

HLAJENJE UJETIH NANODELCEV Z METODO KOHERENTNEGA SIPANJA

ČRT ROZMAN

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

Optomehanska interakcija med svetlobo in snovjo nam omogoča spremembo trajektorije delca. Tako lahko delec ujamemo v optično past. Ker za to potrebujemo relativno močan svetlobni snop, se bo delec segrel in na neki točki ušel iz pasti. Delce je zato potrebno aktivno hladiti. V članku je predstavljena metoda ujetja makroskopskega delca v optično past in metodo hlajenja preko koherentnega sipanja. Ta metoda omogoča, da delec ohladimo do njegovega osnovnega kvantnega stanja gibanja težišča, kot je bilo nedavno tudi eksperimentalno pokazano.

COOLING OF TRAPPED NANOPARTICLES BY COHERENT SCATTERING METHOD

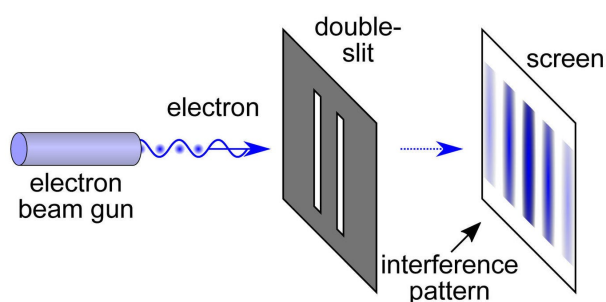
The optomechanical interaction between light and matter allows us to alter the trajectory of a particle, enabling it to be trapped in an optical tweezer. However, since a relatively strong light beam is required for this, the particle will heat up and eventually escape the trap. Therefore, active cooling of the particle is necessary. In this article the method of trapping a macroscopic particle in an optical tweezer and the cooling technique through coherent scattering is presented. This method allows the particle to be cooled down to its quantum ground state of center-of-mass motion, as was recently demonstrated experimentally.

1. Uvod

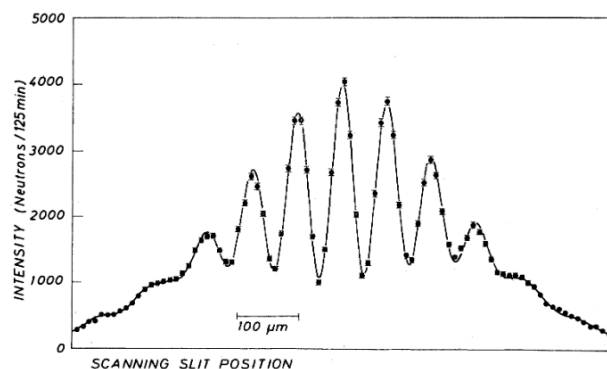
Letos mineva 100 let, odkar je Louis de Broglie postavil hipotezo o dvojni naravi snovi z maso — le tej lahko v določenih primerih pripišemo lastnosti delcev ali pa valovanja. Ta dualnost je bila že prej poznana pri opisu eksperimentov s svetlobo. Če na kovino posvetimo s svetlobo s primerno energijo, se bodo iz nje izbili elektroni. Einstein je to leta 1905 razložil z vpeljavo kvantizacije elektromagnetnega valovanja, kvant energije pa so kasneje poimenovali *foton* [1]. Dvojno naravo potrdi tudi eksperiment z dvojno režo. Pri eksperimentu svetlobni žarek prehaja skozi dve ozki reži, se razširi in oblikuje vzorec na zaslonu, postavljenemu za dvema režama. Za razlago interferenčnega vzorca svetlobe za dvema ozkima režama moramo uporabiti valovni opis. Le tako lahko razložimo uklon svetlobe na obeh režah in pojav interferenčnih maksimumov in minimumov.

Kasneje so podobno obnašanje opazili tudi pri delcih z maso, kot so elektroni, nevtroni, atomi in celo molekule. Prvi interferenčni vzorec toka nevtronov je bil izmerjen leta 1988 [2]. Kako si razlagamo tak pojav? V kvantni mehaniki stanje našega sistema opisuje valovna funkcija $|\psi(\mathbf{r})\rangle$. V njej je vsebovana vsa informacija o stanju sistema. Merimo pa kvadrat valovne funkcije $\langle\psi(\mathbf{r})|\psi(\mathbf{r})\rangle$, ki predstavlja verjetnost, da bomo delec izmerili na mestu $\mathbf{r}$. Izmerjen interferenčni vzorec je tako posledica interference posameznih valovnih funkcij, njegov obstoj pa služi kot dokaz za valovno naravo snovi z maso, za opis katere je bil tako potreben kvantni formalizem. Postavitev in rezultat poskusa vidimo na slikah 1 in 2.

Tukaj se porodi vprašanje: ali de Brogliejeva hipoteza drži tudi za večje, bolj masivne delce? Masa nevtrona je 10^{-27} kg; trenutno skupine po svetu opravljajo podobne poizkuse z delci z nekaj fg, torej za devet velikostnih redov večjimi masami [3]. Izkaže se, da so eksperimenti na tej velikostni skali veliko zahtevnejši zaradi dekoherence oz. motenj in interakcij z okolico. Vibracije, trki sosednjih delcev zaradi termičnih motenj in drugi viri šuma iz okolice opazovani sistem spravijo iz kvantne superpozicije. Največji izziv torej predstavlja izolacija našega sistema od okolice. Sistem lahko do neke mere izoliramo v komori z ultra visokim vakuumom, vendar je tudi tu vpliv bližnje snovi lahko nezanemarljiv. Trenutno se kot obetavna rešitev teh problemov ponuja izvedba takih eksperimentov v vesolju [4]. Osnovna ideja, ki temelji na gravitacijskih poskusih z nevtroni [5], je ujeti dva makroskopska delca, vsakega v svojo optično past, ohladiti njuno gibanje težišča do osnovnega kvantnega stanja, ju dovolj približati in nato izklopiti optični pasti.



Slika 1. Postavitev eksperimenta z elektroni. Imamo izvor delcev, oviro z dvema ozkima režama in zaslon, kjer opazimo interferenčni vzorec. Vir: [2].



Slika 2. Interferenčni vzorec toka nevtronov. Polna črta prikazuje teoretično napoved, točke pa meritev. Rahla asimetrija je posledica majhne neenakosti širine rež. Vir: [2].

