

Hladni atomi rubidija u optičkoj rešetki

¹Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet, Bijenička 32, Zagreb

Mentor: dr. sc. Neven Šantić

Institut za fiziku, Bijenička 46, Zagreb

Lovre Kardum¹

1 Uvod

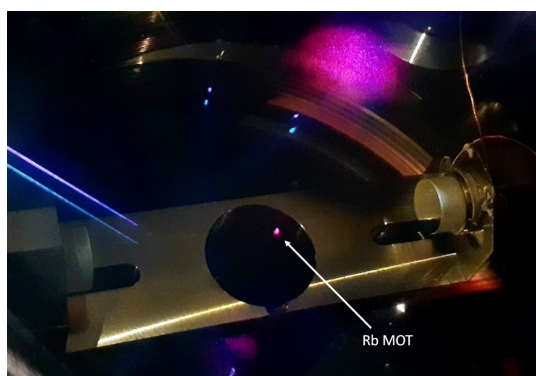
U ovom seminaru opisuje se rad 1D optičke rešetke s posebnim naglaskom na utjecaj amplitudnog šuma na vrijeme života zatočenih atoma. Eksperiment je odrađen na Institutu za fiziku u grupi za kvantne tehnologije.

2 Teorijski uvod

2.1 Magneto-optička stupica

Za hlađenje atoma uobičajeno se koristi magneto-optička stupica (eng. *magneto-optical trap*, MOT), posebna vrsta laserskog hlađenja, kojom se mogu postići temperature do nekoliko μK . Slika 1 prikazuje oblak atoma dobiven hlađenjem u MOT-u.

MOT radi na principu Dopplerovog hlađenja kod kojeg atomi apsorbiraju fotone, te ih zatim reemitiraju procesom spontane emisije. Kako je smjer emitiranog fotona neovisan o smjeru apsorbiranog fotona dolazi do prijenosa količine gibanja. Da bi se ovaj efekt mogao koristiti za hlađenje potrebno je osigurati da fotone apsorbiraju samo oni atomi koji se gibaju prema laserskoj zruci. Zbog Dopplerovog efekta, atom koji se giba vidi da fotoni koji mu dolaze iz



Slika 1: oblak atoma rubidija dobiven hlađenjem u magneto-optičkoj stupici postavljenoj u središte optičkog rezonatora. Preuzeto iz [1].

različitih smjerova imaju različite frekvencije, te će apsorbirati samo one koji odgovaraju nekom atomskom prijelazu.

Za hlađenje 3D plina, potrebno je pripremiti tri međusobno ortogonalna paraprotno-propagirajućih laserskih zraka, te dvije zavojnice u anti-Helmholtzovoj konfiguraciji. Dobiveno magnetsko polje stvara prostorno promijenljiv Zeemanov pomak atomskih levela zbog kojeg postaje vjerojatnije da će fotoni gurnuti atom prema središtu stupice.

Za hlađenje rubidija koristi se laser valne duljine $780nm$ koji odgovara prije-

lazu $|5S_{1/2}; F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}; F' = 3\rangle$. Pobuđeni atomi ponekad se relaksiraju u stanje $|5S_{1/2}; F = 1\rangle$ čime izlaze iz ciklusa hlađenja, pa se koristi dodatni laser koji odgovara prijelazu $|5S_{1/2}; F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}; F' = 2\rangle$.

2.2 Optička rešetka

Optički potencijal stojnog vala dobiven dvijema suprotno-propagirajućim laserskim zrakama jednakog intenziteta i polarizacije naziva se optička rešetka. Takav prostorno promjenjiv intenzitet može se, djelovanjem AC Stark efekta, koristiti kao stupica za neutralne atome. U ovom seminaru поближе se opisuje izgled potencijala 1D optičke rešetke, te način na koji amplitudni šum dovodi do zagrijavanja atoma.

