

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO
ODDELEK ZA FIZIKO

Seminar

SLIKANJE HLADNIH ATOMOV

Maj Škerjanc

Mentor: dr. Peter Jeglič

Ljubljana, maj 2018

Povzetek

V seminarju opišem nekaj načinov slikanja, ki se uporablja pri raziskavah hladnih atomov. Njenostavnejši dve metodi sta, fluorescenčno slikanje, ki deluje na principu absorpcije in emisije fotonov, in absorpcijsko slikanje, kjer se uporablja le absorpcija fotonov. Problem teh metod je, da so po naravi destruktivne, kar nam onemogoča opazovati razvijanje istega oblaka, brez da ga močno zmotimo. Nato si pogledamo še alternativne metode, kot so slikanje temnega polja, faznokontrastno slikanje in difrakcijsko kontrastno slikanje. Te metode je težje realizirati, ampak imajo to prednost, da so nedestruktivne.

Kazalo

1 Uvod	2
2 Fluorescenčno slikanje	2
3 Absorpcijsko slikanje	4
4 Nedestruktivno slikanje	5
4.1 Slikanje temnega polja	6
4.2 Faznokontrastno slikanje	6
4.3 Difrakcijsko kontrastno slikanje	8
5 Zaključek	11

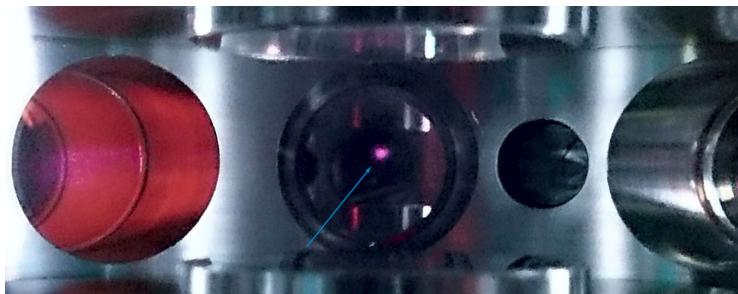
1 Uvod

Z iznajdbo laserja so bili omogočeni poskusi, pri katerih z laserjem manipuliramo in opazujemo časovni razvoj oblaka atomov ohljenega do zelo nizkih temperatur v območju mikrokkelvinov oziroma nanokelvinov.

Zelo pomemben predmet raziskav je Bose-Einsteinov kondenzat (BEC). Lahko ga dosežemo, če zadosti atome ohladimo in pri tem presežemo kritično fazno prostorsko gostoto (*Phase Space Density*). Atomi v BEC-u si delijo isto makroskopsko valovno funkcijo, kar prinese zanimive lastnosti. To je uspelo tudi našim raziskovalcem na Institutu Jožef Stefan (IJS) in sedaj nadaljujejo s preučevanjem in manipuliranjem kondenzata za nadaljne raziskovanje atomskega laserja, ultrahladnih molekul, interference dveh kondenzatov ter proučevanja snovnih solitonov [4].

Večina podatkov o ultrahladnih atomih pridobimo z optičnimi metodami opazovanja. To nam uspe z uporabo treh procesov, ki se zgodijo pri interakciji atoma s svetlobo. Ti so absorpcija, emisija in fazni zamik. Ko foton zadane atom v osnovnem stanju, se lahko absorbira ali pa fazno zamakne. Ta vpliv opišemo s kompleksnim lomnim količnikom n_{ref} . Fazni zamik je povezan z realnim delom lomnega količnika, medtem ko je absorpcija povezana z imaginarnim delom.

Pri absorpcijskem ali fluorescenčnem slikanju atomi prejmejo nekaj gibalne količine od fotonov in pri tem se oblak segreje, kar nam pokvari nadaljnje slike. Namesto tega želimo slikati s pomočjo faznega zamika. To nam omogoči opazovanje časovnega razvoja istega oblaka.

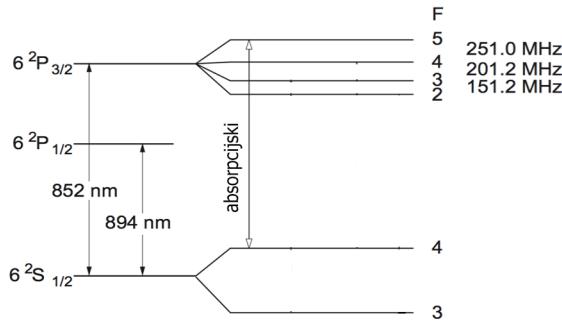


Slika 1: Oblak hladnih atomov v magneto-optični pasti.