Po nekaj časa bi izmerili pozicijo posameznega delca. Če tudi za makroskopske delce velja de-Brogliejeva hipoteza, bi morali izmeriti interferenčni vzorec. Uspešna izvedba takega eksperimenta bi nam lahko ponudila nova spoznanja o postulatih kvantne mehanike [3], kot tudi ponudila bolj natančne meritve gravitacijskega pospeška [6]. V članku bom predstavil trenutno stanje prizadevanj k izvedbi takih eksperimentov. Predstavil bom principe ujetja delca v optični pasti in relativno nove eksperimentalne metode ohlajanja ujetega delca preko sklapljanja koherentno sipane svetlobe v optični resonator. To je bilo leta 2019 tudi prvič eksperimentalno doseženo v skupini M. Aspelmayerja na Dunaju [7].

2. Svetlobni tlak in ujemanje delcev

Tehnološki napredek in razvoj laserjev nam omogoča močnejše fokusirano svetlobo, torej močnejšo intenziteto svetlobe. Obenem lahko dandanes z naprednimi detektorji izmerimo položaj in premik delca na nivoju nanometra. Ti razvoji odpirajo pot k uresničevanju makroskopskih mehanskih sistemov, ki delujejo globoko v kvantnem režimu. Posledično ponujajo tako poznavanje kot tudi nadzor kvantnega stanja makroskopskega objekta, ter povečano občutljivost, natančnost in točnost pri merjenju šibkih sil in polj.

2.1 Mehanski učinki svetlobe

Svetloba poleg energije nosi tudi gibalno količino $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, kjer je $\mathbf{k}$ valovni vektor in podaja smer širjenja svetlobe. Vsakič, ko svetloba pade na objekt, njen odboj oz. absorpcija povzroči majhen sunek sile $\mathbf{F}\Delta t$ na objekt. Tej sili pravimo sila svetlobnega tlaka¹. Ideja sega v leto 1619, ko je Johannes Kepler predlagal, da sila svetlobnega tlaka sončnih žarkov povzroči, da repi kometov vedno kažejo stran od Sonca [8].

Foton, ki z gibalno količino $\hbar\mathbf{k}$ prileti pravokotno na idealno reflektivno ogledalo, se odbije in ima po odboju zaradi spremembe smeri gibalno količino $-\hbar\mathbf{k}$. Fotonu se je torej spremenila gibalna količina:

$$\Delta p = 2\hbar k = \frac{2E_\gamma}{c}, \quad (1)$$

kjer je E_γ energija fotona, c pa hitrost svetlobe.

¹Ang. radiation pressure force.

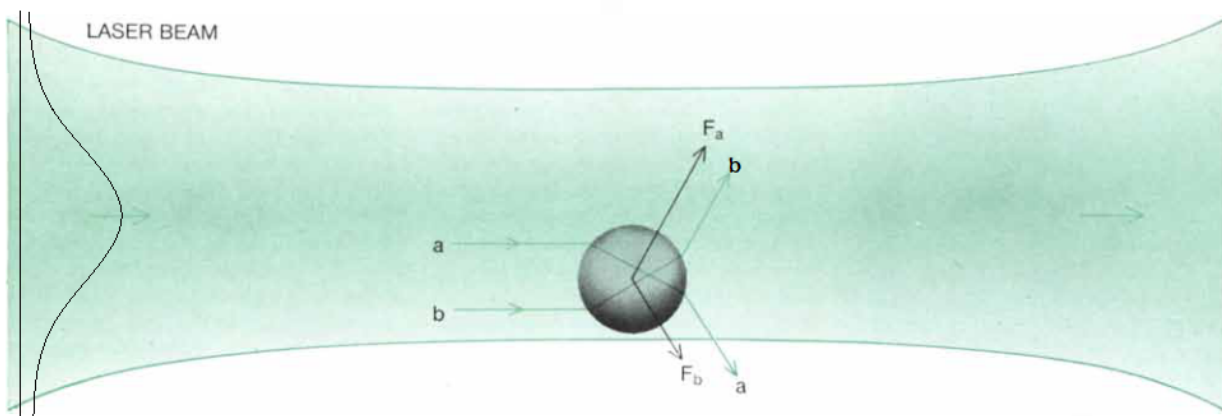
Če imamo opravka s stalnim tokom fotonov, se izraz za silo svetlobnega tlaka glasi:

$$F = \frac{N_\gamma}{t} \Delta p = 2 \frac{P}{c}, \quad (2)$$

kjer je N_γ število fotonov, ki prileti na ogledalo v času t , P pa je moč svetlobe. Laserska svetloba valovne dolžine 500 nm z močjo 1 W na idealno reflektivnem ogledalu povzroči silo velikosti 10^{-8} N. Recimo, da ima delec maso 10^{-12} g. Po 2. Newtonovem zakonu je pospešek delca 10^6 -krat večji od gravitacijskega pospeška [8]. S primerno močno in usmerjeno svetlobo lahko tako na delec delujemo z znatno silo in spremenimo njegovo trajektorijo. S tem lahko gibanje delca omejimo na nek majhen prostor. Še več, s primernim pristopom lahko nanj delujemo s silo v smeri, ki je nasprotna smeri njegovega gibanja. Efektivno to pomeni, da delec upočasnimo.

2.2 Optična pinceta

Arthur Ashkin je prvi predlagal in pokazal, da je mogoče majhne dielektrične kroglice pospešiti in ujeti v prostoru z uporabo sile svetlobnega tlaka, realizirane s fokusiranimi laserskimi žarki. V kasnejših eksperimentih so te delce, ki so tehtali približno mikrogram, prvič dvignili navkljub zemeljskemu gravitacijskemu polju [9]. Ta napredek je pripeljal do uresničitve optične pincete², ki se danes vsakodnevno uporablja v biofizikalnih laboratorijih [10]. Razlaga delovanja optične pincete z žarkovno optiko je prikazana na sliki 3.



Slika 3. Laserski žarek lahko dovolj dobro opišemo z približkom Gaussovega snopa. V tem približku je intenziteta snopa največja na sredini preseka žarka. Vzdolž Gaussovega snopa je grlo žarka, kjer je premer najmanjši, moč pa največja. Daleč od grla žarek linearno divergira. Skica prikazuje močno fokusiran laserski žarek, v center katerega se je ujel dielektrični delec. Na skici to lahko razložimo z lomljenjem dveh žarkov a in b . Kot se vidi na sliki se žarkoma spremeni smer, torej na sfero delujeta z neko silo. Ker je intenziteta žarka a večja kot intenziteta žarka b , je tudi sila F_a večja kot F_b . Vsota sil kaže proti središču laserskega snopa, kroglica je potisnjena in ujeta v sredino snopa. Vir: [8].