2.3 AC Stark efekt

U dipolnoj aproksimaciji električno polje \mathbf{E} uzrokuje pomak u energiji i -tog atomskog nivoa:

$$\Delta E_i = -\frac{1}{2}\alpha_i |\mathbf{E}|^2 \quad (1)$$

gdje je α_i polarizabilnost stanja $|i\rangle$. Kad je električno polje $\mathbf{E} = \mathcal{E}\hat{z}$ ravni val frekvencije ω , dinamička polarizabilnost α_i ovisi o prisutnosti ostalih stanja $|f\rangle$, te je dana s [2]:

$$\alpha_i = \frac{2e^2}{\hbar} \sum_{f \neq i} \omega_{fi} \frac{|\langle f|z|i\rangle|^2}{\omega_{fi}^2 - \omega^2} \quad (2)$$

Ovdje je $\omega_{fi} = \frac{E_f - E_i}{\hbar}$ frekvencija prijelaza između stanja $|i\rangle$ i $|f\rangle$, a $z_{fi} := \langle f|z|i\rangle$ dipolni moment.

Električno polje \mathbf{E} eksperimentalno se dobiva reflektiranjem lasera od zrcala pri čemu ulazna i odbijena zraka tvore stojni val. Uz gubitak intenziteta η pri refleksiji,

može se zapisati električno polje \mathbf{E} u cilindričnom sustavu:

$$\mathbf{E} = \mathcal{E} e^{-\frac{r^2}{\omega(z)^2}} \left(e^{-i\kappa z} \hat{\epsilon}_+ + \sqrt{1-\eta} e^{i\kappa z} \hat{\epsilon}_- \right) \quad (3)$$

gdje je $\hat{\epsilon}_+$ ($\hat{\epsilon}_-$) smjer polarizacije ulazne (odbijene) zrake. Uvrštavanjem u jednadžbu (1) dobiva se izraz za AC Stark pomak:

$$\Delta E = -\frac{1}{2}\alpha\mathcal{E}^2 e^{-\frac{2r^2}{\omega(z)^2}} 2 \left[1 - \frac{\eta}{2} + \sqrt{1-\eta} \cos(2\kappa z) \hat{\epsilon}_+ \cdot \hat{\epsilon}_- \right] \quad (4)$$

U idealnom slučaju kada je $\eta = 0$, a polarizacije prije i poslije refleksije međusobno paralelne, ovaj izraz se pojednostavlja na:

$$\Delta E = -\frac{1}{2}\alpha\mathcal{E}^2 e^{-\frac{2r^2}{\omega(z)^2}} 4 \cos^2(\kappa z) \quad (5)$$

Iz ovog izraza vidljivo je da u transverzalnemu smjeru imamo gausijansko, a u longitudinalnom sinusoidalno zatočenje.

2.4 Valne funkcije

Ako se zanemari transverzalna ovisnost, potencijal se pojednostavlja na:

$$V(z) = V_0 \cos^2(\kappa z) \quad (6)$$

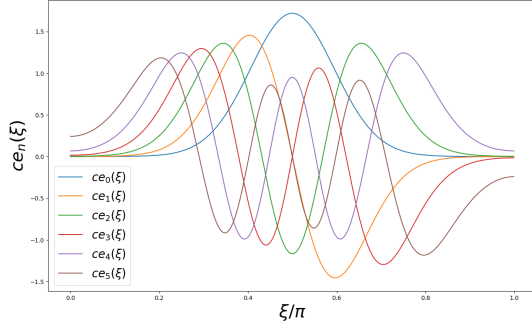
te je moguće zapisati 1D Schrödingerovu jednadžbu.

Kako nas zanima ponašanje lokaliziranih čestica unutar optičke rešetke treba konstruirati prikladnu Wannierovu bazu za koju vrijedi:

$$\langle i, n | j, m \rangle = \delta_{ij} \delta_{nm} \quad (7)$$

Ovdje su i, j indeksi Brillouinove zone, a n, m indeksi vrpce. Uz ovakav odabir baze, kao rješenja se dobivaju valne funkcije [3]:

$$w_n^i(\xi) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \Theta_i(\xi) ce_n(\xi) \quad (8)$$



Slika 2: parne Mathieuove funkcije za $q=33$

gdje je $\xi = \kappa z$, $ce_n(\xi)$ n -ta parna Mathieuova funkcija (Slika 2), a Θ_i pomoćna funkcija definirana s:

$$\Theta_i(\xi) = \begin{cases} 1 & \xi \in [i\pi, (i+1)\pi) \\ 0 & \text{inače} \end{cases}$$

