

Uniwersytet Jagielloński
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Fizyka

Rozprawa doktorska

Optyczna pułapka dipolowa dla atomów rubidu

Leszek Krzemień

prof. dr hab. Wojciech Gawlik, Promotor
prof. dr hab. Jarosław Koperski, Recenzent
prof. dr hab. Włodzimierz Jastrzębski, Recenzent

Kraków, 2009

Spis treści

Spis treści	i
1 Wprowadzenie	3
1.1 Wstęp	3
1.2 Chłodzenie laserowe	3
1.2.1 Pułapka Magneto-optyczna	4
1.2.2 Chłodzenie przy pomocy gradientu polaryzacji	5
1.3 Pułapki dipolowe	7
1.3.1 Zasada działania ODT	7
1.3.2 Typy ODT	8
1.3.3 Wiązka gaussowska	9
1.4 Atom wielopoziomowy	10
1.4.1 Głębokość potencjału	11
1.4.2 Różnicowe przesunięcie światłem	11
2 Układ doświadczalny	15
2.1 Opis układu	15
2.1.1 Tor lasera repompującego	15
2.1.2 Tor laserów chłodzących	16
2.2 Lasery	18
2.2.1 Rezonator zewnętrzny	19
2.2.2 Wzmacnianie	19
2.3 Stabilizacja	20
2.3.1 DFDL	20
2.3.2 MARS	21
2.4 Źródła pól magnetycznych	29
2.4.1 Cewki MOT	29
2.4.2 Cewki kompensacyjne	30
2.4.3 Cewki kierujące	30

2.5	Przestrzajanie laserów	31
2.5.1	Przestrzajanie z zachowaniem stabilizacji	32
2.5.2	Przestrzajanie w szerokim zakresie	32
2.6	Synchronizacja czasowa eksperymentu	32
2.6.1	Migawki	32
2.6.2	AOM	34
2.7	Aparatura próżniowa	35
2.7.1	Problemy z channeltronem	35
2.7.2	Komora próżniowa	37
2.8	Optyka pułapek dipolowych	38
2.8.1	Tor pułapek dipolowych	39
2.8.2	Pomiar wielkości ogniska	39
2.8.3	Celowanie w MOT	41
3	Diagnostyka	43
3.1	Obrazowanie	43
3.1.1	Obrazowanie absorpcyjne	43
3.1.2	Układ obrazujący	44
3.1.3	Obrazowanie fluorescencyjne	47
3.2	Wyznaczanie temperatury spulapkowanych atomów	49
3.2.1	Temperatura MOT	49
3.2.2	Temperatura ODT	50
3.3	Czas życia ODT	53
4	Badania	55
4.1	Ładowanie ODT	55
4.1.1	Znaczenie ładowania ODT	55
4.1.2	Opis teoretyczny	56
4.2	Badanie krzywej ładowania	57
4.2.1	Analiza teoretyczna	63
4.3	Rola odstrojenia lasera <i>Repumper</i>	67
4.4	Efekty geometryczne w ładowaniu ODT	69
4.4.1	Wyniki eksperymentalne	70
4.4.2	Analiza Teoretyczna	71
4.5	Pułapka optyczna jak magnetyczna	74
4.5.1	Motywacja	74
4.5.2	Dynamiczny efekt Starka dla wiązki o polaryzacji kołowej	75
	Bibliografia	81
A	Sterowanie	87
A.1	System czasu rzeczywistego <i>National Instruments</i>	87

A.2 Instalacja sprzętu i oprogramowania	88
A.3 Opis programu sterującego	89
B Dopasowanie niecałkowalnych równań różniczkowych	91
B.1 Zarysowanie problemu	91
B.2 Rozwiązanie problemu	91
Spis symboli i skrótów	95
Spis rysunków	96
Spis tabel	101

Podziękowania

Przede wszystkim pragnę podziękować mojemu promotorowi prof. Wojciechowi Gawlikowi. Nie będę pisał, że bez niego ta praca by nie powstała bo byłoby to truizmem. Dziękuję mu za to, że mimo napiętego do granic możliwości terminarza, zawsze znajdował da mnie czas; za rady, których mi udzielał oraz za stworzenie możliwości przeprowadzenia badań pisanych w niniejszej rozprawie. Najbardziej jednak dziękuję mu za tytaniczny wysiłek włożony w poprawę tej pracy.

Chciałem podziękować mojej dziewczynie Ani, głównie za to, że jest oraz za rzeczy, których nie wypada w tym miejscu wymieniać. W kontekście tej rozprawy chciałbym podziękować jej za pomoc w warstwie ortograficzno interpunkcyjnej.

Dziękuję moim Rodzicom, którym zawdzięczam to, że wybrałem fizykę jako kierunek studiów.

Chciałem podziękować wszystkim Członkom naszej grupy, szczególnie: doktorowi Zachorowskiemu za fachowe rady oraz niezliczone uwagi dotyczące niniejszej rozprawy, Adamowi Wojciechowskiemu za bezinteresowną pomoc i bycie skarbnicą wiedzy oraz Krzyśkowi Brzozowskiemu za metamorfozę jaką przeszedł podczas swoich studiów doktoranckich.