2.2.1 Dipolna aproksimacija

Za natančnejši opis delovanja optične pincete lahko uporabimo dipolno aproksimacijo. Imejmo ravnini val elektromagnetnega polja:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cos \omega t, \quad (3)$$

kjer je $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ amplituda električnega polja, ω krožna frekvenca in t čas. Ko v zunanje električno polje damo dielektrik, se v njem naboj prerazporedi in tako dobi dipolni moment. Skico tega inducirane

²Optična pinceta je znanstveni instrument, ki uporablja močno fokusiran laserski žarek za zadrževanje in premikanje mikroskopskih in submikroskopskih delcev.

dipola vidimo na sliki 4. V dipolni aproksimaciji³ velja, da se delec efektivno obnaša kot en sam dipol z dipolnim momentom

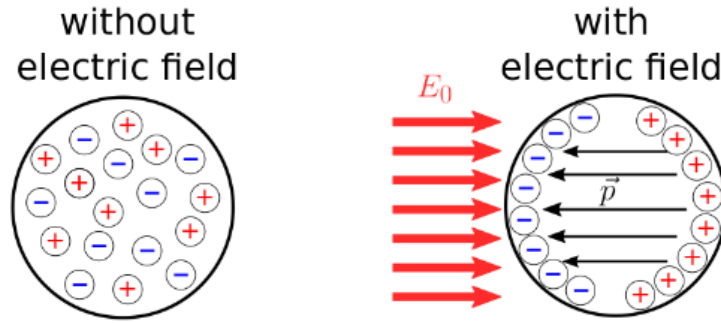
$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}, \quad (4)$$

kjer je α polarizabilnost delca. Lorentzova sila na dipol v elektromagnetnem polju se glasi

$$\mathbf{F} = (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E} + \dot{\mathbf{p}} \times \mathbf{B}, \quad (5)$$

kjer je $\mathbf{B}$ zunanje magnetno polje. Prvi člen predstavlja silo na dipol v zunanjem električnem polju⁴. Drugi člen pa je magnetna sila v alternativni obliki

$$\mathbf{F}_m = e \mathbf{v} \times \mathbf{B} = e \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{B} = \dot{\mathbf{p}} \times \mathbf{B}. \quad (6)$$



Slika 4. Električno polje prerazporedi porazdelitev naboja delca tako, da ta tvori dipol. Vir: [11].

Ker nas zanima gibanje delca, ki je veliko počasnejše od oscilacij elektromagnetnega polja, enačbo 5 časovno povprečimo. Člen, ki predstavlja magnetno silo, pri tem izgine in dobimo [11]

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \frac{1}{4} \text{Re}\{\alpha\} \nabla E_0^2 + \frac{1}{2} \text{Im}\{\alpha\} E_0^2 \nabla \Phi = \mathbf{F}_{\text{grad}} + \mathbf{F}_{\text{sip}}, \quad (7)$$

kjer je $\Phi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ in $\mathbf{k}$ valovni vektor. Prvi člen $\mathbf{F}_{\text{grad}}$ enačbe 7 predstavlja konzervativno gradientno silo⁵, drugi člen $\mathbf{F}_{\text{sip}}$ pa silo sipanja svetlobe na delcu, ki je posledica prenosa gibalne količine s fotonov na delec. Dipolna sila kaže v smeri lokalnega maksimuma intenzitete elektromagnetnega polja, kar omogoča, da z močno fokusiranim laserskim snopom ujamemo delce v centru snopa. Sila sipanja svetlobe pa potiska delec v smeri $\mathbf{k}$. Če laser ni primerno fokusiran, lahko sila sipanja svetlobe potisne delec ven iz optične pincete.

V realnem svetu nimamo opravka z ravnimi valovi, ampak z laserskimi snopi, ki imajo gausovski profil intenzitete svetlobe. Koordinatni sistem postavimo tako, da smer z kaže v smeri širjenja svetlobe.

³Dipolna aproksimacija je približek, ki predpostavlja, da je velikost delca majhna v primerjavi z valovno dolžino svetlobe ($2r_d \ll \lambda$). To pomeni, da se na območju delca faza elektromagnetnega valovanja ne spremeni znatno. Inducirani dipoli imajo torej na različnih mestih delca enako polarizacijo, kar nam omogoča, da delec aproksimiramo z enim dipolom [11].

⁴Do izraza pridemo prek multipolnega razvoja elektrostatske energije $\mathbf{F} = -\nabla W_e$.

⁵Ang. conservative gradient force.

Za osnovni približek $\nabla(\mathbf{E}^2)$ naredimo Taylorjev razvoj⁶ in obdržimo le linearen člen [11]:

$$\nabla(\mathbf{E}^2)|_{y=z=0} = -\mathbf{E}_0^2 \frac{4x}{w_0^2}, \quad (8)$$

$$\nabla(\mathbf{E}^2)|_{x=y=0} = -\mathbf{E}_0^2 \frac{4z}{w_0^2} \frac{2}{(kw_0)^2}, \quad (9)$$

kjer je w_0 polmer snopa v grlu in m masa delca. Ko vstavimo enačbi 8 in 9 v enačbo 7, dobimo eksplicitna izraza za silo vzdolž x in z osi [11]

$$F_{grad,x} = -\alpha \frac{E_0^2}{w_0^2} x, \quad (10)$$

$$F_{grad,z} = -\alpha \frac{2E_0^2}{k^2 w_0^4} z. \quad (11)$$

Enačbi 10 in 11 sta glavni zvezi med silo in položajem ujetega delca. Vidimo, da je sila nasprotno sorazmerna z odmikom. Definirajmo linearno silo in prek nje uvedimo novo konstanto $k_{opt}^{(x)}$:

$$F_x = -k_{opt}^{(x)} x. \quad (12)$$

Kot rešitev enačb 10, 11 in 12 dobimo frekvenco harmoničnega gibanja $\omega = \sqrt{k/m}$ v smereh x in z [11]:

$$\omega_x = \sqrt{\frac{4\alpha NA^4 \pi^3}{mc\epsilon_0 \lambda^4} P}, \quad (13)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2\alpha NA^6 \pi^3}{mc\epsilon_0 \lambda^4} P}. \quad (14)$$

Tukaj je $NA = \lambda/(\pi w_0)$ numerična vrednost leče⁷ in P moč snopa. Enačbi 13 in 14 sta frekvenci harmoničnega potenciala, ki ga delec čuti. Potencial z energijskimi nivoji je prikazan na sliki 5.