2.5 Amplitudni šum

Fluktuacije u intenzitetu lasera modificiraju potencijal:

$$\tilde{V}(z) = V_0(1 + \epsilon(t)) \cos^2(\kappa z) \equiv V + V' \quad (9)$$

Ovdje je $\epsilon(t)$ relativni šum u intenzitetu dan s:

$$\epsilon(t) = \frac{I(t) - I_0}{I_0} \quad (10)$$

U prvom redu računa smetnje, stope prijelaza između dvije vrpce iznose:

$$R_{m \leftarrow n} = \frac{1}{T} \left| \int_0^T dt e^{i\omega_{mn}t} \langle m | V' | n \rangle \right|^2 \quad (11)$$

Koristeći korelacijsku funkciju

$$f(\tau) \equiv \langle \epsilon(t) \epsilon(t + \tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T dt \epsilon(t) \epsilon(t + \tau) \quad (12)$$

izraz (11) se može aproksimirati [4] kao:

$$R_{m \leftarrow n} \simeq \frac{1}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega_{mn}\tau} f(\tau) \times \left| \langle m | V_0 \cos^2(\kappa z) | n \rangle \right|^2 \quad (13)$$

Koristeći pretpostavku $f(\tau) = f(-\tau)$ preostali integral se može zapisati preko spektra šuma:

$$S_\epsilon(\omega) := \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\tau \cos(\omega\tau) f(\tau) \quad (14)$$

dok se matrični element može zapisati u obliku integrala:

$$\begin{aligned} \langle i, m | V_0 \cos^2(\xi) | j, n \rangle &= \\ &= \delta_{ij} \frac{2}{\pi} \int_0^\pi d\xi ce_m^*(\xi) \cos^2(\xi) ce_n(\xi) \end{aligned} \quad (15)$$

Uvrštavanjem se dobiva konačni izraz za stopu prijelaza po čestici:

$$\begin{aligned} R_{m \leftarrow n} &= \frac{\pi V_0^2}{\hbar^2} S_\epsilon(\omega_{mn}) \times \\ &\times \left| \frac{2}{\pi} \int_0^\pi d\xi ce_m^*(\xi) \cos^2(\xi) ce_n(\xi) \right|^2 \end{aligned} \quad (16)$$

Kako je $\cos^2(\xi)$ simetričan oko $\pi/2$, a Mathieuove funkcije $ce_n(\xi)$ simetrične za parne, a antisimetrične za neparne n , stope prijelaza iščezavaju za neparne $|m - n|$.

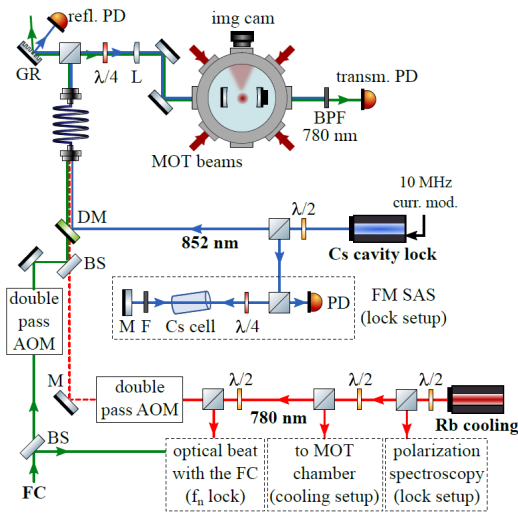
Korištenjem stopa prijelaza $R_{m \leftarrow n}$ dobiva se diferencijalna jednačba za broj atoma P_n u stanju n :

$$\begin{aligned} \dot{P}_n(t) &= - \sum_{m \neq n} R_{m \leftarrow n} P_n(t) + \\ &+ \sum_{m \neq n} R_{n \leftarrow m} P_m(t) \end{aligned} \quad (17)$$

2.6 Stopa zagrijavanja

U aproksimaciji harmonijskog oscilatora stopa zagrijavanja Γ definira se preko broja atoma P_n izrazom [5]:

$$\langle \dot{E} \rangle = \sum_n \hbar \omega_n \dot{P}_n = \Gamma E \quad (18)$$



Slika 3: shema eksperimentalnog postava. Frekventni češalj (zeleno) ne koristi se u ovom eksperimentu. Preuzeto iz [1].