2 Fluorescenčno slikanje

Prvo si poglejmo najenostavnnejšo tehniko slikanja. Ko posvetimo z lasersko svetlobo s frekvenco blizu atomske resonančne frekvence, se fotoni absorbirajo in re-emittirajo. Resonančne frekvence so določene z energijskimi stanji elektronov.

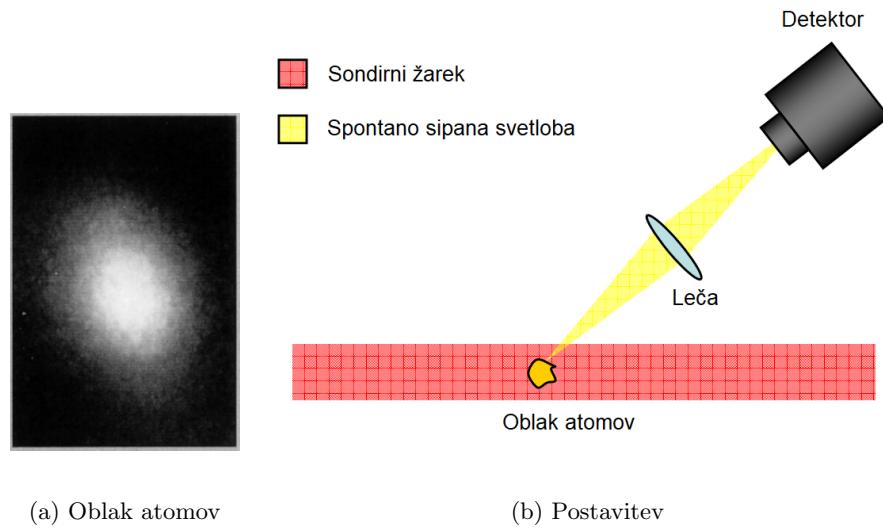
Za slikanje moramo posneti dve sliki, eno s fotoni sipanimi na oblaku hladnih atomov in drugo brez atomov ter z vklopljenimi žarki, ki služi kot ozadje. Pri obdelavi drugo sliko odštejemo od prve. Za izvedbo lahko izberemo skoraj katerokoli smer opazovanja. Prvi problem te metode je destruktivnost, saj



Slika 2: Pri fluorescenčnem in absorpcijskem slikanju Cezija (Cs) uporabljamo prehod $6^2S_{1/2}$ 4 \rightarrow $6^2P_{3/2}$ 5.

moramo uporabljati svetlobo blizu resonančnih frekvenc in s tem močno zmotimo (segrejemo) oblak, tako da moramo pred vsakim novim slikanjem ustvariti novega. Nato moramo upoštevati še, da s kamero lahko zaznamo le del sipanih fotonov ki zletijo v prostorski kot $\frac{\pi r_1^2}{4\pi f_1^2}$. Kjer sta r_1 in f_1 radij in goriščna razdalja prve leče [4].

Metoda tudi ni primerna za optično goste oblake, saj oblak postane neprozoren in atomi na sredini niso izpostavljeni enaki intenziteti svetlobe kot tisti na robu oblake.



Slika 3: Fluorescenčno slikanje.

3 Absorpcijsko slikanje

Na podobnih principih deluje tudi naslednje slikanje, ki si ga bomo ogledali in to je absorpcijsko slikanje. V tem primeru enako posvetimo na oblak kot pri fluorescenčnem slikanju, a ker se absorbirani fotoni re-emitirajo enakomerno v vseh smereh, za oblakom nastane senca. Intenziteta za oblakom je zmanjšana sorazmerno z gostotno porazdelitvijo atomov.

Čeprav je razmerje signala proti šumu okoli stokrat večje kot pri fluorošenčnem slikanju, ni primerno za slikanje zelo gostih atomskih oblakov, saj prepustnost oblaka pada eksponentno z gostoto atomov in bo senca popolnoma črna. To slikanje je tudi destruktivno.