3. Lasersko hlajenje

3.1 Hlajenje do osnovnega stanja gibanja težišča delca

Visoka intenziteta fokusiranega laserskega snopa ima svojo ceno. Tudi skoraj popolnoma reflektivni delci bodo pri močno fokusirani laserski svetlobi podvrženi močnem segrevanju [8]. Visoke temperature delca povzročijo povečano gibanje, kar povečuje verjetnost, da bo delec imel dovolj kinetične energije, da pobegne iz pasti. Zato je potrebno tekom eksperimentov slediti trajektorijam ujetih delcev in jih glede na zahteve eksperimenta tudi aktivno hladiti.

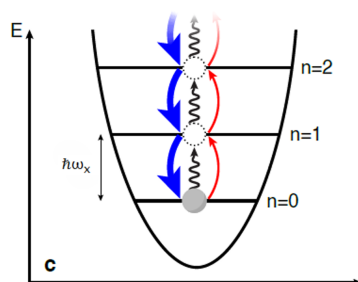
Hlajenje delca do osnovnega stanja gibanja njegovega težišča nam omogoča, da preučujemo fundamentalne lastnosti in obnašanje na kvantni ravni. V kvantni mehaniki je osnovno stanje sistema stanje z najmanjšo možno energijo. Izraz za energijo nivojev harmonskega oscilatorja se glasi

$$E_n = \hbar\omega(n + \frac{1}{2}), \quad (15)$$

kjer je n zasedbeno število oscilatorja. Shematski prikaz energijskih nivojev je prikazan na sliki 5. Kakor nam pove enačba 15, je energija ujetega delca v optični pasti kvantizirana in jo lahko

⁶Razvijemo izraz za električno polje po definiciji gaussovskega snopa v okolici središča snopa ($x=0$, $y=0$, $z=0$).

⁷Ang. numerical aperture: številka, ki nam pove o zbiralni zmoglosti leče.



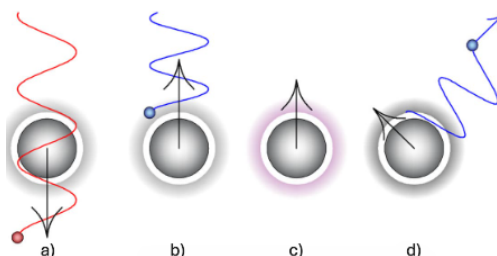
Slika 5. Harmonični potencial z energijskimi nivoji $\omega_x(n + 1/2)$. S hlajenjem (modre puščice) želimo znižati zasedbeno število n in se približati osnovnemu stanju $n=0$. Z črnimi vijugastimi puščicami so označeni fotoni, ki so glavno gonilo energijskih prehodov v delcu, z rdečimi puščicami pa je ponazorjeno segrevanje delca. Vir: [12].

opišemo s fononi. Fononi so kvanti energije, povezane z gibanjem delca v optični pasti. Fononi torej prispevajo k termičnem gibanju delca, kar vodi v fluktuacije v njegovi hitrosti in položaju ter ultimativno v pobeg delca. Z zmanjšanjem števila fononov v sistemu želimo doseči minimizacijo termičnih fluktuacij in s tem ohladiti delec do najnižjega, osnovnega energijskega stanja. Kako to dosežemo, bom opisal v preostanku seminarja.

3.2 Dopplerjevo hlajenje ujetih preprostih atomov

Najosnovnejši primer laserskega hlajenja je Dopplerjevo hlajenje ujetih atomov. Temelji na absorpciji Dopplerjevo premaknjenih fotonov laserske svetlobe in nato njihovega spontanega izsevanja v naključni smeri [13].

Imejmo snop laserske svetlobe, katere frekvenca je umerjena rahlo pod resonančno frekvenco prehoda elektrona med dvema energijskima nivojema v atomu. Taki svetlobi pravimo, da je rdeče odklonjena. Mirujoč atom take svetlobe ne bo mogel absorbirati. Za atome, ki se premikajo proti viru rdeče odklonjene svetlobe, je frekvenca zaradi Dopplerjevega pojava efektivno višja. Pravimo, da je zanje svetloba modro odklonjena. Ti atomi bodo torej absorbirali več fotonov, kot tisti, ki se premikajo stran od vira rdeče odklonjene svetlobe. Ob vsaki absorpciji atom zaradi žarka izgubi toliko gibalne količine, kot jo je imel foton. Atom v vzbujenem stanju spontano izseva foton v naključni smeri. Zaradi tega se po večkratni ponovitvi procesa absorpcije in izsevanja povprečna kinetična energija atoma zmanjša. Razliko energij sistema odnese oddani foton. Skica poteka je prikazana na sliki 6. Glede na to, da je temperatura definirana prek kinetične energije ansambla atomov, je to efektivno enako hlajenju atoma.

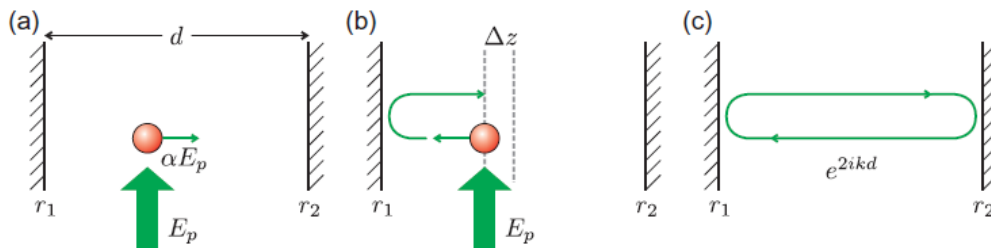


Slika 6. a) Za atom premikajoč stran od vira laserja je svetloba rdeče odklonjena in ne absorbira fotona, b) za atom, premikajoč k viru laserja, je svetloba modro odklonjena, zato foton absorbira, c) foton vzbudi atom v višje energijsko stanje, d) atom izseva foton v naključni smeri, zato se povprečna hitrost atoma v prvotni smeri zmanjša. Vir: [14].

V praksi se ta proces izvaja po korakih. Ko se atom malo ohladi, je njegova povprečna hitrost manjša. Temu primerno moramo prilagoditi frekvenco vpadne svetlobe, da bo ponovno ustrezala Dopplerjevo premaknjenemu prehodu med energijskimi nivoji. Tako lahko nadaljujemo s hlajenjem atoma. V naslednjih dveh poglavjih bom predstavil drugo metodo.

