

# Određivanje broja hladnih atoma u magneto-optičkoj stupici

Ana Cipriš, F-4069

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

20. siječnja 2017.

## Sažetak

U magneto-optičkoj stupici, pomoću tri okomita para suprotno propagirajućih laserskih zraka i gradijenta magnetskog polja, hlađeni su atomi rubidija  $^{87}\text{Rb}$ , te je cilj odrediti broj tih hladnih atoma. Korišten je poluvodički laser s vanjskim rezonatorom, kojeg je prvo bilo potrebno ugoditi na željenu frekvenciju prijelaza hiperfine strukture  $^{87}\text{Rb}$  te ga frekventno stabilizirati. Da bi to bilo moguće, korištena je saturacijska spektroskopija i frekventna modulacija laserske frekvencije. Nakon što je laserska zraka provučena kroz oblak hladnih atoma, promatrana je promjena njene transmisije na temelju koje se iz Beer-Lambertovog zakona i veličine oblaka dobila informacija o broju hladnih atoma u magneto-optičkoj stupici.

## 1 Uvod

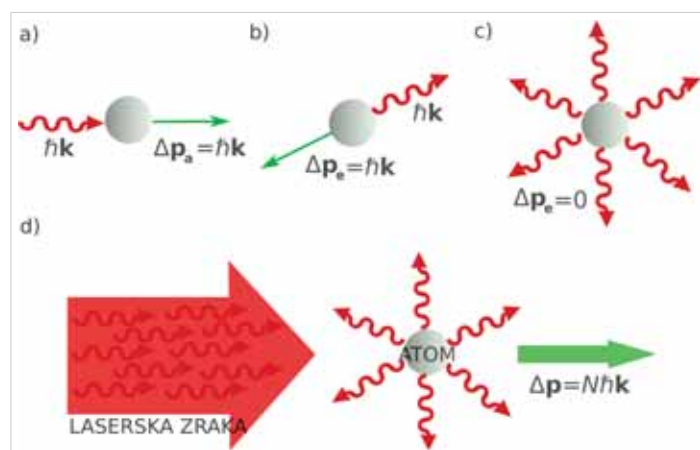
Magneto-optička stupica (eng. *Magneto Optical Trap*, MOT) eksperimentalna je tehnika, koja laserskim hlađenjem i zarobljavanjem neutralnih atoma omogućuje postizanje njihove temperature u mikrokelvinskom području. Od prve eksperimentalne realizacije 1987. godine [1] svoju primjenu je našla u mnogim područjima atomske i molekulske fizike: za testiranje fundamentalnih fizikalnih konstanti [2, 3] proučavanje hladnih sudara [4], stvaranje hladnih molekula [5], primjena u atomskim satovima [6, 7], stvaranje Bose-Einsteinova kondenzata [8], za testiranje osnovnih principa kvantne mehanike, primjena u kvantnim računalima [9] i sl.

Različiti eksperimenti s hladnim atomima zahtijevaju određenu koncentraciju, odnosno broj hladnih atoma. Tako je npr. za stvaranje hladnih molekula ili Bose-Einsteinova kondenzata potreban vrlo veliki broj hladnih atoma. Stoga, jedan od glavnih parametara koji karakterizira magneto-optičku stupicu upravo je broj hladnih atoma. Postoje različiti načini za određivanje broja hladnih atoma u MOT-u. Neke metode primjenjuju laserom induciranu fluorescenciju (LIF) oblaka [10], dok druge koriste apsorpcijska mjerenja [11]. Cilj ovog seminara je odrediti broj hladnih atoma mjerenjem promjene transmisije zrake rezonantnog probnog lasera koja prolazi kroz oblak ohlađenih atoma. Na temelju promjene u transmitiranom intenzitetu lasera, direktnom primjenom Beer-Lambertovog zakona te informacije o veličini hladnog atomskog oblaka dobiven je ukupan broj atoma u MOT-u.

## 2 Teorijska podloga

### 2.1 Lasersko hlađenje i optička melasa

Princip hlađenja bazira se na prijenosu impulsa s fotona na atom u ciklusima apsorpcije i spontane emisije. Za početak razmatramo atome s dva energijska nivoa, osnovnim i pobuđenim. Apsorpcijom fotona impulsa  $\hbar\vec{k}$  atom prelazi u pobuđeno sta-



Slika 1: Promjena impulsa atoma: a) apsorpcijom fotona, b) spontanom emisijom fotona. c) Nakon velikog broja  $N$  ciklusa apsorpcije i spontane emisije usrednjeni impuls emitiranih fotona jednak je nuli. d) Ukupna promjena impulsa atoma  $\Delta\vec{p} = N\hbar\vec{k}$  dolazi samo od apsorpcije zračenja.

nje i dolazi do promjene njegovog impulsa u smjeru propagacije upadnog fotona (Slika 1a). Prelaskom u osnovno stanje spontanom emisijom ponovno dolazi do promjene impulsa atoma (Slika 1b). Kako se proces spontane emisije događa u nasumičnom smjeru, nakon velikog broja ciklusa apsorpcije i spontane emisije, prosječni impuls emitiranih fotona, a time i promjena impulsa atoma uslijed spontane emisije iščezava (Slika 1c), pa atomi efektivno osjećaju silu u smjeru propagacije laserskog zračenja (Slika 1d). Jedan od naziva te sile je sila hlađenja. Sila hlađenja jednaka je umnošku impulsa prenijetog s fotona na atom  $\hbar\vec{k}$ , prirodne širine linije  $\Gamma$  i gustoće naseljenosti po-

buđenog stanja  $\rho_{ee} = \frac{s_0/2}{1+s_0+(2\delta/\Gamma)^2}$  [12]:

$$\vec{F} = \hbar\vec{k}\Gamma\rho_{ee} = \frac{\hbar\vec{k}\Gamma}{2} \frac{s_0}{1+s_0+(2\delta/\Gamma)^2} \quad (1)$$

gdje je  $\delta = \omega_L - \omega_0$  pomak frekvencije lasera  $\omega_L$  od frekvencije prijelaza  $\omega_0$  (eng. *detuning*), a  $s_0$  parametar saturacije definiran izrazom  $s_0 = \frac{2|\Omega|^2}{\Gamma^2} = \frac{I}{I_S}$ , pri čemu je  $\Omega$  Rabijeva frekvencija,  $I$  intenzitet laserske zrake, a  $I_S$  saturacijski intenzitet [13]. Sila hlađenja ima oblik Lorencijana, a za vrlo velike intenzitete ( $s_0 \gg 1$ ) poprima maksimalnu vrijednost  $\vec{F}_{max} = \hbar\vec{k}\Gamma/2$ .

Zbog Dopplerovog efekta, frekvencija laserskog zračenja u sustavu atoma  $\omega_L'$  koji se gibaju brzinom  $\vec{v}$  jednaka je  $\omega_L' = \omega_L - \vec{k}\vec{v}$ , gdje je  $\omega_L$  frekvencija laserskog zračenja u laboratorijskom sustavu, a  $\vec{k}$  valni vektor laserskog zračenja. Da bi ohladili atome, frekvencija lasera  $\omega_L$  treba biti manja od frekvencije atomskog prijelaza  $\omega_0$ , ( $\delta < 0$ ). Time su samo atomi koji se gibaju u suprotnom smjeru od smjera propagacije laserskog zračenja ( $\vec{k}\vec{v} < 0$ ) rezonantni s laserskim zračenjem, odnosno apsorbiraju zračenje. Prema tome, sila hlađenja djeluje u suprotnom smjeru od smjera gibanja atoma čime dolazi do smanjenja njihove brzine, a time i temperature. Zbog Dopplerovog efekta, u izrazu za silu hlađenja (1) potrebno je napraviti supstituciju  $\delta \rightarrow \delta - \vec{k}\vec{v}$ .