Pri vsakem slikanju posnamemo tri slike: prvo z atomi (z intenziteto $I_{pic}(x, y)$), drugo brez atomov ter z vklopljenim žarkom za slikanje (absorpcijski žarek) ($I_{ref}(x, y)$) in tretjo brez žarka in brez atomov ($I_b(x, y)$). x in y sta osi kamere ter z os pravokotna na čip. Po [6]

$$T(x, y) = \frac{I_{pic}(x, y) - I_b(x, y)}{I_{ref}(x, y) - I_b(x, y)} = e^{-\sigma n(x, y)}. \quad (1)$$

Prepustnost je odvisna le od optične gostote $n(x, y)$

$$n(x, y) = \int \rho(x, y, z) dz. \quad (2)$$

Intenziteta svetlobe v smeri slikanja (os z) pada kot

$$\frac{dI}{I} = \rho(z) \sigma(z) dz, \quad (3)$$

kjer je sipalni presek podan z

$$\sigma(z) = \frac{\Gamma h\nu}{2I_s} \frac{1}{1 + \frac{I(z)}{I_s} + (\frac{2\delta}{\Gamma})^2}. \quad (4)$$

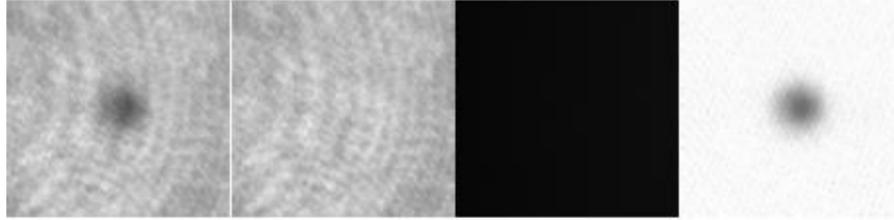
I_s je saturacijska intenziteta za ta prehod, Γ pasovna širina svetlobe in δ odmik laserja od resonančne frekvence (detuning). V limiti visoke intenzitete $I/I_s \gg 1$ in za resonančno frekvenco sondirnega žarka ($\delta = 0$) integracija enačbe (3) poda število atomov za stolpec s ploskvijo velikosti piksla

$$N_{piksel} = \frac{A}{M^2} \frac{2I_0}{\Gamma h\nu} (1 - T(x, y)), \quad (5)$$

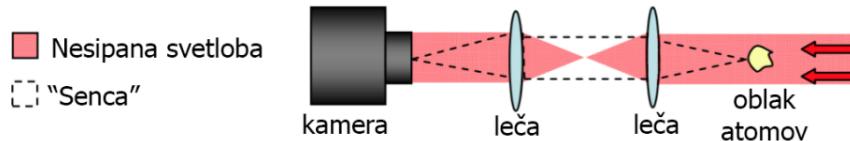
kjer je A ploščina enega piksla in M povečava sistema za slikanje [6].

En način slikanja optično gostih oblakov je, da zmanjšamo presek za interakcijo med fotoni in atomi s tem da izberemo večji odmik laserja od resonančne frekvence (detuning). Vendar za neničelen detuning, realni del lomnega količnika postane neničelen in oblak se začne obnašati kot leča ter nam popači slike. Takšne slike niso primerne za računanje gostotne porazdelitve, saj je popačenje prostorsko odvisno. S povečanjem detuninga zmanjšamo učinek lečenja, ampak obenem še bolj zmanjšamo presek, s tem pa oblak postane praktično prozoren [1].

Pri drugem načinu oblaku dopustimo, da se razsiri, saj je pri končni temperaturi. Razsiri se pri določenem času preleta (time-of-flight ToF) in slike posnamemo takoj, ko se optična gostota dovolj zmanjša. Tudi ta način ima svoje težave, zaradi katerih so razvili nove nedestruktivne načine slikanja oblaka *in-situ*.



Slika 4: Tri slike, ki jih naredimo pri absorpcijskem slikanju. Prva je z atomi, druga brez atomov in tretja ozadje. Četrta slika je rezultat obdelave prvih treh, vidimo senco - oblak na belem ozadju [4].



Slika 5: Postavitev za absorpcijsko slikanje.