4. Resonator in Purcellov faktor ojačanja

Ključna vloga resonatorja pri ujetju in hlajenju delcev je, da ojači točno določen sipalni proces, ki ustreza manjšanju kinetične energije delca. Z resonatorjem lahko dosežemo, da se ojačano sipa le tisti del svetlobe, ki je zaradi gibanja delca ravno prav frekvenčno zamaknjen (glej poglavje 3.2), da se ujema z resonančno frekvenco resonatorja. Meri za ojačitev v resonatorju pravimo Purcellov faktor. Kako to pripomore k hlajenju, bom predstavil v poglavju 5. Za opis pojava uporabimo sipanje svetlobe na dielektričnem delcu kot dipolu (glej poglavje 2.2.1) in snop svetlobe, ki vpada pravokotno na resonator. Delec siplje svetlobo v resonator, kakor prikazuje slika 7. Delec sipa



Slika 7. a) Polje sipano desno, b) polje sipano levo po enem odboju v ogledalu, c) polje v resonatorju po enem krožnem obhodu. Vir: [15].

elektromagnetno polje v desno in levo potujoči valovanji, ki med seboj interferirata. Desno potujoče valovanje na mestu delca se glasi [15]

$$E_{cav} = \eta E_p + r_1 e^{ik(d+2\Delta z)} \eta E_p + r_1 r_2 e^{2ikd} E_{cav}, \quad (16)$$

kjer je η sorazmernostni faktor sipanja⁸, r_1 in r_2 amplitudni odbojnosti ogledal, d razdalja med ogledali in $k = 2\pi/\lambda$. Prvi člen v enačbi 16 je polje, direktno sipano v desno. Drugi člen je polje, sipano v levo. Po odboju v ogledalu se vrne do mesta, kjer se nahaja delec. Dodatni člen $e^{2ik\Delta z}$ opisuje odmik delca Δz od prvotnega položaja. Zadnji člen opisuje desno potujoče polje v resonatorju po enem krožnem obhodu. Enačba 16 torej opisuje celotno polje v resonatorju po enem obhodu. To polje se potem konstruktivno sešteje z valovanjem iz naslednjega obhoda. Iz te konstruktivne interference sledi izraz 17 za polje v resonatorju

$$E_{cav} = \eta E_p \frac{1 + r_1 e^{ikd} e^{2ik\Delta z}}{1 - r_1 r_2 e^{2ikd}}. \quad (17)$$

Opazimo, da je polje E_{cav} odvisno od položaja delca v resonatorju (Δz) ⁹. V [15] je celotna izpeljava Purcellovega faktorja ojačanja, kjer je prek enačbe 17 izračunana intenziteta svetlobe I_c in prek te moč P_{cav} . To je moč, ki jo siplje delec v resonator.

⁸Sorazmernostni faktor η nam pove, kolikšen delež svetlobe delec siplje v levo in koliko v desno.

⁹To je relevantno pri aktivnem hlajenju.

Končni izraz 18, ki predstavlja Purcellov faktor ojačanja v resonatorju, dobimo s primerjavo P_{cav} in moči $P_{dip} = \frac{4\pi^2\omega_0^2}{3\lambda^2}\eta^2 P_p$, kjer so λ valovna dolžina svetlobe, w_0 polmer snopa v točki fokusa, $\eta^2 P_p$ pa predstavlja moč svetlobe, sipane v desno (glej enačbo 16). Moč, ki bi jo delec sipal v prazen prostor¹⁰, je označena s P_{dip} .

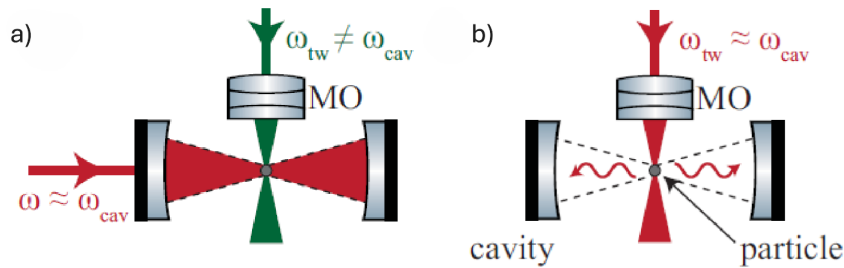
$$\frac{P_{cav}}{P_{dip}} = \frac{6}{\pi^2} \frac{\lambda^2}{w_0^2} \frac{\mathcal{F}}{\pi}. \quad (18)$$

Tukaj je $\mathcal{F}$ finesa resonatorja, intuitivno $\mathcal{F}/\pi$ predstavlja število odbojev svetlobe v resonatorju. Tipična valovna dolžina laserja, ki ga uporabimo za past, je 1064 nm ali 1550 nm, medtem ko je grlo resonatorja veliko nekaj 10000 nm. Faktor ojačanja je tako približno istega reda velikosti kot finesa resonatorja, torej lahko zavzame vrednosti med 10-100000. To določimo s primernimi odbojnostmi ogledal resonatorja.

5. Hlajenje v resonatorju s koherentnim sipanjem

Dopplerjevo hlajenje, opisano v poglavju 3.2, dobro deluje za atome z zaprtimi cikli dveh energijskih nivojev. Spodleti pa pri večjih atomih in molekulah z več-nivojsko strukturo, ker je naenkrat možnih več prehodov. Za hlajenje zato raje uporabimo direktno optomehansko interakcijo med ujetim atomom in sipanim fotonom. Taka interakcija bo potekala ob vsakem sipanju. Frekvenco laserske svetlobe pasti zamaknemo daleč od vseh prehodov v atomu, tako da na njegovo dinamiko vpliva le sipanje. Glede na smer sipanja bo ujet atom ali sprejel ali oddal nekaj gibalne količine in energije. Osnovna ideja koherentnega sipanja je, da z resonatorjem prek v poglavju 4 predstavljenega Purcellovega efekta ojačimo le tisti proces, ki doprinese k hlajenju ujetega atoma. Ker obravnavamo le sipanje na atomu, lahko isto interakcijo uporabimo tudi bolj splošno, za hlajenje veliko večje dielektrične nanosfere.

Imamo inducirani dipol (nanodelec), ki siplje vpadačo svetlobo optične pincete v prvotno prazen prostor (enako kot na sliki 7a)). Shematski prikaz vidimo na sliki 8.



Slika 8. Dva različna pristopa k resonatorskem hlajenju. **a)** Pri standardnem pristopu imamo poleg optične pincete še zunanji laser, ki v resonatorju vzpostavi močno notranje polje. V tem primeru imamo direktno dipolno interakcijo med delcem in močnim resonatorskim poljem. Optimalno hlajenje je doseženo v maksimumu gradienta intenzitete svetlobe (glej 2.2). **b)** Hlajenje v resonatorju s koherentnim sipanjem temelji na sipanju dipola v prazen resonator, najboljši rezultat je dosežen z delcem v maksimumu intenzitete svetlobe v resonatorju. Vir: [12].