U slučaju dvije suprotno propagirajuće laserske zrake valnih vektora  $\pm k$  ukupna sila na atom jednaka je zbroju sila hlađenja pojedinih laserskih zraka:  $\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$ , pri čemu je

$$\vec{F}_{\pm} = \pm \frac{\hbar\vec{k}\Gamma}{2} \frac{s_0}{1+s_0 + \left[2(\delta \mp \vec{k}\vec{v})/\Gamma\right]^2}. \quad (2)$$

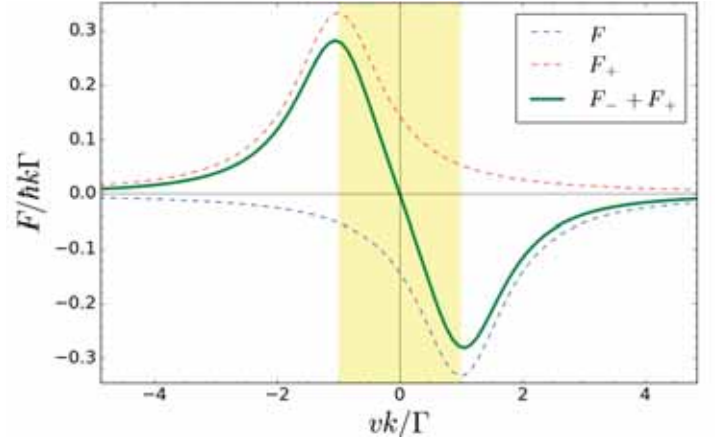
Na Slici 2, za  $\delta < 0$ , sile hlađenja pojedinih laserskih zraka,  $\vec{F}_{\pm}$  prikazane su crtkanim linijama, a ukupna sila punom zelenom linijom. Za male brzine atoma ( $kv \ll \delta, \Gamma$ ) ukupna sila proporcionalna je brzini atoma [12]:

$$\vec{F} = \frac{8\hbar k^2 \delta s_0 \vec{v}}{\Gamma(1+s_0+(2\delta/\Gamma)^2)^2} = -\beta\vec{v} \quad (3)$$

Ukoliko je frekvencija lasera manja od frekvencije prijelaza ( $\delta < 0$ ), ukupna sila djeluje u suprotnom smjeru od smjera brzine gibanja atoma, a iščezava kada je brzina atoma jednaka nuli. Analogna je sili koja djeluje na čestice u viskoznom mediju, pa se sistem ohlađenih atoma suprotno propagirajućim laserskim zrakama naziva optička melasa. Uvođenjem tri međusobno okomita para suprotno propagirajućih laserskih zraka, bez obzira u kojem se smjeru atomi gibali, ukupna sila na njih uvijek djeluje u suprotnom smjeru od smjera brzine gibanja, što vodi na smanjenje njihove brzine, odnosno temperature. Precjesište tih zraka predstavlja područje hlađenja atoma.

## 2.2 Magneto-optička stupica

Ukupna sila na atom pri hlađenju u optičkoj melasi (3) neovisna je o položaju atoma pa atomi difundiraju iz područja hlađenja. Zato je, da bi se postigle veće gustoće hladnih atoma, potrebna sila koja će hladne atome prostorno zatočiti. To se postiže magneto-optičkom stupicom (eng. *Magneto-Optical Trap*,



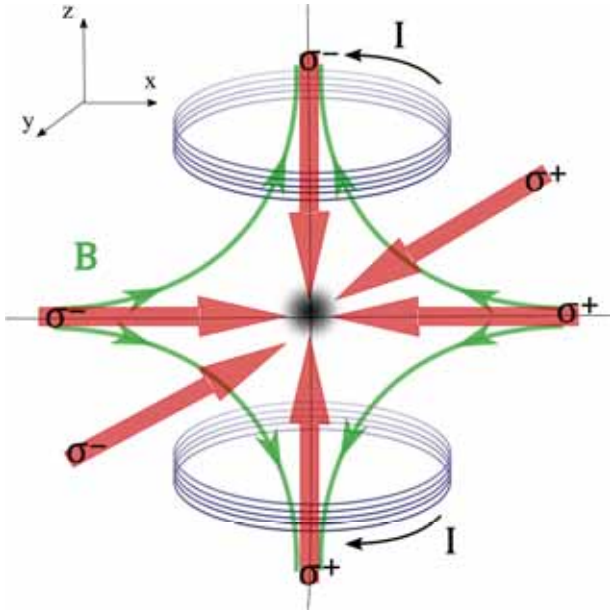
Slika 2: Ovisnost sile o brzini atoma za 1D optičku melasu ( $\delta = -\Gamma$ ,  $s_0 = 2$ ). Crtkanim linijama su označene sile pojedinih suprotno propagirajućih laserskih zraka, a punom zelenom linijom je označena ukupna sila na atom. Područje brzina gdje vrijedi linearna ovisnost ukupne sile o brzini osjenčano je žutom bojom.

MOT), odnosno kombinacijom optičke melase i magnetskog polja, kao što je prikazano na Slici 3. Magnetsko polje stvaraju dvije paralelne zavojnice kojima teče struja u suprotnom smjeru (anti-Helmholtz konfiguracija). Uz tri okomita para suprotno propagirajućih laserskih zraka kružnih polarizacija  $\sigma^{\pm}$ , zavojnice u anti-Helmholtz konfiguraciji postavljaju se tako da je magnetsko polje u centru presjecišta tih zraka nula, a udaljevanjem od centra se povećava. Gradijent takvog kvadrupolnog magnetskog polja je konstantan na malim udaljenostima od centra stupice.

Da bi razumjeli kako dolazi do prostornog zatočenja atoma, promotrimo atom s dva nivoa, osnovnim  $J_g$  i pobuđenim  $J_e$  u 1D MOT-u. Pobuđeno stanje ima tri magnetska podnivoa  $m_e = 0, \pm 1$ . U prisustvu nehomogenog magnetskog polja  $B(z) = Az$  konstantnog gradijenta  $A = \partial B/\partial z$ , dolazi do uklanjanja degeneracije podnivoa, a energija cijepanja linearno je ovisna o položaju atoma od centra stupice  $z$  kao što je prikazano na Slici 4. Na istoj slici uočavamo da u točki  $z'$  frekvencija prijelaza  $m_g = 0 \rightarrow m_e = -1$  manje odstupa od frekvencije lasera  $\omega_L$  nego frekvencija prijelaza  $m_g = 0 \rightarrow m_e = +1$ . Zbog toga i činjenice da kružno polarizirane  $\sigma^+$  ( $\sigma^-$ ) laserske zrake mogu uzrokovati samo prijelaze za koje vrijedi  $\Delta m = m_e - m_g = +1$  ( $\Delta m = -1$ ), atomi na položaju  $z'$  više apsorbiraju  $\sigma^-$ , nego  $\sigma^+$  kružno polarizirano lasersko zračenje i prema tome osjećaju silu prema centru stupice gdje je magnetsko polje nula. Ta sila analogna je sili jednostavnog harmoničkog oscilatora. Može se pokazati [12] da ukupna sila na atom u magneto-optičkoj stupici, koja dolazi i od laserskog hlađenja i od zarobljavanja atoma, ima oblik sila gušenog harmoničkog oscilatora:

$$\vec{F} = -\beta\vec{v} + \kappa\vec{z}, \quad (4)$$

gdje je koeficijent gušenja  $\beta$  dan izrazom (3),  $\kappa = \mu' A/\hbar k$  konstanta opruge stupice, a  $\mu'$  efektivni magnetski moment prije-



Slika 3: Konfiguracija MOT-a s tri para kružno polariziranih laserskih zraka te anti-Helmholtz zavojnicama koje stvaraju kvadrupolno magnetsko polje  $B$ .