4 Nedestruktivno slikanje

Slikanje nam omogočajo trije procesi interakcije atomov z žarkom svetlobe: spontana absorpcija fotonov, re-emittiranje fotonov in fazni zamik svetlobe. Interakcije lahko opišemo s kompleksnim lomnim količnikom n_{ref} . Približek lomnega količnika za dvonivojski sistem se lahko zapiše kot [2]

$$n_{ref} = 1 + \frac{\sigma_0 n \lambda}{4\pi} \left[\frac{i}{1 + \delta^2} - \frac{\delta}{1 + \delta^2} \right], \quad (6)$$

kjer sta $\sigma_0 = 6\pi\lambda^2$ in $\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma/2}$. Absorpcija je odvisna od imaginarnega dela lomnega količnika in fazni zamik od realnega dela. Ko z izvenresonančnim laserskim žarkom posvetimo skozi oblak, ta pridobi fazni zamik odvisen od porazdelitve atomov.

Polje po prehodu skozi oblak je

$$E = t E_0 e^{i\phi} = E_0 + \Delta E. \quad (7)$$

ΔE predstavlja del polja, ki se je spremenil zaradi prehoda skozi oblak. Prepustnostni koeficient t in fazni zamik ϕ sta odvisna od stolpične gostote $n' = \int n dz$ in σ_0 . Po [2] dobimo

$$t = e^{-D'/2} = \exp\left(-\frac{n'\sigma_0}{2} \frac{1}{1 + \delta^2}\right), \quad (8)$$

$$\phi = -\delta \frac{D'}{2} = \frac{n'\sigma_0}{2} \frac{\delta}{1 + \delta^2}, \quad (9)$$

kjer je $D' = n'\sigma_0/(1 + \delta^2)$ izvenresonančna optična gostota.

Ker fotosenzorji niso občutljivi na fazo, pri absorpcijskem slikanju pridobimo le podatek o porazdelitvi t^2 .

4.1 Slikanje temnega polja

Prvi Bose-Einsteinovi kondenzati (BECi) so bili opazovani s pomočjo absorpcijskega slikanja. Že leto kasneje so bile posnete prve nedestruktivne slike BECa.

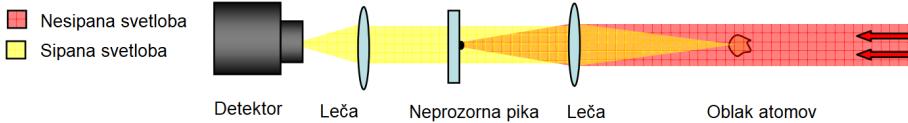
V najpreprostejši obliki faznokontrastnega slikanja blokiramo neuklonjen del svetlobe. To storimo tako da postavimo v Fourierovo ravnino (v tem primeru goriščno ravnino, glej sliko 6) prozorno stekelce z dovolj velikim (od $20 \mu\text{m}$ do 5 mm) neprozornim diskom v sredini, ki blokira fokusiran del neuklonjen laserske svetlobe [6].

Pri tem se nam enačba (7) spremeni v $E = \Delta E$ in za intenziteto dobimo

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2}|E - E_0|^2 \\ &= |\Delta E^2| = I_0|te^{i\phi} - 1|^2 \\ &= I_0[1 + t^2 - 2t \cos(\phi)], \end{aligned}$$

kar nam za male ϕ da odvisnost od ϕ^2 . Ta nelinearnost nam dela preglavice pri odštevanju slike brez atomov oziroma ozadja, ki pa je popolnoma temen po čemer metoda dobiva ime. Ker blokiramo večino laserske svetlobe delamo z nizkimi intenzitetami in smo zelo občutljivi na šum.

Kot bomo videli je ta metoda v skoraj vseh primerih slabša kot faznokontrastno slikanje. Njena edina prednost je preprostost.



Slika 6: Postavitev za slikanje temnega polja [3].

4.2 Faznokontrastno slikanje

Podobno kot pri metodi slikanja temnega polja, postavimo optični element v Fourierovo ravnino. V tem primeru postavimo fazni zamikovalec (eng. phase shifter), prozorni element ki ima na sredini natančno izrezljano vdolbino ali izdolbino. Na njem se fokusirana neuklonjena svetloba fazno zamakne za $\pm\pi/2$ (pozitivno za izdolbino in negativno za vdolbino) s tem dosežemo, da interferira z uklonjeno svetobo in izboljša kontrast.