Za potencijal optičke rešetke može se definirati samo prosječna stopa zagrijavanja:

$$\Gamma := \frac{1}{T} \quad (19)$$

gdje je vrijeme života T definirano s:

$$\frac{\langle E \rangle_T}{\langle E \rangle_0} = e \quad (20)$$

uz prosječnu energiju $\langle E \rangle_t$ u trenutku t :

$$\langle E \rangle_t = \sum_n \hbar \omega_n P_n(t) \quad (21)$$

3 Mjerenja i eksperimentalni postav

3.1 Eksperimentalni postav

Na slici 3 shematski je prikazan eksperimentalni postav. Za stvaranje optičke rešetke koristi se laser valne duljine 852nm što odgovara atomskom prijelazu cezija (zato ga zovemo Cs laser). Ovdje je bitno

da je to daleko od prijelaza u rubidiju, pa ne dolazi do apsorpcije.

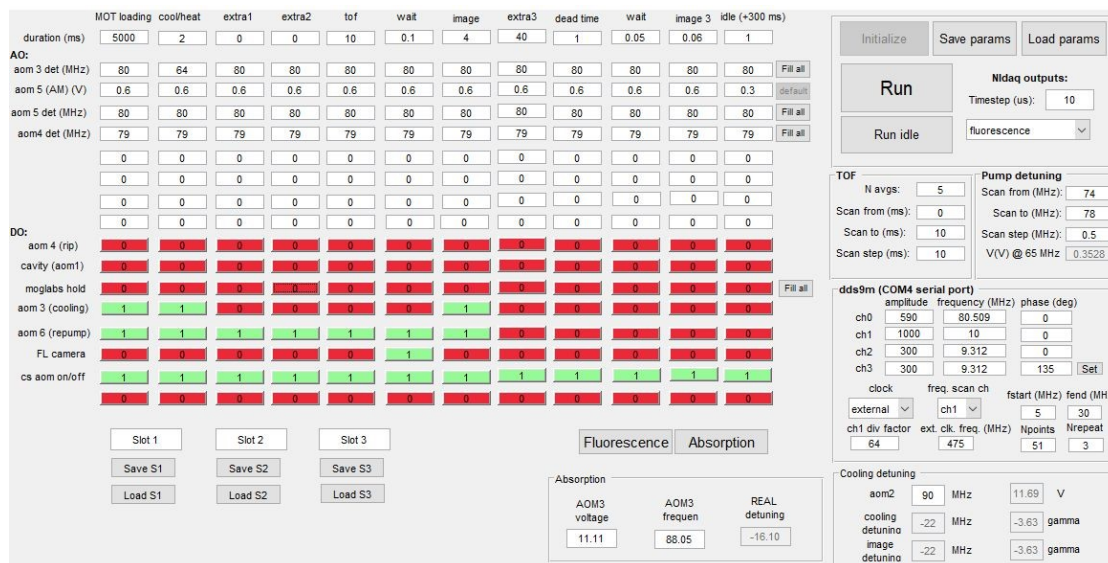
Optički rezonator je postavljen unutar vakuumske komore tako da se preklapa sa šest MOT zraka. Oko vakuumske komore postavljene su dvije kamere kojima se promatra ohlađene atome. Zraka koja se transmitira kroz optički rezonator upada na fotodiodu čiji se elektronički signal može promatrati na osciloskopu ili analizatoru spektra. Na slici 1 vidi se optički rezonator i oblak hladnih atoma.

Kako se valna duljina Cs lasera, kao i duljina optičkog rezonatora mijenjaju u vremenu zbog promjene temperature, mehaničkih vibracija i drugih efekata potrebno ih je međusobno stabilizirati za što se koristi Pound-Drever-Hall (PDH) metoda. Cs laser (kao i laseri potrebni za hlađenje atoma) prolazi kroz akusto-optički modulator (AOM) što omogućuje njegovo brzo paljenje i gašenje.

3.2 Postavljanje atoma u optičku rešetku

Kako bi se postavilo atome u optičku rešetku prvo ih je potrebno ohladiti pomoću magneto-optičke stupice. Time se dobiva oblak hladnih atoma koji se promatra dvijema kamerama što omogućuje određivanje njegove veličine i položaja u prostoru. Preciznim namještanjem zrcala i struje na MOT zavojnicama može se pomaknuti oblak tako da se preklapa s optičkom rešetkom čiji je položaj zadan optičkim rezonatorom koji se nalazi unutar vakuumske komore, te se zbog toga ne može pomicati.