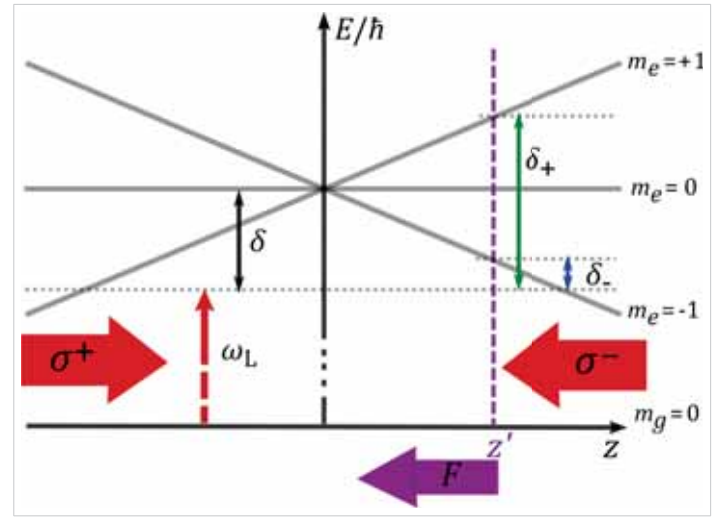
laza. Dakle, rezultat optičke melase i nehomogenog magnetskog polja je sila koja ovisi o brzini i o položaju atoma, čime se atomi istovremeno hlade i guraju prema centru stupice.

### 2.3 Atom rubidija

Dosadašnja razmatranja odnosila su se na atom s dva nivoa. Postavlja se pitanje kako razmotreni princip hlađenja i zarobljavanja primijeniti na realni atom s puno složenijom strukturom kao što je  $^{87}\text{Rb}$  kojeg u ovom eksperimentu hladimo.

Atomi rubidija pripadaju skupini alkalijskih metala s elektronskom konfiguracijom u osnovnom stanju  $[\text{Kr}] 5s^1$ . Karakterizira ih njihova fina i hiperfina struktura. Fina struktura je rezultat međudjelovanja elektronskog orbitalnog angularnog momenta  $L$  i spinskog angularnog momenta  $S$  što vodi do ukupnog elektronskog angularnog momenta  $J = L + S$ . Najintenzivnije linije fine strukture u spektru rubidija su D1 ( $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ ) na 795 nm i D2 ( $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ ) na 780 nm (Slika 5). Spomenuta hiperfina struktura nastaje zbog vezanja ukupnog elektronskog angularnog momenta  $J$  i spinskog angularnog momenta jezgre  $I$  što rezultira ukupnim angularnim momentom atoma  $F = I + J$ , s vrijednostima  $F = |I - J|, \dots, I + J$ . Spinski angularni moment jezgre  $^{87}\text{Rb}$  iznosi  $I = 3/2$  što daje hiperfinu strukturu prikazanu na Slici 5.

Za lasersko hlađenje koristi se zatvoreni prijelaz  $5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 3)$ . Kako foton ima jediničnu vrijednost angularnog momenta, električni dipolni prijelazi su mogući samo između stanja kod kojih se kvantni broj ukupnog angularnog momenta  $F$  razlikuje najviše za jedan, odnosno, za prijelaze koji zadovoljavaju relaciju  $\Delta F = 0, \pm 1$ . Prilikom emisije, atom se može relaksirati iz  $5^2P_{3/2}(F' = 3)$  stanja samo na-



Slika 4: Princip zarobljavanja atoma s osnovnim,  $J_g = 0$  i pobuđenim,  $J_e = 1$  stanjem u 1D MOT-u. Magnetsko polje uzrokuje Zeemanovo cijepanje koje je linearno ovisno o položaju atoma od centra stupice  $z$  pa su atomi u  $z = z'$  položaju bliže rezonanciji s  $\sigma^-$ , nego  $\sigma^+$  kružno polariziranom zrakom i prema tome osječaju silu koja ih gura prema centru stupice. Sa  $\delta_{\pm}$  označen je pomak frekvencije lasera  $\omega_L$  od frekvencije prijelaza  $m_g = 0 \rightarrow m_e = \pm 1$ .

trag u stanje  $5^2S_{1/2}(F = 2)$  iz kojeg se ponovno pobuđuje u stanje  $5^2P_{3/2}(F' = 3)$ . Kako je za hlađenje frekvenciju lasera potrebno pomaknuti u crveno (prema nižoj frekvenciji) u odnosu na frekvenciju prijelaza, postoji nezanemarivo pobuđenje u  $5^2P_{3/2}(F' = 2)$  stanje iz kojeg atom može prijeći u  $5^2S_{1/2}(F = 1)$  stanje i time izlazi iz ciklusa hlađenja. Zbog toga je potreban još jedan laser, tzv. laser za naseljavanje koji pobuđuje prijelaz  $5^2S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 2)$  i time vraća atome u ciklus hlađenja.

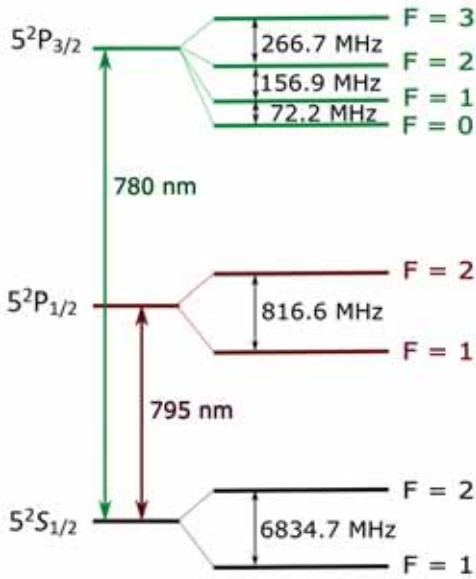
### 2.4 Beer - Lambertov zakon

Kao što je već spomenuto, broj atoma određujemo na temelju transmisije, odnosno apsorpcije zrake probnog lasera koja prolazi kroz oblak hladnih atoma rubidija. Vezu između apsorpcije i koncentracije atoma daje Beer - Lambertov zakon:

$$I = I_0 e^{-kL} = I_0 e^{-n_1 \sigma_{12} L} \quad (5)$$

gdje je  $I_0$  intenzitet upadne laserske zrake,  $I$  intenzitet transmirtirane zrake,  $k = n_1 \sigma_{12}$  koeficijent apsorpcije,  $\sigma_{12}$  apsorpcijski udarni presjek za prijelaz iz donjeg stanja 1 u gornje stanje 2,  $L$  duljina apsorpcijskog puta određena veličinom oblaka hladnih atoma u kojem dolazi do apsorpcije, a  $n_1$  koncentracija atoma u donjem stanju 1, odnosno atoma koji apsorbiraju zračenje. U našem slučaju, probnim laserom pobuđujemo atome iz osnovnog stanja pa je  $n = n_1$  koncentracija atoma u osnovnom stanju. Apsorpcijski udarni presjek ovisi o frekvenciji laserske zrake,  $\nu$  te je jednak [14]:

$$\sigma_{12}(\nu) = \frac{e^2 f_{12}}{4\epsilon_0 m_e c} \chi(\nu) \quad (6)$$



Slika 5: Shematski prikaz hiperfine strukture  $^{87}\text{Rb}$  s frekvencijama cijepanja hiperfinih nivoa. Relativni odnosi finih i hiperfinih nivoa nisu prikazani u mjerilu.