Za odkritje te tehnike je Zernike dobil Nobelovo nagrado, saj je faznokontrastno mikroskopiranje pomenilo pravo revolucijo slikanja v biologiji.

Intenziteto lahko zapišemo kot

$$\begin{aligned} I &= |E_0 e^{i\pi/2} + \Delta E|^2 \\ &= I_0 |\exp(i\frac{\pi}{2}) + t \exp(i\phi) - 1|^2 \\ &= I_0 |t^2 + 2 + 2t(\sin(\phi) - \cos(\phi))|. \end{aligned}$$

Za male ϕ dobimo $I = I_0[t^2 + 2 - 2t + 2t\phi] \Rightarrow I \approx I_0(1 + 2\phi)$, kar je linearno v ϕ [5]. To prinese boljše razmerje med signalom in šumom in lažje obdelovanje kot pri slikanju temnega polja.

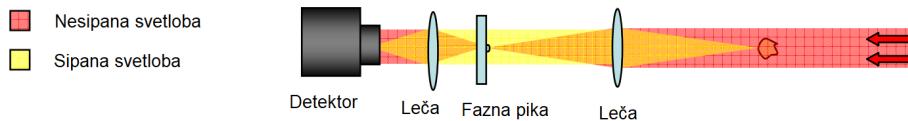
Kontrast 2ϕ je večji kot signal temnega polja za majhne faze. V tem primeru ostane ozadje osvetljeno pri slikanju, saj neuklonjene svetlobe ne blokiramo, kar nam, da večji Poissonov šum. Ker pa sta signal in šum po velikosti obova večja, je ta metoda manj občutljiva na tehnični šum.

Za večje ϕ dobimo $I = I_0(3 + 2(\sin \phi - \cos \phi))$, ki pa je periodična.

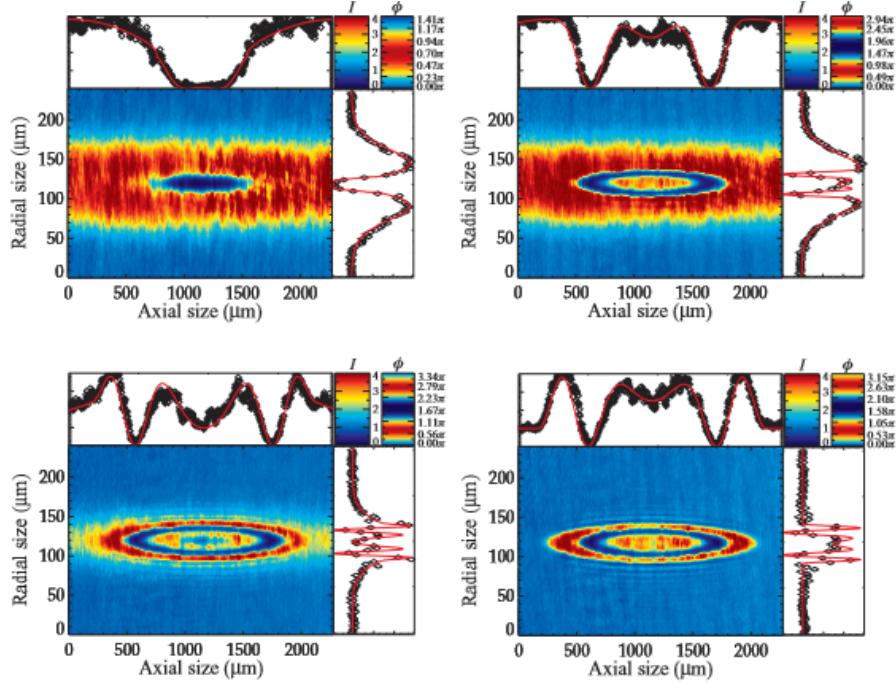
Pri slikanju si lahko pomagamo s periodičnostjo te metode. Saj intenziteta variira periodično v odvisnosti od ϕ , za dosti velike ϕ opazimo v slikah obroče, katerih število je odvisno od gostote in detuninga δ . Tega lahko natančno kontroliramo z akusto-optičnimi modulatorji in s tem število obročev. Obroče lahko nastavimo tako, da Bose-Einsteinov kondezat (BEC) kaže obroče in nam okoliški manj gosti oblak še vedno da zadosten signal. S tem dosežemo večji efektivni dinamični razpon.