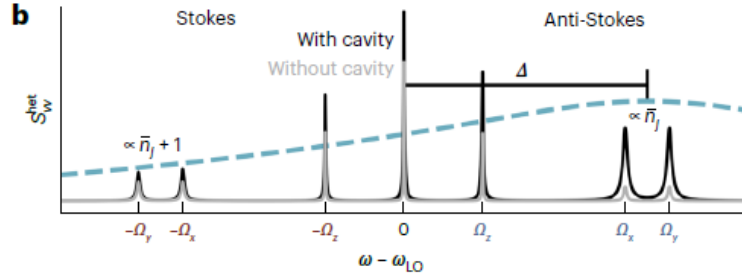
Mehanizem hlajenja prek koherentnega sipanja izkorišča stranske vrhove spektra sipane svetlobe, do katerih pride zaradi neelastičnega sipanja¹¹ na delcu [16]. Spekter sipane svetlobe vidimo na sliki 9. Tu pomembno vlogo igrata t.i. Stokesovo in anti-Stokesovo sipanje. Pri Stokesovem sipanju ima

¹⁰Delec oz. dipol v prazen prostor seva kot dipolna antena.

¹¹Gre za Ramanovo sipanje, ki je neelastično sipanje fotonov na molekulah, pri čemer interakcija z vibracijskimi, rotacijskimi ali drugimi nizkoenergijskimi načini povzroči spremembo energije sipanih fotonov.

sipani foton manj energije (manjšo frekvenco) v primerjavi z vpadnim fotonom. Pri tem se je morala delcu povprečna kinetična energija povečati. Pri anti-Stokesovem sipanju pa ima sipani foton več energije kot vpadni in se nanodelcu kinetična energija zmanjša.

Z resonatorjem želimo prek Purcellovega efekta ojačati tiste vrhove, ki so povezani z izgubo energije delca. Ob primerni odklonitvi frekvence vpadne svetlobe nam resonator ojači ravno anti-Stokesovo sipanje. Stokesovo sipanje pa bo relativno manj ojačano, kot je prikazano na sliki 9.



Slika 9. Slika prikazuje spekter moči sipane svetlobe (S). Modra prekinjena črta prikazuje spekter resonatorja. Če se frekvenca svetlobe ujema s spektrom resonatorja, se bo delež svetlobe sklopil z njim. Ta del bo ojačan. S sivo črto je prikazan spekter sipane svetlobe, ki se siplje v prazen prostor. Sredinski vrh predstavlja frekvenco vpadnega laserja, ki ga uporabimo za optično past delca. Stranski vrhovi predstavljajo Stokesovo in anti-Stokesovo sipanje. V tem primeru so približno enako zastopani. Oznake Ω_x , Ω_y in Ω_z so povezane z gibanjem delca v treh neodvisnih smereh. Črna črta prikazuje spekter sipane svetlobe ob prisotnosti resonatorja. Vidimo, da resonator bolj ojača procesa, ki sta povezana z izgubo energije delca (na skici za prostostni stopnji x in y). Izguba energije ob enem sipalnem dogodku je direktno povezana z Dopplerjevim premikom spektralne črte sipane svetlobe zaradi gibanja delca (Δ). Vidimo tudi, da je proces pri $-\Omega_x$ in $-\Omega_y$ relativno manj zastopan. Vir: [16].

5.1 Semiklasična slika

Poglejmo si konkreten opis principa delovanja hlajenja v resonatorju s koherentnim sipanjem v semiklasični sliki. Ko na delec posvetimo z lasersko svetlobo, se bo ta svetloba sipala v različne smeri. Del teh sipanj bo delcu dodal energijo, del pa mu jo bo odvzel. S to izpeljavo želim pokazati vpliv resonatorja na preferenčen izbor enega procesa, ki bo delec ohladil. Imejmo delec z maso m , gibalno količino $\mathbf{p}_{delec} = m\mathbf{v}$ in kinetično energijo $W_{delec} = p_{delec}^2/2m$, ki se nahaja v resonatorju. Nanj vpada elektromagnetno valovanje z valovnim vektorjem $\mathbf{k}_i$. Ohranitev gibalne količine sistema pri procesu sipanja zahteva, da ima delec po sipanju gibalno količino

$$\mathbf{p}'_{delec} = \mathbf{p}_{delec} + \hbar\mathbf{k}_i - \hbar\mathbf{k}_s, \quad (19)$$

kjer je $\mathbf{k}_s$ valovni vektor sipanega fotona. Delcu se spremeni gibalna količina na račun spremembe gibalne količine sipanega fotona. Kinetična energija se spremeni za [17]:

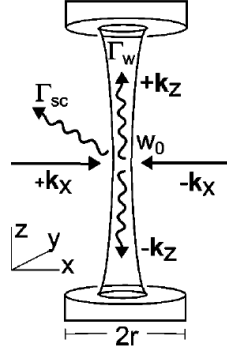
$$W'_{delec} = \frac{\mathbf{p}_{delec}'^2}{2m} = \frac{(\mathbf{p}_{delec} + \hbar\mathbf{k}_i - \hbar\mathbf{k}_s)^2}{2m} = \frac{\mathbf{p}_{delec}^2}{2m} + \hbar \mathbf{v}_{delec} \cdot (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s) + \hbar^2 \frac{(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s)^2}{2m}. \quad (20)$$

V enačbi 20 predstavlja prvi člen energijo ujetega delca pred trkom, drugi člen opisuje prenos gibalne količine med delcem in fotonom zaradi sipanja, tretji člen pa dodatno segrevanje atoma zaradi sipanja. Drugi člen hkrati poveže trenutno smer gibanja delca (določena z $\mathbf{v}$) in smer prenosa gibalne količine ($\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s$). Glavno gonilo hlajenja je torej smer hitrosti delca, podobno kot pri Dopplerjevem hlajenju, opisanem v poglavju 3.2. Pri procesu še vedno velja ohranitev energije:

$$\hbar\omega_s = \hbar\omega_i - \Delta W_{delec}, \quad (21)$$

kjer je $\Delta W_{delec} = W'_{delec} - W_{delec}$. Če je sipani foton relativno na vpadni foton modro odklonjen¹², je po enačbi 21 $\Delta W < 0$: delcu se energija pri sipanju zmanjša.