gdje je  $e$  naboj elektrona,  $\epsilon_0$  dielektrična konstanta vakuuma,  $m_e$  masa elektrona,  $c$  brzina svjetlosti,  $f_{12}$  oscilatorna jakost, a  $\chi(\nu)$  funkcija koja opisuje širenje apsorpcijske linije [13]. Kako su atomi u MOT-u ohlađeni na vrlo niske temperature, mogu se zanemariti doprinosi širenju linije poput Dopplerovog i sudarnog širenja, te se u obzir uzima samo prirodno širenje linije. U tom slučaju funkcija ima oblik Lorencijana:

$$\chi(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(\nu - \nu_{12})^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (7)$$

gdje je  $\Gamma$  prirodna širina linije, a  $\nu_{12}$  frekvencija prijelaza. Kada je frekvencija lasera jednaka frekvenciji prijelaza,  $\nu = \nu_{12}$ , apsorpcijski udarni presjek jednak je:

$$\sigma_{abs} = \sigma_{12}(\nu = \nu_{12}) = \frac{e^2 f_{12}}{2\pi\epsilon_0 m_e c \Gamma} \quad (8)$$

Iz navedenog izraza i Beer-Lambertovog zakona (5) dobije se konačni izraz za koncentraciju ohlađenih atoma:

$$n = \frac{2\pi\epsilon_0 m_e c \Gamma}{e^2 f_{12} L} \ln(I_0/I). \quad (9)$$

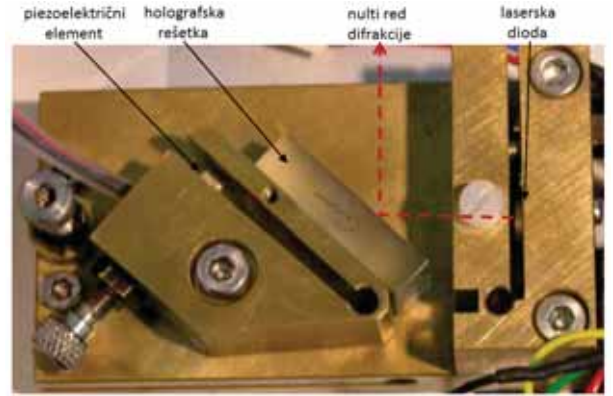
Veličina  $\ln(I_0/I)$  naziva se optička debljina (eng. *Optical Depth*, OD) apsorbirajućeg medija.

## 3 Eksperimentalni postav i metode

### 3.1 Laserski sistem

Laseri koji su korišteni u eksperimentu su poluvodički diodni laseri s vanjskim rezonatorom (eng. *External Cavity Diode Laser*, ECDL) nominalne valne duljine 780 nm i snage nekoliko

desetaka mW. Laserski rezonator je načinjen u Littrow konfiguraciji (Slika 6), pri čemu jedan dio optičkog rezonatora čini laserska dioda, a drugi holografška optička rešetka. Zračenje nastalo u laserskoj diodi usmjerava se pomoću kolimacijske leće na optičku rešetku koja prvi red difrakcije reflektira natrag u lasersku diodu, a nulti red izlazi iz lasera. Tako u laserskoj diodi dolazi do pojačavanja zračenja upravo one valne duljine koja se vratila u diodu, što dovodi do jednomodnog zračenja. Valna duljina emitirane svjetlosti ovisi o temperaturi i struji kroz diodu (njihova kontrola vrši se temperaturnim i strujnim regulatorima) te o položaju optičke rešetke. Fino namještanje valne duljine postiže se finim zakretanjem optičke rešetke koje se vrši pomoću piezoelektričnog elementa smještenog na nosač rešetke. Dovodjenjem AC napona određene frekvencije i amplitude na piezoelektrični element, omogućeno je kontinuirano mijenjanje frekvencije laserskog zračenja u rasponu od nekoliko GHz. Upravo takvim mijenjanjem frekvencije preko hiperfinskih linija D2 prijelaza atoma  $^{87}\text{Rb}$  dobiveni su spektri prikazani u poglavlju 3.3.

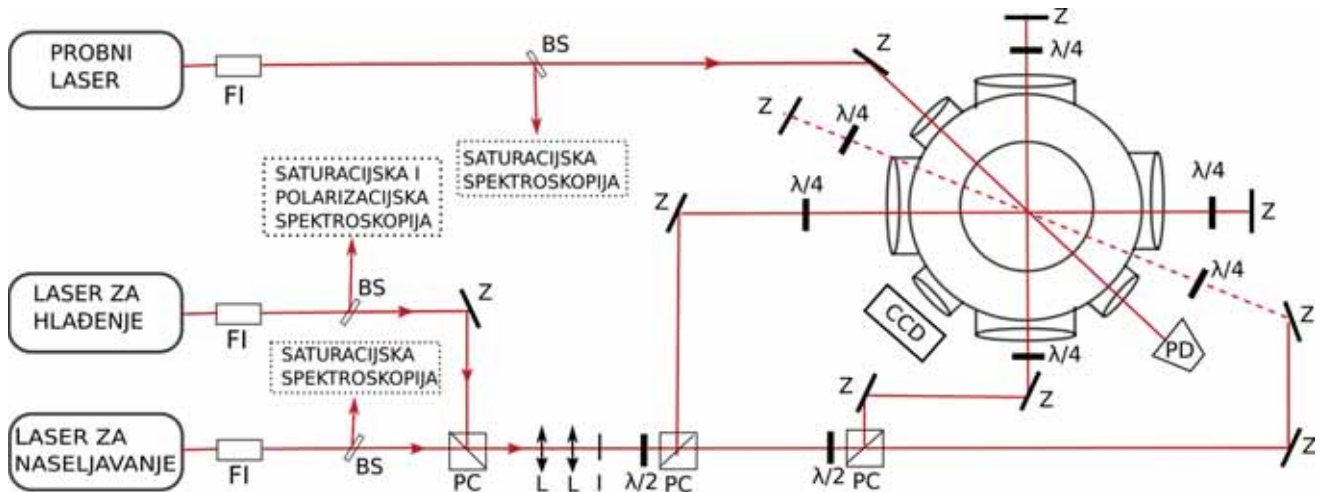


Slika 6: Prikaz kućišta ECDL-a u Littrow konfiguraciji s naznačenim dijelovima. Crvenom linijom označen je put laserske zrake.

### 3.2 Postav za realizaciju MOT-a i mjerenje transmisije probnog lasera

Hladni oblak atoma  $^{87}\text{Rb}$  generira se unutar vakuumske komore koja je spojena na ionsku pumpu, čime se omogućava održavanje visokog vakuuma u komori u iznosu od  $p \approx 3 \cdot 10^8$  mbar. Rubidij se dovodi preko dispnzera koji su ugrađeni u komoru. Puštanjem struje kroz dispnzere dolazi do otpuštanja rubidija u komoru u prirodnom izotopskom omjeru. Vakuumska komora ima šest većih prozora, kroz koje ulazi šest ortogonalnih zraka za hlađenje atoma, te nekoliko manjih koji služe za uvođenje dodatnih laserskih zraka, kao što je laserska zraka probnog lasera pomoću koje određujemo broj hladnih atoma.

Na Slici 7 prikazan je eksperimentalan postav za realizaciju MOT-a te za mjerenje transmisije zrake probnog lasera. Nakon izlaska iz lasera, dio intenziteta laserskih zraka se odvaja za saturacijsku spektroskopiju (u slučaju lasera za hlađenje i za



Slika 7: Shematski prikaz eksperimentalnog postava za realizaciju MOT-a i za mjerenje transmisije zrake probnog lasera. Oznake: Z - zrcalo;  $\lambda/2$  i  $\lambda/4$  - polarizacijske pločice; BS - djelitelj snopa; PC-polarizacijska kocka; L - leća; I - iris; FI - Faradayev izolator; PD - fotodioda.