Pri tem moramo paziti na to, da BEC deluje tudi kot leča, z večjim vplivom za manjše δ . Pri obdelavi si pomagamo z rešitvijo Fresnel-Kirchoffovega uklonskega integrala. V izračunu uporabimo iste vrednosti kot v eksperimentu [1].

Metoda ima veliko doberih lastnosti, ampak kljub temu se ne uporablja večno, saj je težko pridobiti ali narediti fazni zamikovalec pravih velikosti. Izbera velikosti zamikovalca ni trivialna. Prevelik privede do ukrivljanja neuklonjene svetlobe. Izkaže se, da so velikosti izdolbine izbrane bolj zaradi lažje postavite zaradi bolj natančnega merjenja faze. Še vedno pa je poravnava optičnega sistema za slikanje glavni problem.



Slika 7: Postavitev za faznokontrastno slikanje. Fazna pika deluje kot $\lambda/4$ fazna ploščica za fokusiran del žarka. [3]



Slika 8: Faznokontrastno slikanje med zadnjo fazo evaporacijskega ohlajanja:
(a) $T = 1.01 \mu\text{K}$, $N_c/N < 1\%$ (b) $T = 0.9 \mu\text{K}$, $N_c/N \approx 15\%$ (a) $T = 0.58 \mu\text{K}$,
 $N_c/N \approx 50\%$ (a) $T = 0.25 \mu\text{K}$, $N_c/N > 95\%$ [1].

4.3 Difrakcijsko kontrastno slikanje

Princip metode je sledeč: ravni val svetlobe potuje skozi prozoren ali skoraj prozoren objekt, nato izstopi in ga po razdalji z praznega prostora posnamemo s kamero. Če bi bila razdalja z ničelna bi dobili kontaktno sliko, ki bi posnela le absorpcijo.

Kontaktna slika prozornega objekta nam da le konstantno vrednost ozadja. Izstopno valovanje je v tem primeru fazno zamaknjeno zaradi objekta, medtem ko se amplituda valov ne spremeni in tako tudi intenziteta ne. Ko detektor odmaknemo dlje, lom in uklon povzročita spremembe v amplitudi valov in to spremembo intenzitete posnamemo.

V limiti male propagacijske razdalje z je slika podobna obrisu objekta s parom svetle in temne obrobe. Če je svetloba koherentna se pri večji razdalji pojavi več robov, dokler ne uspemo več prepoznati slikanega objekta.

Metoda je uporabna le, če lahko iz slike rekonstruiramo objekt slikanja. Izkaže se, da je za določene parametre debeline, postavitve in razdalje z to mogoče. Ta proces imenujemo iskanje difrakcijskega kontrasta (eng. diffraction-contrast retrieval).

Ponavadi rešujemo ta problem v smeri potovanja valovanja:

1. Določimo valovno polje pred objektom.
2. S podatki o objektu kot sta lomni količnik in debelina izračunamo valo-

vanje takoj za objektom.

3. Izračunamo propagacijo polja do detektorja in intenziteto na njem.

V tem primeru je rešitev enoznačna, saj za eno skupino vhodnih podatkov dobimo en vzorec. Tu pa moramo rešiti obraten problem.

Pri obdelavi privzamemo, da je objekt sestavljen iz istega materiala. Tako faza in amplituda valovanja takoj za objektom nista več neodvisna ampak sta oba odvisna od debeline materiala skozi katerega potuje svetloba. Za objekt iz istega materiala je lomni količnik enak [5]

$$n_{ref}(r) = 1 + \rho(r)(\delta + i\beta), \quad (10)$$

kjer je ρ gostota, β absorpcijski koeficient in δ fazni koeficient. Debelino objekta nato zamenjamo s stolpično gostoto $n(x) = \int_{-\infty}^0 \rho(r) dz$.