Tijek eksperimenta kontrolira se pomoću računala koristeći grafičko sučelje prikazano na slici 4. U prvom koraku uključe se MOT zrake čime se dobiva oblak hladnih atoma, a broj atoma u oblaku



Slika 4: grafičko sučelje korišteno za kontrolu eksperimenta

može se kontrolirati duljinom trajanja ove faze. U sljedećoj fazi ugasi se zraka za hlađenje, pa preostaju samo atomi koji se nalaze u optičkoj rešetki, dok se ostali atomi gibaju balističkim putanjama, te brzo izlaze iz kadra. Nakon vremena leta (eng. *time-of-flight*, tof), šalje se signal na kameru, te ona okida sliku. Za vrijeme trajanja ekspozicije potrebno je ponovno uključiti laser za hlađenje kako bi kamera mogla uhvatiti fotone nastale spontanom emisijom. Na kraju se ponovno gase MOT zrake kako bi se pripremio eksperiment za sljedeći ciklus. Na slici 5 prikazan je oblak snimljen bez gašenja MOT zraka, te s čekanjem od 20 ms gdje preostaju samo atomi unutar optičke rešetke.

3.3 Spektar šuma

Signal fotodiode s transmisije Cs lasera kroz rezonator promatra se na analizatoru spektra, te je izmjerena spektar šuma na frekvencijama do 50kHz . Promjenom parametara stabilizacije Cs lasera namjerno

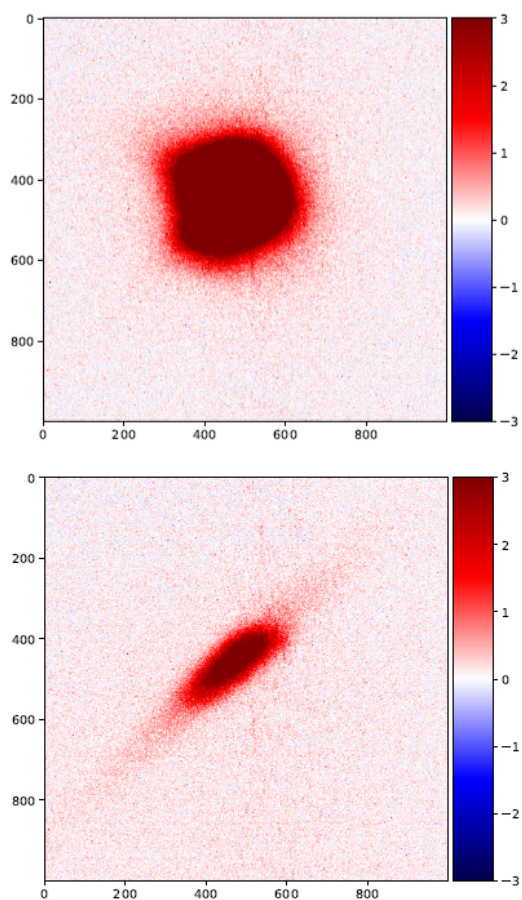
je postignut veći šum, a oba spektra su prikazana na slici 6.

3.4 Mjerenje vremena života

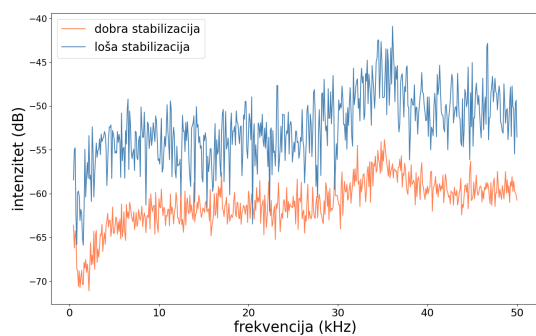
Kao što je vidljivo iz izraza (21), prosječna energija $\langle E \rangle_t$ proporcionalna je broju atoma koji su preostali unutar optičke rešetke nakon vremena t . Vrijeme života se sad može odrediti mjerenjem intenziteta na slikama dobivenim za različita vremena leta već opisanim postupkom, te prilagodbom eksponencijale na dobivene podatke.