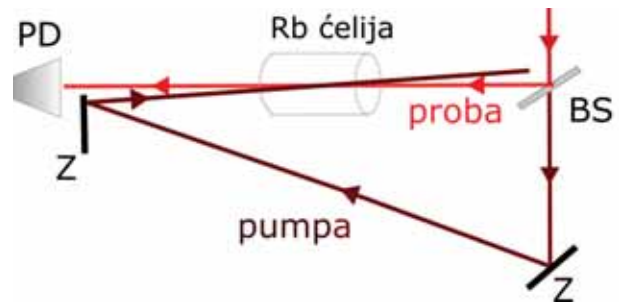
polarizacijsku spektroskopiju) o čemu će više biti riječ u sljedećem poglavlju. Zrake lasera za hlađenje i lasera za naseljavanje se zatim spajaju pomoću polarizacijske kocke te se upućuju na sustav leća pomoću kojeg se povećava promjer zrake. Zatim se zraka dijeli na tri zrake pomoću dvije polarizacijske kocke ispred kojih se nalazi  $\lambda/2$  pločica kojom određujemo omjer intenziteta razdijeljenih zraka. Prije ulaska u komoru zrake prolaze kroz  $\lambda/4$  pločice čime postaju kružno polarizirane, a nakon izlaska iz komore odbijaju se od zrcala i vraćaju u komoru (tzv. retrorefleksivne zrake). Ispred tih zrcala nalazi se još jedna  $\lambda/4$  pločica koja mijenja smjer kružne polarizacije retrorefleksivnih zraka.

Zraka probnog lasera prolazi kroz vakuumsku komoru kroz dva manja prozora nakon čega upada na fotodiodu. Potom se signal s fotodiode dovodi na osciloskop na kojem promatramo transmisiju zrake. Ispred jednog od prozora komore postavljena je CCD kamera kojom snimamo fluorescenciju oblaka.

### 3.3 Saturacijska apsorpcijska spektroskopija (SAS)

Zbog termalnog gibanja atoma i Dopplerovog efekta, dolazi do Dopplerovog širenja spektralnih linija. Za atom  $^{87}\text{Rb}$  na sobnoj temperaturi Dopplerova širina linije iznosi  $\Delta\nu_D \approx 513$  MHz pa usporedbom s frekvencijama cijepanja hiperfina nivoa (Slika 5) postaje jasno da je hiperfina struktura "zamaskirana" Dopplerovim širenjem linija. Kako bi frekvencije lasera postavili na željene frekvencije hiperfina prijelaza potrebna nam je vrsta spektroskopije koja nadilazi Dopplerovo širenje linija na sobnoj temperaturi – saturacijska spektroskopija.

Na Slici 8. dan je shematski prikaz postava za saturacijsku spektroskopiju. Laserska zraka se pomoću djelitelja snopa dijeli na pumpnu i probnu zraku. Intenzitet pumpne zrake je puno veći od intenziteta probne zrake i mora biti dovoljno velik da uzrokuje bitnu razliku u naseljenosti između osnovnog



Slika 8: Shema eksperimentalnog postava za saturacijsku apsorpcijsku spektroskopiju. Oznake: Z-zrcalo; BS- djelitelj zrake; PD-fotodioda.

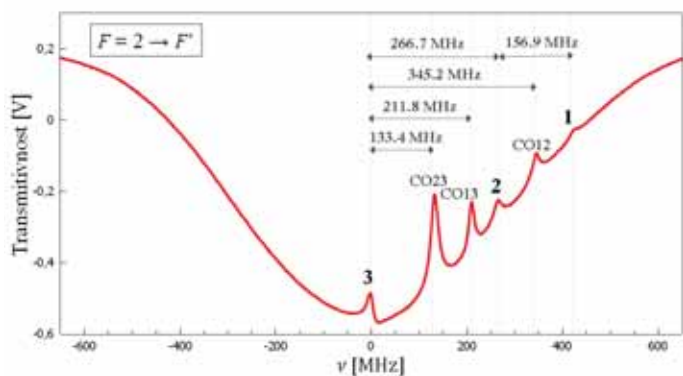
i pobuđenog stanja. Te zrake dolaze iz suprotnih smjerova u ćeliju u kojoj se nalaze rubidijske pare na sobnoj temperaturi. Probna zraka se dovodi do fotodiode te se na osciloskopu promatra njena transmisija. Zbog Dopplerovog efekta, lasersko zračenje frekvencije  $\omega_L$  će apsorbirati samo atomi one brzinske grupe za koju vrijedi:

$$\omega_L = \omega_0 + \vec{k}\vec{v}, \quad (10)$$

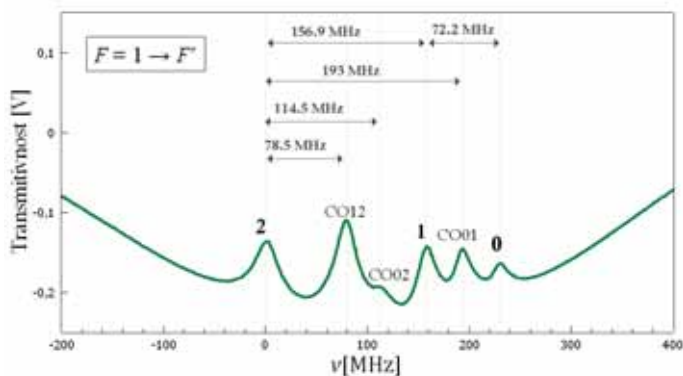
gdje je  $\omega_0$  frekvencija prijelaza, a  $\vec{k}$  valni vektor laserskog zračenja. Iz navedenog izraza i činjenice da se pumpna i probna zraka propagiraju u suprotnim smjerovima ( $\vec{k}_{pumpa} = -\vec{k}_{proba}$ ) jasno je da, ukoliko frekvencija lasera nije jednaka frekvenciji prijelaza, pumpna i probna zraka interagiraju s različitim brzinskim grupama atoma te prisutnost pumpne zrake ne utječe na transmisiju probne zrake. Tek kad je frekvencija lasera jednaka frekvenciji prijelaza, obje zrake interagiraju s istom brzinskom grupom atoma za koju vrijedi  $\vec{k}\vec{v} = 0$ , odnosno s atomima koji nemaju komponentu brzine u smjeru propagacije laserskog zračenja. Budući da pumpna zraka smanjuje naseljenost osnov-

nog stanja, na frekvenciji prijelaza se uočava pad apsorpcije, odnosno povećanje transmisije probne zrake. Na Slici 9. prikazani su izmjereni saturacijski spektri atoma  $^{87}\text{Rb}$  za prijelaze  $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$ , odnosno  $F = 1 \rightarrow F' = 0, 1, 2$ . U izmjenom spektru osim rezonantnih linija pojavljuju se i tzv. crossover (CO) linije. One se uvijek javljaju na frekvenciji koja je aritmetička sredina dviju susjednih rezonantnih frekvencija  $\omega_1$  i  $\omega_2$ , odnosno  $\omega_{CO} = (\omega_1 + \omega_2)/2$ , a posljedica su interagiranja i pumpne i probne zrake s dvije iste brzinske grupe atoma.

Dakle, primjenjujući SAS metodu, koja nam omogućuje direktno opažanje hiperfinih linija, frekvenciju lasera možemo ugoditi na željenu frekvenciju hiperfinih prijelaza.



