici. Padanje broja atoma kako se smanjuje frekvencija odmaka, tj. kako se frekvencija lasera za naseljavanje približava rezonantnoj frekvenciji atoma, posljedica je bježanja atoma iz stupice. Navedeno se događa jer blizina atomske rezonancije znači da atomi puno puta u jedinici vremena rasprše lasersko svjetlo pomoću ciklusa apsorpcije i spontane emisije, što povećava difuziju atoma, a time i smanjuje efikasnost hlađenja. Dakle u tom području hlađenje više nije dovoljno efikasno pa se ohladi manji broj atoma. Broj atoma u ovisnosti o frekvenciji odmaka u slučaju kada su korištene dvije faze hlađenja za malene frekventne odmake pokazuje slično ponašanje kao u slučaju hlađenja jednom fazom. Međutim, prednost hlađenja s dvije faze vidi se kod velikih frekventnih odmaka gdje ne dolazi do padanja broja atoma. Točke za pojedini odmak frekvencije lasera za hlađenje su, za oba grafa, dobivene uprosječivanjem broja atoma za

deset ciklusa hlađenja sa vremenom TOF ekspanzije od  $t = 9$  ms.

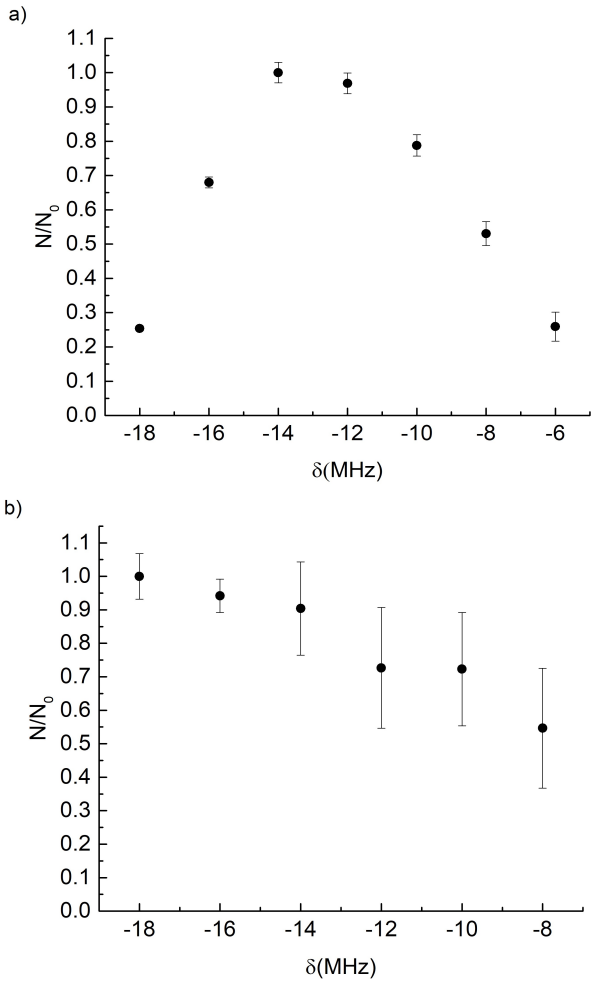
Dakle, uvedena je druga faza hlađenja u kojoj laser za hlađenje ponovo međudjeluje s oblakom te ima drugačiju frekvenciju odmaka i puno kraće vrijeme međudjelovanja. Na taj način atomi ne prolaze kroz puno apsorpcija/spontana emisija ciklusa, što smanjuje difuziju i povećava efikasnost hlađenja. Navedeno rezultira u većem broju atoma u stupici.



Slika 9. Ovisnost temperature atoma  $^{85}\text{Rb}$  o frekventnom odmaku lasera za hlađenje. Za odmake veće od 8 MHz izmjerene su sub-Dopplerove temperature.

Osim broja atoma, potrebno je bilo i izmjeriti temperaturu atoma u slučaju hlađenja s dvije faze. Temperature u tom slučaju ovise o frekventnom odmaku lasera za hlađenje u drugoj fazi, kao i o samom trajanju druge faze hlađenja.