Disipativna sila pri hlajenju v resonatorju s koherentnim sipanjem deluje v nasprotni smeri spremembe gibalne količine fotona $\hbar(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s)$, zato je možno delce ujeti in ohladiti v 2D in 3D z enim resonatorjem ter večimi vhodnimi snopi. Podrobneje si oglejmo 2D primer. Imamo dva snopa enake intenzitete, ki vpadata v smeri $\pm x$. Resonator je usmerjen vzdolž osi z , kot je prikazano na sliki 10. Silo $\mathbf{f}$ na ujet delec zaradi sipanja fotonov lahko izračunamo prek hitrosti spremembe



Slika 10. Za 2D hlajenje imamo resonator in par nasprotnih snopov v x smeri. 3D ujetje delca dosežemo, če shemi dodamo še par snopov, ki se širita v $\pm y$ smeri. Vir: [17].

gibalne količine delca, do katere pride zaradi sipanja fotonov iz smeri $\pm \mathbf{k}_x$ v smer $\pm \mathbf{k}_z$. Rezultat je enačba 22 [17]:

$$\begin{aligned} \mathbf{f} = \Gamma_w \big[& \hbar(\mathbf{k}_x - \mathbf{k}_z)L(\delta_{++}) \\ & + \hbar(\mathbf{k}_x + \mathbf{k}_z)L(\delta_{+-}) \\ & + \hbar(-\mathbf{k}_x - \mathbf{k}_z)L(\delta_{-+}) \\ & + \hbar(-\mathbf{k}_x + \mathbf{k}_z)L(\delta_{--}) \big]. \end{aligned} \quad (22)$$

Število sipanj na enoto časa v smeri osi resonatorja predstavlja Γ_w . Preostali štirje členi predstavljajo štiri smeri spremembe gibalne količine sipane svetlobe. Ob vsakem sipanju bo na delec deloval sunek sile v dani smeri, skupaj lahko pokrijemo celo 2D ploskev. Preostali člen $L(\delta)$ predstavlja vlogo resonatorja. Glede na argument bo resonator ojačal dan proces ali pa ne. Argument $\delta_{\pm\pm}$ je povezan z (anti-)Stokesovim zamikom sipanega fotona glede na resonančno frekvenco resonatorja δ_i prek enačbe 23:

$$\delta_{\pm\pm} = \delta'_i - (\pm k_x \mp k_z) \cdot v, \quad (23)$$

kjer je $\delta'_i = \delta_i - 2\hbar k^2/2m$. Resonanco opišemo v Lorentzovi obliki [17]:

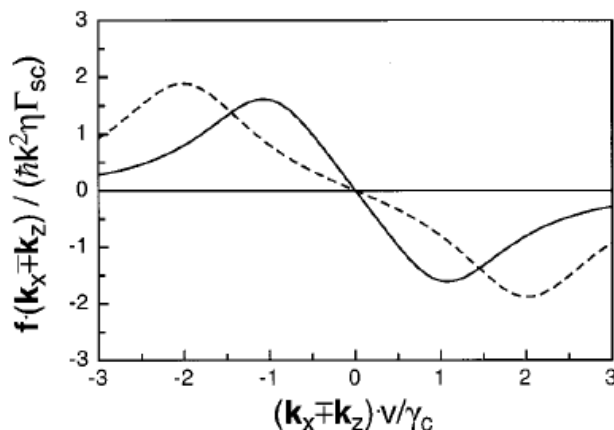
$$L(\delta) = \frac{2C}{1 + (\delta/\gamma_c)^2}, \quad (24)$$

kjer je γ_c konstanta, odvisna od lastnosti resonatorja, δ frekvenčni odklon sipane svetlobe glede na resonančno frekvenco resonatorja in $C = q^{-2}$ Purcellov faktor ojačanja, izražen s posameznimi izgubami ogledal resonatorja q ¹³.

¹²To pomeni, da je frekvenca sipanega fotona višja od frekvence vpadnega fotona ($\omega_i < \omega_s$).

¹³Velja, da so izgube majhne $q^2 \ll 1$.

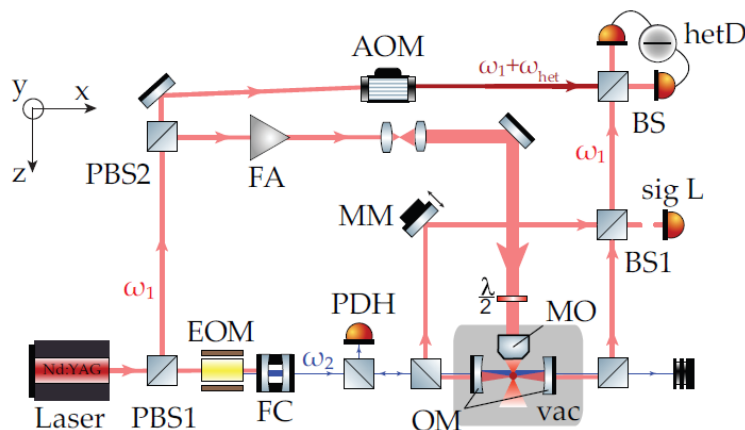
Splošna odvisnost sile $\mathbf{f}$ na ujet delec v odvisnosti od komponente hitrosti delca, ki kaže v smeri spremembe gibalne količine vpadne svetlobe, je prikazana na sliki 11.



Slika 11. Slika nam nazorno pokaže mehanizem, po katerem se delcu zmanjša povprečna kinetična energija zaradi delovanja optomehanske sile v smeri, nasprotni njegovemu trenutnemu gibanju. Relevantno območje je med -1 in 1 na osi x polne črte. Če ima delec rahlo negativno hitrosti, bo sila nanj delovala v pozitivni smeri in obratno. Efektivno to vodi do zmanjšanja hitrosti in ohladiitve delca. Črčkana črta je primer krivulje za drugače odklonjeno vhodno svetlobo. Vir: [17].

5.2 Eksperiment

Opišimo še eksperimentalno izvedbo hlajenja v resonatorju s koherentnim sipanjem, s katero je leta 2019 skupina M. Aspelmayerja na Dunaju ohladila ujet delec do osnovnega stanja gibanja v eni dimenziji. Postavitev je prikazana na sliki 12.



Slika 12. Postavitev, s katero so prvič uspešno izvedli hlajenje s koherentnim sipanjem. Laserska svetloba z valovno dolžino $\lambda = 1064$ nm je razdeljena na tri žarke. Vir: [12].