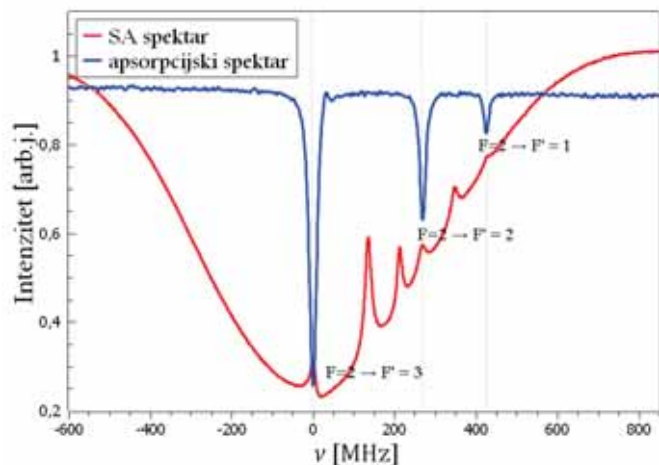
(a)



(b)

Slika 9: Izmjereni saturacijski spektri atoma  $^{87}\text{Rb}$  za prijelaz: a)  $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$  i b)  $F = 1 \rightarrow F' = 0, 1, 2$ . Označene su i crossover (CO) linije. Prikazana je relativna frekventna skala s obzirom na frekvenciju prijelaza a)  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  i b)  $F = 1 \rightarrow F' = 2$ . Kalibracija frekventne skale izvršena je preko hiperfinih prijelaza  $^{87}\text{Rb}$ .

Radi usporedbe, na Slici 10 prikazan je saturacijski spektar atoma  $^{87}\text{Rb}$  na sobnoj temperaturi te apsorpcijski spektar hladnih atoma  $^{87}\text{Rb}$  u MOT-u izmjenom probnim laserom. U apsorpcijskom spektru hladnih atoma ističu se tri



Slika 10: Istovremeno izmjereni saturacijski apsorpcijski (SA) spektar atoma  $^{87}\text{Rb}$  na sobnoj temperaturi te apsorpcijski spektar hladnih atoma  $^{87}\text{Rb}$  u MOT-u. Oba spektra dobivena su korištenjem probnog lasera. Kalibracija frekventne skale izvršena je preko hiperfinih prijelaza  $^{87}\text{Rb}$ .

spektralno uske linije koje se poklapaju sa saturacijskim linijama, te odgovaraju hiperfinim prijelazima  $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$ . Zbog malih brzina atoma u MOT-u, Dopplerovo širenje linija je znatno manje od prirodne širine linija pa su hiperfine linije razlučive. To je ujedno i dokaz postojanja hladnog atomskog oblaka u MOT-u.

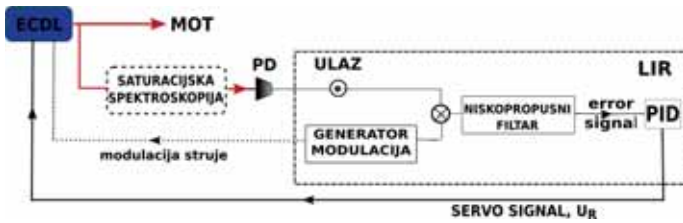
### 3.4 Frekventna stabilizacija lasera

Diodni laseri s vanjskim rezonatorom (opisani u poglavlju 3.1) osjetljivi su na promjene u radnoj okolini kao što su temperatura prostorije, vlažnost, tlak, mehaničke vibracije i sl., što dovodi do toga da njihova radna frekvencija klizi s vremenom. Kako je za realizaciju MOT-a i apsorpciju probne laserske zrake pomoću koje određujemo broj hladnih atoma u MOT-u nužna određena frekvencija lasera, potrebno je stabilizirati istu. Stabilizacija frekvencije vršena je stvaranjem negativne povratne veze. Signal potreban za stvaranje negativne povratne veze lasera za hlađenje dobiven je polarizacijskom spektroskopijom, o kojoj se više može naći u članku [15]. U slučaju lasera za naseljavanje i probni laser, signal je dobiven tehnikom modulacije laserske frekvencije modulacijom struje. U tu svrhu korišten je tzv. *Lock-In Regulator*, LIR čiji je princip rada shematski prikazan na Slici 11. Modulacijom struje lasera, odnosno struje kroz lasersku diodu modulira se i frekvencija lasera  $\omega_L$ :

$$\omega(t) = \omega_L + \Delta\omega \cdot \sin(\omega_{mod}t). \quad (11)$$

gdje je  $\Delta\omega$  amplituda modulacije, a  $\omega_{mod}$  frekvencija modulacije. Da ne dođe do distorzije signala, mora vrijediti  $\Delta\omega \ll \Gamma$ , gdje je  $\Gamma$  prirodna širina linije. Tada je signal dobiven saturacijskom apsorpcijskom spektroskopijom aproksimativno:

$$S(t) = S_0 + S'(\omega_L) \cdot \Delta\omega \cdot \sin(\omega_{mod}t), \quad (12)$$



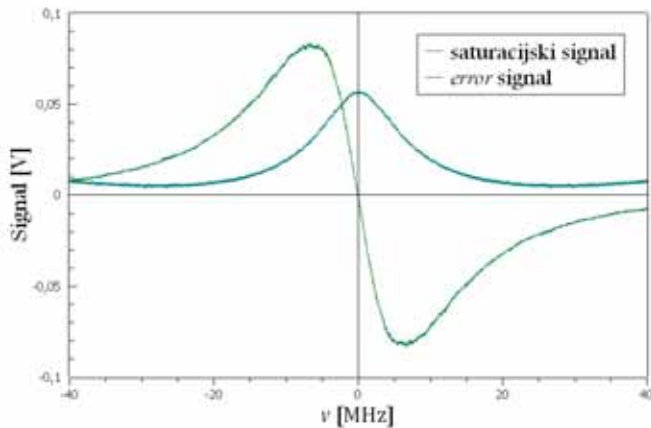
Slika 11: Shematski prikaz stvaranja negativne povratne veze.

gdje je  $S_0$  nemodulirani signal, a  $S'(\omega_L)$  derivacija signala. Signal se s fotodiode dovede u LIR gdje se miješa sa samom modulacijom:

$$S(t) \cdot \sin(\omega_{mod}t) = S_0 \cdot \sin(\omega_{mod}t) + \frac{1}{2}S'(\omega_L) \cdot \Delta\omega - \frac{1}{2}S'(\omega_L)\Delta\omega \cdot \cos(2\omega_{mod}t). \quad (13)$$

Tako generirani signal prolazi kroz nisko-propusni filtar nakon kojeg preostaje samo vremenski neovisan dio koji je proporcionalan derivaciji saturacijskog signala  $S'(\omega_L)$ , tzv. *error* signal:

$$Error\ signal = \frac{1}{2}S'(\omega_L) \cdot \Delta\omega. \quad (14)$$



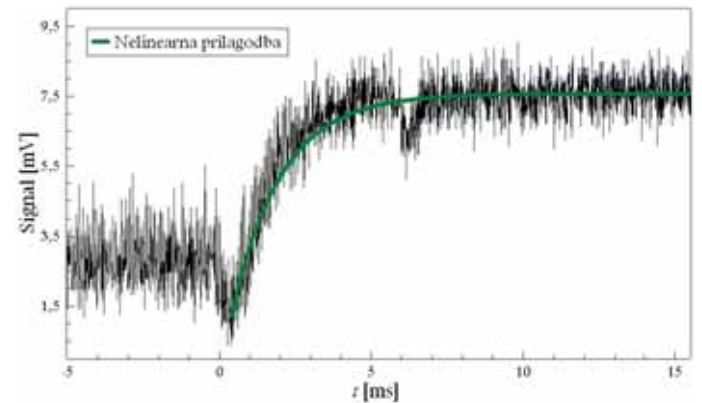
Slika 12: Signal dobiven saturacijskom apsorpcijskom spektroskopijom te pripadajući *error* signal za hiperfina prijelaz  $^{87}\text{Rb}$ ,  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ .