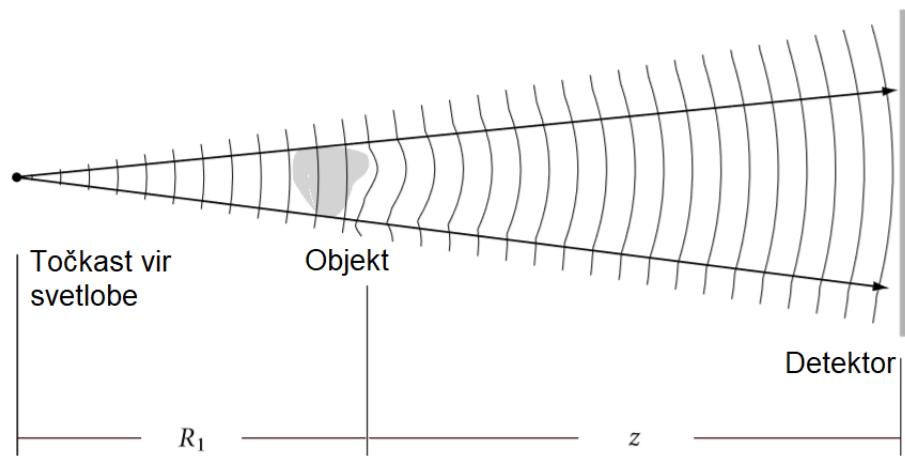
S pomočjo Fourierove transformacije (več na [5]) pridemo do naslednjega izraza:

$$n(x) = \frac{1}{2k} F^{-1} \left\{ \frac{1}{\delta \sin \pi \lambda z u^2 - \beta \cos \pi \lambda z u^2} F \left\{ \frac{I(x) - I_0}{I_0} \right\} \right\}. \quad (11)$$

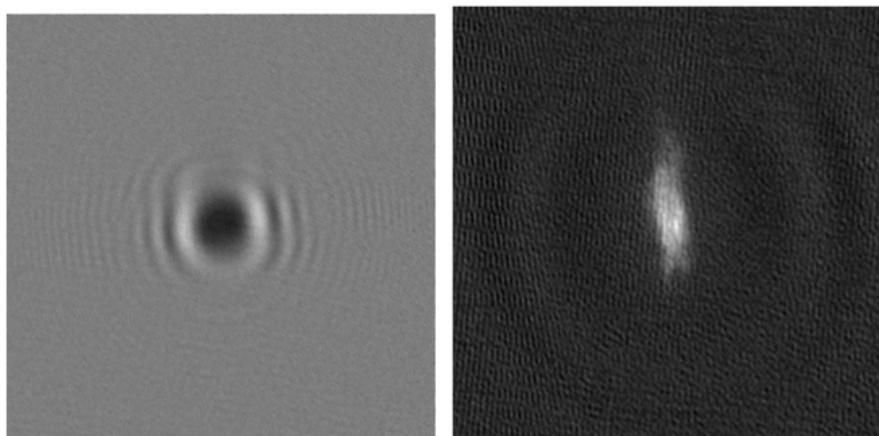
To metodo lahko uporabljamo tudi brez dodatnih optičnih elementov in se znebimo približkov zaradi neidealne leče in šuma zaradi prahu in nepravilnosti na površini leče. Povečavo lahko ohranimo s točkovnim izvorom svetlobe. Vzorec bo povečan ampak ostal identičen tistemu, ki bi ga dobili s koliminiranim snopom svetlobe.

Pozitivne lastnosti te metode so nedestruktivnost, enostavna postavitev, ker nismo optičnih elementov je nemogoče posneti sliko izven fokusa.

Ampak metoda ima slabše razmerje signala proti šumu kot faznokontrastno slikanje in potrebuje rekonstrukcijo, saj iz same slike brez računanja ne moremo razbrati pravih informacij.



Slika 9: Postavitev za difrakcijsko slikanje brez optičnih elementov, povečava je $M = \frac{R_1+z}{R_1}$.