Mjerenje je provedeno za različite postavke stabilizacije, pri čemu je za dobro stabilizirani Cs laser dobiveno vrijeme života $T = 82 \pm 13\text{ms}$, a za loše stabilizirani Cs laser $T = 43 \pm 2\text{ms}$. Primjer takvog mjerenja prikazan je na slici 7, a izmjerene vrijednosti, te izračunata vremena života prikazana su u grafu na slici 8.

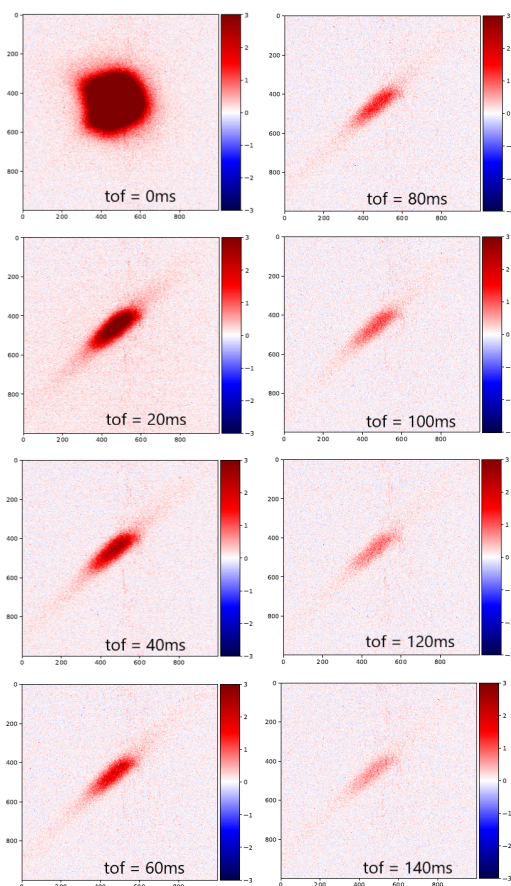
Kao što je i očekivano, mjerenja su pokazala da se za lošije stabilizirani laser dobiva veći amplitudni šum zbog čega je izmjereno



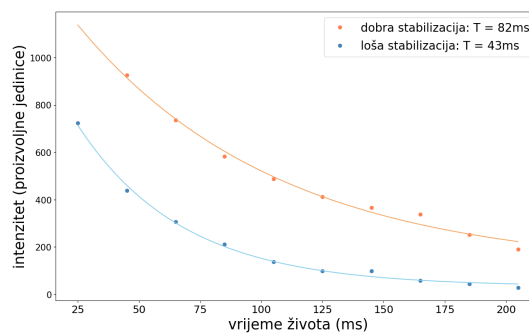
Slika 5: oblak atoma uhvaćenih u MOT-u i dio atoma koji preostaju unutar optičke rešetke nakon 20 ms



Slika 6: spektar šuma za različite postavke stabilizacije



Slika 7: atomi unutar rešetke za vremena leta od 0 ms do 140 ms



Slika 8: ovisnost izmjerenog intenziteta o vremenu leta za različite postavke stabilizacije lasera

vrijeme života značajno kraće.

4 Zaključak

U ovom seminaru proučen je princip rada optičke rešetke. Objasnjeno je kako amplitudni šum lasera dovodi do zagrijavanja atoma i skraćivanja vremena života. Provedena su mjerenja spektra šuma i vremena života za dobro i loše stabiliziran Cs laser, te je pokazano da je pri dobroj stabilizaciji šum manji, a vrijeme života značajno dulje.

5 Literatura

- [1] M. Kruljac: *Cavity Cooling and Self-organization of Atoms Using an Optical Frequency Comb*, doctoral dissertation, Zagreb, 2022
- [2] B. H. Bransden and C. J. Joachain: *Physics of Atoms and Molecules*, Prentice Hall, 2003.
- [3] S. Blatt: *Precision Spectroscopy in 1D Optical Lattices*, diplomarbeit, Boulder, 2005
- [4] T. A. Savard, K. M. O'Hara and J. E. Thomas: *Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps*, Phys. Rev. A 56, 1997
- [5] M.E.Gehm, K.M.O'Hara, T.A.Savard, and J.E.Thomas: *Dynamics of Noise-induced Heating in Atom Traps*, Phys. Rev. A 58, 1998