V eksperimentu so uporabili močan laser in ga razdelili na tri žarke. En žarek so uporabili za stabilizacijo frekvence laserja na frekvenco resonance resonatorja¹⁴. To frekvenco so zamaknili stran od resonance resonatorja (kot je to opisano v poglavju 5.), z uporabo AOM (akusto-optični modulator) oz. EOM (elektro-optični modulator). Snop za optično pinceto so ustvarili z delom

¹⁴Uporabljaajo tehniko imenovano Pound-Drever-Hall.

žarka, ki so ga sprva ojačali z ojačevalcem svetlobe v optičnem vlaknu (FA¹⁵). FA je naprava, ki lahko šibko svetlobo ojača vse do nekaj wattov optične moči. Tretji žarek so uporabili kot referenčni žarek pri heterodinski detekciji, s katero so analizirali sipano svetlobo. Njegova frekvenca je morala biti zamaknjena za $\omega_{hetero} = 2\pi \cdot 10.2$ MHz od frekvence vpadne laserske svetlobe ω_1 . Za dobro sklopitev z resonatorjem je moral biti delec na optimalnem mestu v resonatorju. Le tako se je sipano valovanje ujemalo z lastnim načinom resonatorja. To so dosegli s pozicionerji z resolucijo 8 nm. Delec velikosti 143 nm jim je s tako postavitvijo uspelo ohladiti vse do 12 μ K, kar ustreza številu $n_x = 0.43 \pm 0.03$ fononov v smeri osi resonatorja [12]. Ogromno truda so vložili tudi v minimizacijo šuma v signalu. FA poleg moči svetlobe ojača tudi šum in gretje delca. V kombinaciji s trki delcev plina iz okolice lahko to povzroči prekomerno segrevanje delca in posledično težji nadzor nad njegovim gibanjem.

Podobno so leta 2023 dosegli tudi v [16], le da so tu hladili v 2D. Uspelo jim je doseči $n_x = 0.83 \pm 0.10$ fononov in $n_y = 0.81 \pm 0.12$ fononov. Najmanjše število, ki so ga dosegli v eni dimenziji, je $n_y = 0.46 \pm 0.05$ fononov, ampak na račun povečanja števila v drugi dimenziji $n_x = 14 \pm 12$ fononov.

6. Zaključek

V članku sem predstavil osnove mehanskih učinkov svetlobe, od sile svetlobnega tlaka do optične pincete, ki nam ponuja osnoven mehanizem za ujetje delcev. Nato sem predstavil dve različni metodi hlajenja. Prva je Dopplerjevo hlajenje in temelji na absorpciji in izsevanju Dopplerjevo premaknjenih fotonov. Druga metoda, ki se izkaže za bolj učinkovito, pa je hlajenje s koherentnim sipanjem. Ta izkorišča Purcellov efekt v resonatorju in nam omogoča hlajenje vse do osnovnega stanja delca. Uporabnost metode spoznamo v zadnjem poglavju, kjer s pametno manipulacijo laserja dosežemo ohladitev delca do 12 μ K. V prihodnosti se nam obeta veliko zanimivih napredkov na tem področju, kot so prikaz hlajenja do osnovnega stanja v 3D, eksperimenti z večimi tako ohlajenimi delci, ki med seboj interagirajo, kot tudi prenos teh eksperimentov v vesolje. Trenutno se z ujetjem in hlajenjem delca ukvarjajo v Laboratoriju za kvantno optiko in kvantne temelje na Fakulteti za matematiko in fiziko Univerze v Ljubljani.

LITERATURA

- [1] A. Einstein, *On a heuristic point of view concerning the production and transformation of light*, Ann. Phys. **17** (1905), no. 6, 132–148.
- [2] A. Zeilinger, R. Gähler, C.G. Shull, W. Treimer, and W. Mampe, *Single- and double-slit diffraction of neutrons*, Rev. Mod. Phys. **1**, **5** (1988), 1067–1073.
- [3] G. Gasbarri, A. Balenchia, and M. Carlesso, *Testing the foundation of quantum physics in space via interferometric and non-interferometric experiments with mesoscopic nanoparticles*, Commun. phys. **155** (2021), 1–2.
- [4] R. Kaltenbaek and et al., *Macroscopic quantum resonators(magro)*, Quantum Sci. Technol. **8** (2023), 014006.
- [5] A. Hartmut and L. Helmut, *Gravitation and quantum interference experiments with neutrons*, New J. of Phys. **1** (2012), 1–3.
- [6] S. Qvarfort, A. Serafini, P.F. Barker, and S. Bose, *Gravimetry through non-linear optomechanics*, Nat. Commun. **9** (2018), 1–11.
- [7] U. DeliĆ, *Cavity cooling by coherent scattering of a levitated nanosphere in vacuum*, Ph.D. thesis, University of Vienna, 2019.
- [8] A. Ashkin, *The pressure of laser light*, Sci. Am. **226** (1972), 62–71.
- [9] P. Meystre and M. O. Scully (eds.), *Quantum optics, experimental gravitation, and measurement theory*, Plenum Press, New York and London, 1983.
- [10] Arthur Ashkin, *Tools made of light*, Pop. Sc. Bg. **1** (2018), 1–5.
- [11] M. Knoll, *Parametric feedback cooling of silica nanospheres in a hybrid trapping potential*, Master's thesis, Faculty of mathematics, computer science and physics of the University of Innsbruck, 2019.

¹⁵Ang. fiber amplifier.

- [12] U. Delic, M. Reisenbaier, D. Grass, N. Kiesel, V. Vuletić, and M. Aspelmeyer, *Cavity cooling of a levitated nanosphere by coherent scattering*, Tech. report, Vienna Center for Quantum Science and Technology, 02 2019.
- [13] H. J. Metcalf and P. Straten (eds.), *Laser cooling and trapping*, Springer, New York, 1999.
- [14] *Laser coolers and laser cooling*, dostopno na <https://www.iqsdirectory.com/articles/chiller/laser-coolers.html>, 2022, 6.3.2024.
- [15] M. Motsch, M. Zeppenfeld, P.W.H. Pinkse, and G. Rempe, *Cavity-enhanced rayleigh scattering*, New J. Phys. **12** (2010), 2–11.
- [16] J. Piotrowski, D. Windey, and Vijayan J., *Simultaneous ground-state cooling of two mechanical modes of a levitated nanoparticle*, Nat. Phys. **19** (2023), 1009–1013.
- [17] V. Vuletić, W. Hilton, and A.T. Black, *Three-dimensional cavity doppler cooling and cavity sideband cooling by coherent scattering*, Phys. Rev. A **64** (2001), 64–67.