Dziękuję również wszystkim osobom które przyczyniły się do powstania opisywanego eksperymentu, szczególnie: dr Michałowi Zawadzie za przekazanie wiedzy o pracy w laboratorium, dr Andrzejowi Szczepkiewiczowi za spokój jaki wniósł do laboratorium oraz Michaelowi Krüugerowi za sumienną pracę.

Na koniec chciałem podziękować Pawłowi Izworskiemu, mojemu współlokatorowi z akademika, za jego rzadką obecność w pokoju.

Rozdział 1

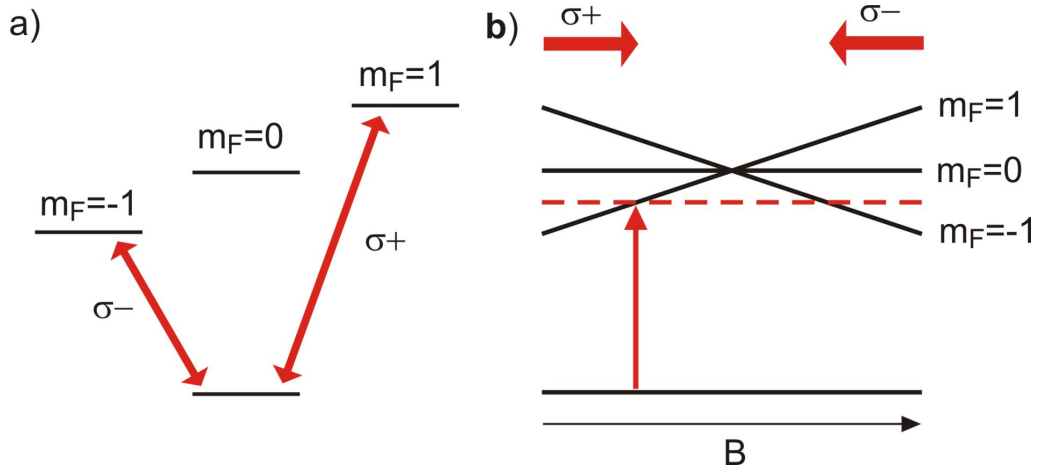
Wprowadzenie

1.1 Wstęp

Optyczne pułapki dipolowe (ODT) stały się jednym z bardziej użytecznych narzędzi w badaniach zimnych atomów. Do ich najważniejszych zastosowań należy pułapkowanie atomów w temperaturze poniżej $1\mu\text{K}$ w celu osiągnięcia kondensatu Bosego-Einsteina. W przypadku wielu pierwiastków stanowią one alternatywę dla pułapek magnetycznych, ale skondensowanie niektórych pierwiastków (cezu i chromu) stało się możliwe wyłącznie dzięki użyciu pułapek dipolowych. Ze względu na to, że są to jedyne pułapki nie wykorzystujące pola magnetycznego, idealnie nadają się do badania efektów związanych z polem magnetycznym, takich jak rezonanse Feshbacha, czy efekt Faradaya. Pułapki te są także często wybierane do badania mieszanin atomów o różnym spinie, gdyż potencjał ODT nie zależy od spinu. Co więcej, istnieją pewne przypadki, w których pułapka dipolowa nie ma wpływu na częstość własną atomów, dlatego pułapki dipolowe, pracujące na tzw. magicznej długości fali, znajdują zastosowanie przy budowie najbardziej precyzyjnych wzorców częstości. Ważna rola jaką odrywają optyczne pułapki dipolowe we współczesnej fizyce atomowej spowodowała, że postanowiliśmy przyjrzeć się dokładniej całkiem, jak się okazuje, złożonym mechanizmom ich ładowania.

1.2 Chłodzenie laserowe

Optyczna pułapka dipolowa jest pułapką zachowawczą, to znaczy atomy nie rozpraszają w niej energii, a co za tym idzie, sama pułapka nie chłodzi atomów. Do przygotowania próbki zimnych atomów, nadających się do załadowania do ODT, potrzebna jest pułapka magneto-optyczna. Wynalezienie pułapki magneto-optycznej (*MOT Magneto Optical Trap*) zaowocowało dynamicznym rozwojem badań ultrazimnej materii. Jest to prężnie rozwijająca się dziedzina, o czym



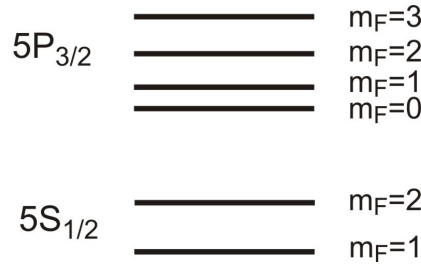
Rysunek 1.1: Schemat działania MOT

świadczą nagrody Nobla w niej przyznane. Ze względu na rolę jaką odegrała pułapka magneto optyczna w rozwoju tego działu fizyki, każda praca w tej dziedzinie wymaga jasnego rozumienia zasady jej działania. Dotyczy to niniejszej pracy, dlatego celowe jest, pomimo ogromu literatury na ten temat, przedstawienie krótkiego opisu zasady jej działania.