Na slici 11 prikazana je ovisnost temperature o vremenu trajanja druge faze hlađenja za tri frekventna odmake lasera za hlađenje u drugoj fazi. Prva faza hlađenja provodila se laserom na odmaku od  $\delta = -16$  MHz i trajala je  $t_1 = 1500$  ms. Navedeni parametri prve faze hlađenja bili su konstantni za sva daljnja mjerenja. Iz slike je vidljivo da uvođenjem druge faze u ciklus hlađenja temperature atoma rastu sa sub-Dopplerovih vrijednosti na Dopplerove vrijednosti. Početno grijanje atoma se događa vrlo brzo, unutar 0.1 ms, nakon čega se temperatura vrlo sporo mijenja sa vremenom trajanja druge faze hlađenja. U slučaju detuninga od  $\delta = -11$  MHz (označeno narančastim točkama na grafu) konačne temperature su na granici sa Dopplerovim limitom. Za manje frekventne odmake od  $\delta = -8$  MHz (crno) i  $\delta = -9$  MHz (zeleno) postiže se viša i gotovo jednaka temperatura oblaka. Vidljivo je da u ta dva slučaja sustav više gotovo da i ne mijenja temperaturu nakon 0.3 ms trajanja druge faze.



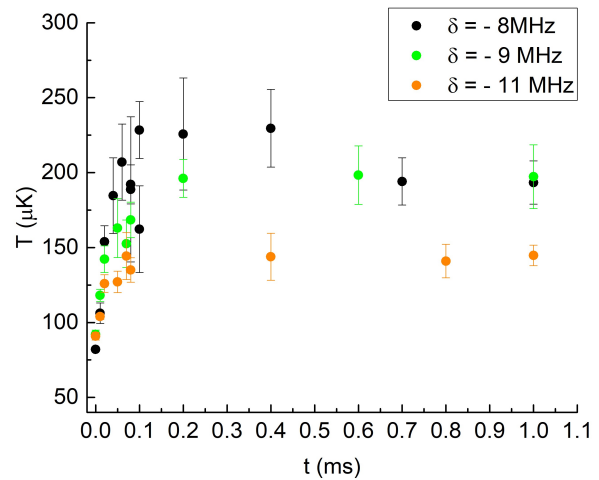
Slika 10. Broj atoma u ovisnosti o frekventnom odmaku lasera za hlađenje u slučaju a) jedne i b) dvije faze hlađenja. Prva faza traje  $t_1 = 1500$  ms, a druga  $t_2 = 0.3$  ms. Broj atoma normiran je na jedinicu.

Na slici 12 prikazana je ovisnost temperature atoma o frekventnom odmaku lasera za hlađenje u drugoj fazi za tri različita vremena trajanja druge faze hlađenja. Odabrana vremena odgovaraju vrlo kratkom trajanju druge faze hlađenja kada su temperature atoma još sub-Dopplerovske ( $t = 0.02$  ms, crno), vremenu kada sustav tek dođe u stanje nakon kojeg više neće mijenjati temperaturu ( $t = 0.3$  ms, zeleno) te najduljem vremenu od  $t = 10$  ms (narančaste točke na grafu).

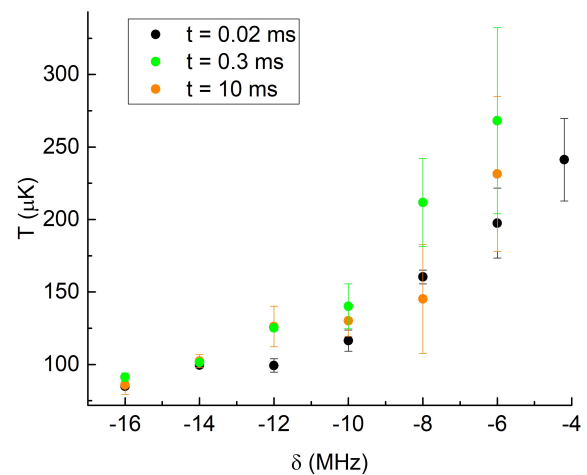
Iz slike je vidljivo da je ovisnost temperature o frekvenciji odmaka vrlo slična za tri različita vremena trajanja druge faze hlađenja. U sva tri slučaja vidljivo je da veliki odmak lasera od rezonancije rezultira istim temperaturama kao u prvoj fazi, odnosno to je samo produžetak prve faze, slika 9. Tek oko  $\delta = -9$  MHz vidimo da druga faza hlađenja radi ono što i očekujemo, odnosno da dobivamo temperature oblaka iznad Dopplerovog limita.