Na Slici 12 prikazan je signal dobiven saturacijskom apsorpcijskom spektroskopijom te pripadni *error* signal hiperfinog prijelaza  $^{87}\text{Rb}$ ,  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ . Referentna frekvencija, odnosno frekvencija na koju želimo ugoditi laser odgovara vrhu hiperfine linije. Kada je frekvencija lasera jednaka toj frekvenciji, vrijednost *error* signala je nula. U slučaju kada je frekvencija lasera manja (veća) od referentne, vrijednost *error* signala je pozitivna (negativna). Dakle, *error* signal je mjera koliko se frekvencija lasera pomaknula u odnosu na referentnu, ali daje i informaciju o tome da li se frekvencija pomaknula prema većim ili manjim frekvencijama u odnosu na referentnu. Na temelju

*error* signala PID (eng. *Proportional Integral Derivative*) regulator generira servo signal  $U_R$  koji se dovodi na laser (dijelom na piezoelektrični element, dijelom na struju lasera) te na taj način ispravlja frekvenciju lasera, odnosno vraća ju na željenu vrijednost.

## 4 Rezultati

Da bi odredili broj ohlađenih atoma  $^{87}\text{Rb}$  u MOT-u, promatramo apsorpciju, odnosno transmisiju zrake probnog lasera kroz oblak hladnih atoma. Mjerenja su vršena pri frekventnom pomaku lasera za hlađenje  $\delta = 16$  MHz, snazi lasera za hlađenje  $P = 6.25$  mW te gradijentu magnetskog polja  $\partial B/\partial z \approx 13$  G/cm. Snaga zrake probnog lasera je  $P = 4.95$   $\mu\text{W}$ , a ugođena je na hiperfina prijelaz  $^{87}\text{Rb}$ ,  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  te frekventno stabilizirana na način opisan u prethodnom poglavlju. S obzirom da laser za hlađenje, koji je ugođen na isti prijelaz, mijenja naseljenost osnovnog stanja na način da osiromašuje populaciju  $F = 2$  hiperfinog nivoa, da bi dobili stvarnu vrijednost hladnih atoma u osnovnom stanju potrebno je za vrijeme mjerenja promjene transmisije probnog lasera ugasiti laser za hlađenje, odnosno MOT.

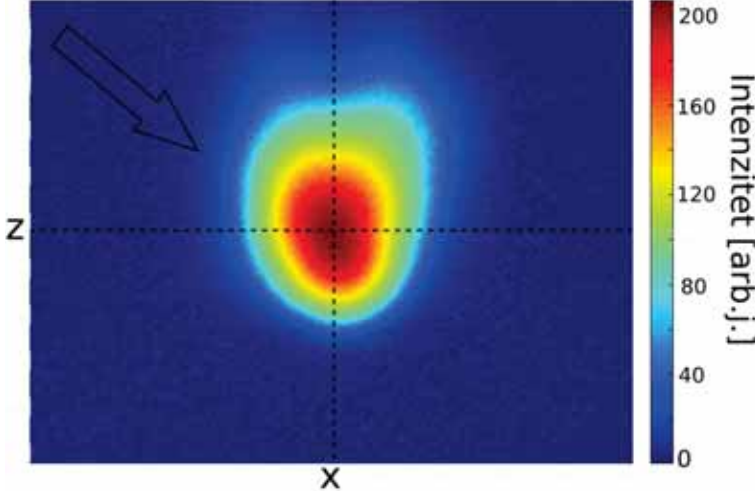


Slika 13: Signal transmitirane zrake probnog lasera prije te nakon gašenja lasera za hlađenje i magnetskog polja. Zelenom linijom prikazana je nelinearna prilagodba  $S + S_0(1 - e^{-a(t-t_0)})$ .

Gašenjem lasera za hlađenje i magnetskog polja oblak hladnih atoma balistički ekspandira. Na Slici 13 prikazan je izmjereni naponski signal s fotodiode na koju upada transmitirana zraka probnog lasera. Za  $t < 0$  prikazana je transmisija zrake kroz oblak hladnih atoma dok su laser za hlađenje i magnetsko polje upaljeni. Zatim se u trenutku  $t = 0$  ms laser za hlađenje i magnetsko polje ugase pa se transmisija naglo smanji. Minimum tog transmisijskog signala  $S$  proporcionalan je traženom intenzitetu transmitirane laserske zrake  $I$  (izraz 5). Nadalje, kako oblak hladnih atoma ekspandira i u konačnici nestaje, tako se i transmisijski signal povećava sve do konstantne vrijednosti  $S_0$  (izuzev šuma signala) koja daje informaciju o intenzitetu upadne laserske zrake  $I_0$ . Navedene vrijednosti dobi-

vamo nelinearnom prilagodnom krivulje  $S + S_0(1 - e^{-a(t-t_0)})$  na izmjerene podatke. Budući da je napon signala s fotodiode proporcionalan intenzitetu laserske zrake, vrijedi:  $S_0/S = I_0/I$ . Izvršeno je takvih šest neovisnih mjerenja, iz kojih se za optičku debljinu oblaka hladnih atoma dobije:

$$OD = \ln(I_0/I) = 1.9 \pm 0.1. \quad (15)$$



Slika 14: Fluorescencija hladnog oblaka snimljena CCD kamerom u  $xz$ -ravnini. Isprekidane linije označavaju red, odnosno stupac piksela uzetih za obradu slike, tj. određivanje veličine oblaka. Strelicom je označen smjer zrake probnog lasera.

Sljedeći korak u određivanju broja hladnih atoma je određivanje veličine oblaka hladnih atoma. Fluorescencija oblaka snimljena je CCD kamerom (Slika 14). Uočavamo da oblak nema sferosimetričan oblik na što utječe preklapanje laserskih zraka i činjenica da retrorefleksivne zrake imaju manji intenzitet od upadnih (zbog refleksije na zrcalu i prolaska kroz prozore komore). Prije obrade slike, kameru je bilo potrebno kalibrirati kako bi dobili odnos između piksela i prostorne dimenzije. U tu svrhu, kamerom je snimljeno ravnalo na udaljenosti na kojoj se kamera nalazi od oblaka. Dobivena je vrijednost  $(14.8 \pm 0.5) \mu\text{m}/\text{piksel}$ . Snimljena slika oblaka obrađena je u programskom paketu *Matlab*, gdje smo dobili informaciju o intenzitetu svakog piksela. Na Slici 14 horizontalnom (vertikalnom) linijom označen je red (stupac) piksela čije podatke o intenzitetu uzimamo kako bismo odredili veličinu oblaka. Time je dobivena distribucija intenziteta po prostornoj koordinati  $x$ , odnosno  $z$  kao što je prikazano na Slici 15(a), odnosno 15(b). Prilagodnom Gaussove raspodjele na eksperimentalne podatke, za standardnu devijaciju raspodjele  $\sigma$  dobivamo:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= (0.35 \pm 0.01) \text{ mm} \\ \sigma_z &= (0.51 \pm 0.04) \text{ mm} \end{aligned} \quad (16)$$