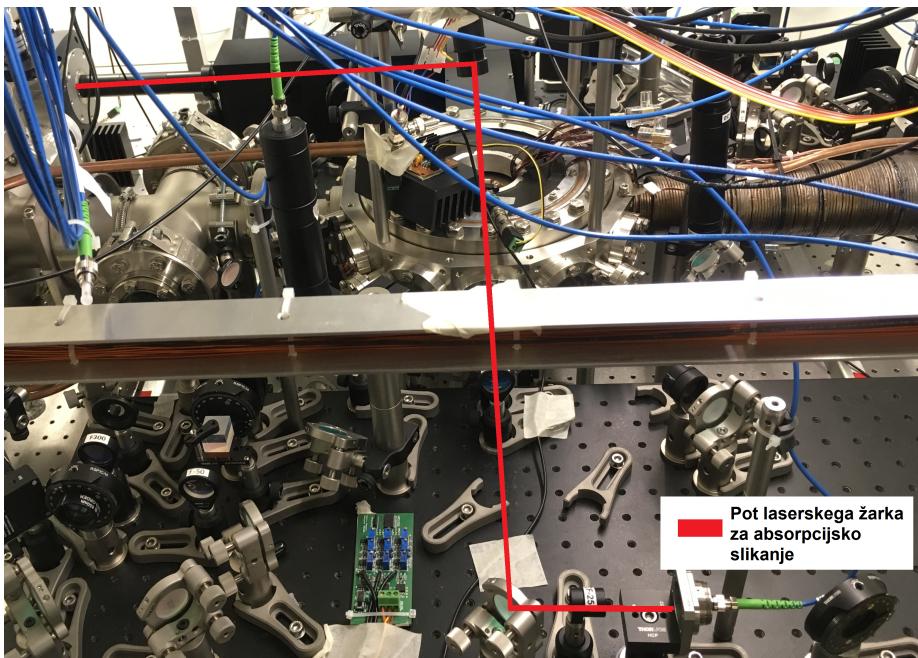


(a) Difrakcijsko kontrastna slika oblaka. (b) Rekonstrukcija slike.

Slika 10: Difrakcijski vzorec in slika iz pridobljene stolpične gostote. [5]

5 Zaključek

Raziskovanje in opazovanje hladnih atomov in Bose-Einsteinovega kondenzata si olajšamo z uporabo nedestruktivnih metod, saj se s tem znebimo razlik med oblaki od slike do slike. Kljub temu pa je najbolj uporabljeni metoda še vedno absorpcijsko slikanje. Zaradi vseh dobrih lastnosti in njene relativne enostavnosti, se trenutno uporablja tudi v Laboratoriju za hladne atome na IJS. Imajo pa tudi tam v načrtu postavitev sistema za nedestruktivno slikanje, ki bo lahko zelo dobrodošlo pri nadalnjih eksperimentih s hladnimi atomi.



Slika 11: Trenutna postavitev za absorpcijsko slikanje v laboratoriju na IJS.

Literatura

- [1] R. Meppelink *et al.*, Thermodynamics of Bose-Einstein-condensed clouds using phase-contrast imaging, Physical review A 81,053632, Atom Optics and Ultrafast Dynamics, Utrecht University (2010)
- [2] W. Ketterle, D.S. Durfee, D.M. Stamper-Kurn, Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates, Department of Physics and Research Laboratory of Electronics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139 (1999)
- [3] D. Moravchik, Imaging methods of cold atoms, Faculty of Natural Sciences, Ben-Gurion University of the Negev (2009)
- [4] T. Mežnaršič, *Lasersko hlajenje cezijevih atomov*, Magistrsko delo, Fakulteta za matematiko in fiziko, Univerza v Ljubljani (2016)

- [5] D.L. Turner, Holographic Imaging of Cold Atoms, School of Physics, University of Melbourne (2004)
- [6] T. Ottenstein, A New Objective for High Resolution Imaging of Bose-Einstein Condensates, Diploma thesis , Faculty of Physics and Astronomy, University of Heidelberg (2006)
- [7] L. Kathrin, Measurement of the Number of Atoms in a Magneto-Optical Trap Using Absorption Imaging (2012)
- [8] J.D. Crossno, *In Situ* Imaging of Cold Atomic Gases
- [9] M. Pappa, Imaging Bose-Einstein Condensates at Ultra-Low Atom-Numbers and Time-Averaged Adiabatic Potentials (2011)
- [10] C. Groß, Precision Absorption Imaging of Ultracold Atoms (2012)
- [11] T. Pyragius, Developing and building an absorption imaging system for Ultracold Atoms, University of Nottingham, Department of Physics and Astronomy (2012)