Kao što je već objašnjeno, ravnotežna temperatura je rezultat balansa između hlađenja i grijanja. Oba efekta nastaju kao rezultat međudjelovanja atoma i lasera, odnosno ciklusa apsorpcija/spontana emisija. Kada je laser pomaknut u crveno, za hlađenje je

odgovorna radijativna sila, a za grijanje difuzija. Oba efekta ovise o odmaku frekvencije lasera za hlađenje na kompleksan način. U slučaju malih frekventnih odnaka, difuzija je veća što za posljedicu ima smanjenje efikasnosti hlađenja, odnosno više temperature atoma. Stoga zaključuje se da se, uz odgovarajuće vrijeme trajanja druge faze i odabirom odnaka frekvencije lasera od rezonantnog prijelaza atoma rubidija, mogu postići željene temperature i dobar broj atoma u stupici. Treba još napomenuti da je za  $t = 0.02$  ms bilo moguće izmjeriti temperaturu oblaka dosta blizu rezonancije ( $\delta = -4$  MHz) iz razloga što još uvijek nije postignuta konačna temperatura sustava, slika 11.



Slika 11. Graf ovisnosti temperature o vremenu druge faze hlađenja za tri različita odabira frekventnog odnaka lasera za hlađenje. Prva faza hlađenja provodi se laserom na odmaku od  $\delta = -16$  MHz i traje  $t_1 = 1500$  ms.



Slika 12. Graf ovisnosti temperature oblaka rubidija o frekventnom odmaku lasera za hlađenje za tri različita vremena trajanja druge faze hlađenja. Prva faza hlađenja provodi se laserom na odmaku od  $\delta = -16$  MHz i traje 1500 ms.

Dakle, istraživanje je pokazalo da uvođenje druge faze hlađenja u postupak laserskog hlađenja atoma omogućava detaljnu kontrolu temperature atoma rubidija čime je sustav moguće pripremiti za daljnje eksperimente kao što je na primjer pokazivanje hlađenja frekventnim češljem.

#### IV. ZAKLJUČAK

Eksperimentom je pokazano kako se uvođenjem druge faze laserskog hlađenja može precizno ugoditi temperatura atoma  $^{85}\text{Rb}$ . Izmjerena je ovisnost broja atoma o frekventnom odmaku lasera za hlađenje u slučaju hlađenja samo sa jednom fazom te u slučaju hlađenja s dvije faze. Pokazano je da uvođenjem druge faze hlađenja pri odabiru frekvencija odnaka lasera za hlađenje gubimo manje atoma nego u slučaju jedne faze hlađenja. To nam daje mogućnost da se s različitim odmacima lasera za hlađenje pomičemo po temperaturnoj krivulji gotovo bez gubitka atoma, čime se povećava točnost naših mjerenja. U skladu s time, pokazano je da temperature koje se postižu uvođenjem druge faze hlađenja ovise o njenom vremenu trajanja i o odabiru frekvencije odnaka lasera za hlađenje. Određeno je minimalno trajanje druge faze hlađenja, nakon kojeg se temperatura atoma u stupici više ne mijenja. Ovakva precizna priprema sustava omogućava detaljnu kontrolu temperature atoma rubidija koji se mogu koristiti za daljnje eksperimente poput pokazivanja hlađenja frekventnim češljem.

#### LITERATURA

- [1] C. J. Foot, *Atomic Physics*, Oxford (2009.)
- [2] D. A. Steck, Rubidium 87 d line data, <https://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf>
- [3] Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 2023 (1989)
- [4] N. Šantić, Sintetička Lorentzova sila za neutralne hladne atome, Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet, Fizički odsjek, 2018.
- [5] V. V. Protopopov, *Laser Heterodyning*, Springer, New York (2009.)
- [6] N. Nekić, Dinamika hladnih atoma rubidija zatočenih u magneto-optičku stupicu, Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet, Fizički odsjek, 2014.