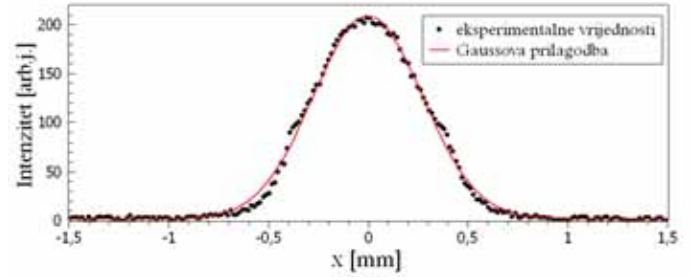
S obzirom na oblik oblaka (Slika 14), njegov volumen aproksimiramo volumenom rotacijskog elipsoida  $V = 4\pi\sigma_x^2\sigma_z/3$ , pri

čemu dobivene standardne devijacije  $\sigma_x$  i  $\sigma_z$  (16) predstavljaju malu, odnosno veliku poluos tog elipsoida. Prema tome, volumen oblaka hladnih atoma iznosi:

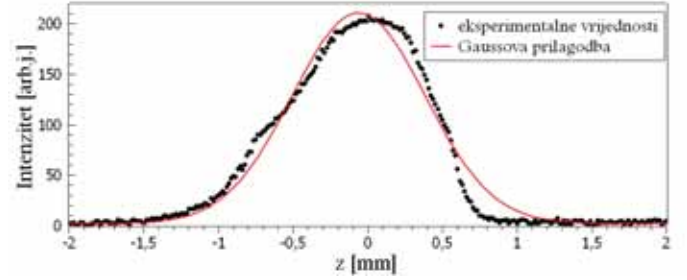
$$V = (0.26 \pm 0.03) \text{ mm}^3. \quad (17)$$

Na Slici 14 također je strelicom prikazan smjer zrake probnog lasera koja prolazi kroz oblak. Kako ne znamo točan položaj upada laserske zrake na oblak, duljinu apsorpcijskog puta,  $L$  aproksimiramo duljinom male osi rotacijskog elipsoida,  $2\sigma_x$ :

$$L = 2\sigma_x = (0.70 \pm 0.02) \text{ mm}. \quad (18)$$



(a)



(b)

Slika 15: Ovisnost intenziteta emitirane svjetlosti o položaju a)  $x$  i b)  $z$  od središta oblaka. Crvena linija je rezultat prilagodbe na Gaussovu raspodjelu.

Za izračun koncentracije hladnih atoma koristimo izraz (9). Prirodna širina linije D2 prijelaza  $^{87}\text{Rb}$  iznosi  $\Gamma = 6.065 \text{ MHz}$ , a oscilatorna jakost  $f = 0.6956$  [16]. Valja napomenuti da, kako se navedena oscilatorna jakost odnosi na D2 liniju, a mi pobuđujemo hiperfinski prijelaz te linije, navedenu oscilatornu jakost treba pomnožiti s odgovarajućom vrijednošću jakosti linije (eng. *line strenght*) [14], koja u slučaju hiperfinog prijelaza  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  i za linearno polarizirano zračenje iznosi  $7/10$ . Iz navedenih vrijednosti konstanti te izmjerenih vrijednosti optičke debljine (15) i duljine apsorpcijskog puta (18) za koncentraciju hladnih atoma dobivamo:

$$n = (2.0 \pm 0.1) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \quad (19)$$



U konačnici iz dobivenih vrijednosti za koncentraciju (19) i volumen oblaka (17), za broj hladnih atoma u magneto-optičkoj stupici dobivamo:

$$N = (5.2 \pm 0.7) \cdot 10^6 \text{ atoma.} \quad (20)$$

## 5 Zaključak

Za provedbu mnogih istraživanja hladnih atoma u magneto-optičkoj stupici potrebne su određene koncentracije, odnosno broj hladnih atoma, što zahtijeva primjenu metoda kojima se određuje njihov broj. Cilj ovog seminara je implementirati tehniku određivanja broja hladnih atoma u MOT-u na temelju promjene transmisije laserske zrake koja prolazi kroz oblak hladnih atoma. Laser je prvo ugođen na frekvenciju hiperfinog prijelaza, a potom i frekventno stabiliziran primjenom saturacijske spektroskopije. Koncentracija hladnih atoma dobivena je primjenom Beer-Lambertovog zakona, a veličina oblaka analizom slike fluorescencije oblaka snimljene CCD kamerom, iz čega se u konačnici dobio broj hladnih atoma. Nedostatak ove metode je nemogućnost određivanja točnog volumena oblaka hladnih atoma kao ni položaja upada laserske zrake na oblak, odnosno duljine apsorpcijskog puta.

## Zahvale

Seminarski rad je izrađen na Institutu za fiziku u Laboratoriju za hladne atome. Posebno bih se zahvalila svojoj mentorici, Nataši Vujičić na uloženom trudu i savjetima. Zahvalila bih se i Ticijani Ban i Damiru Aumileru, čiji su savjeti na grupnim sastancima bili od velike pomoći. Također, puno hvala Nevenu Šantiću na strpljenju i pomoći u labosu.

## Literatura

- [1] E.L.Raab, M.P. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, D. E. Pritchard. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Physical Review Letters*, Vol. 59: 23, 1987
- [2] A. Wicht, J. Hensley, E. Sarajlic, S. Chu, "A preliminary measurement of the fine structure constant based on atom interferometry", *Phys. Scripta* T102, 82–88 (2002).
- [3] A. Peters, K. Chung, S. Chu, "Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms", *Nature* 400, 849–852 (1999).
- [4] J. Weiner, V. Bagnato, S. Zilio, P. Julienne, "Experiments and theory in cold and ultracold collisions", *Rev. Mod. Phys.* 71, 1–85 (1999).
- [5] A. Fioretti, D. Comparat, A. Crubellier, O. Dulieu, F. Masnou-Seeuws, P. Pillet, "Formation of cold Cs-2 molecules through photoassociation", *Phys. Rev. Lett.* 80, 4402–4405 (1998).
- [6] N. Hinkley, J. A. Sherman, N. B. Phillips, M. Schioppo, N. D. Lemke, K. Beloy, M. Pizzocaro, C. W. Oates, A. D. Ludlow, "An Atomic Clock with 10(-18) Instability", *Science* 341, 1215–1218 (2013).
- [7] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley, J. Ye, "An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10(-18) level", *Nature* 506, 71+ (2014).
- [8] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science*, Vol. 269. 5221, 1995
- [9] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley, J. Ye, "An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10(-18) level", *Nature* 506, 71+ (2014).
- [10] L. C. Karssen, Trapping cold atoms with ultrasort laser pulses, doktorska disertacija, Universitet Utrecht, 2008.
- [11] <http://webphysics.davidson.edu/Alumni/JoCowan/honors/section2/EXPERIMT1.htm>.
- [12] Metcalf, Harold J. i van der Straten, Peter. Laser cooling and trapping. Springer, 1999.
- [13] Demtröder, Wolfgang. Atoms, Molecules and Photons. Springer, 2010.
- [14] O. Axner et al. Line strengths, A-factors and absorption cross-sections for fine structure lines in multiplets and hyperfine structure components in lines in atomic spectrometry - a user's guide. *Spectrochim. Acta Part B* 59 (2004) 1-39
- [15] Pearman C P, Adams C S, Cox S G, Griffin P F, Smith D A and Hughes I G 2002 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 35 5141
- [16] Steck, Daniel A. Rubidium 87 D Line Data. 2008.
- [17] Kregar, Gordana. Doktorski rad: Utjecaj vanjskog koherentnog zračenja na rubidijeve atome u magneto-optičkoj stupici, 2014
- [18] Šantić, Neven. Diplomski rad: Lasersko hlađenje atoma, 2012