1.2.1 Pułapka Magneto-optyczna

Jeżeli odpowiednio odstrojona ku czerwieni wiązka laserowa świeci na poruszający się w jej kierunku atom, to ze względu na kompensację odstrojenia przez efekt Dopplera, wiązka może stać się rezonansowa z częstością własną atomu, który zostaje spowolniony przez ciśnienie światła. Natomiast atom spoczywający lub poruszający się w przeciwną stronę oddziałuje słabiej, wiązka go nie przyspiesza, dlatego w przypadku, gdy na chmurę termicznych atomów świeci para wiązek odstrojonych ku czerwieni, chmura ulega schłodzeniu. Mówiąc o „schłodzeniu”, mam na myśli zmniejszenie szerokości rozkładu prędkości w kierunku wiązek. Aby schłodzić atomy we wszystkich kierunkach, potrzeba trzech par wiązek. Można także spowodować aby układ wiązek oprócz chłodzenia atomów spychał je w jedno miejsce (pułapkowanie). W tym celu stosuje się pomysłową kombinację gradientowego pola magnetycznego wraz z odpowiednią polaryzacją wiązek. Mechanizm gromadzenia wytłumaczę na przykładzie prostego przejścia w układzie V przedstawionym na rysunku 1.1 (a), ale rozumowanie to uogólnia się na inne przejścia.

Wiadomo, że przesunięcie poziomów w polu magnetycznym jest proporcjonalne do natężenia pola magnetycznego B oraz do rzutu momentu pędu na kierunek tego pola m_F . $\Delta E \sim m_F B$. Drugą rzeczą, o której należy pamiętać jest to, że wiązką o polaryzacji σ_+ powoduje przejścia ze zwiększeniem m_F o jednostkę, na-



Rysunek 1.2: Schemat poziomów energetycznych dla rubidu 87 linii D2

tomiaśt wzbudzenie atomu wiązką σ_+ zmniejsza m_F o jednostkę. Dlatego w polu magnetycznym absorpcja wiązek o polaryzacjach σ_+ i σ_- zachodzi dla różnych częstości lasera (rys.1.1). Jeżeli do pary wiązek odstrojonych ku czerwieni dodamy gradientowe pole magnetyczne, a wiązki będą miały odpowiednio dobraną polaryzację kołową, to działająca na atomy siła zacznie zależeć od położenia. Jeżeli stacjonarny atom znajduje się w miejscu gdzie pole magnetyczne jest równe zero, to jest słabo rezonansowy z wiązkami i nie działa na niego wypadkowe ciśnienie światła. Natomiast jeżeli atom oddala się od miejsca gdzie $B = 0$ zbliża się do miejsca gdzie przesunięcie Zeemana równoważy odstrojenie, to zostaje on wepchnięty ciśnieniem światła do miejsca o zerowym polu magnetycznym. Mechanizm ten może działać w trzech wymiarach, dlatego stosuje się układ trzech par wiązek o odpowiednich polaryzacjach kołowych oraz pola magnetycznego o symetrii kwadrupolowej. Taki układ nazywamy pułapką magneto-optyczną (MOT)

1.2.2 Chłodzenie przy pomocy gradientu polaryzacji

Kiedy zaczęto stosować pułapki magneto-optyczne, szybko okazało się że temperatura jaką można w nich osiągnąć jest o wiele niższa od przewidywanego teoretycznie limitu temperatury chłodzenia dopplerowskiego, zwanego temperaturą dopplerowską T_D , daną wzorem $k_B T_D = \hbar \frac{\Gamma}{2}$, gdzie k_B to stała Boltzmanna, a Γ to szerokość naturalna. Dla rubidu T_D wynosi $146 \mu K$.

Okazuje się, że w pułapce MOT oprócz chłodzenia dopplerowskiego zachodzi jeszcze inny, o wiele skuteczniejszy mechanizm, to jest chłodzenie przez gradient polaryzacji. Umożliwia on osiągnięcie temperatur niższych od T_D , rzędu temperatury odrzutu*. Aby zadziałał ten mechanizm konieczny jest gradient polaryzacji powstały przez interferencję wiązek chłodzących. Zasadę działania wyjaśnię na przykładzie dwóch przeciwbieżnych wiązek o ortogonalnej liniowej

*temperatura odrzutu T_R to temperatura odpowiadająca prędkości jaką zyskuje stacjonarny atom przy emisji jednego fotonu $k_B T_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$, gdzie M to masa atomu natomiast k to długość wektora falowego. Dla rubidu 87 $T_R = 0.36 \mu K$

polaryzacji (mówimy wtedy o chłodzeniu Syzyfa). Mimo, że w pułapce MOT stosowane są pary przeciwbieżnych wiązek o polaryzacji kołowej σ_+ i σ_- to mechanizm chłodzenia z polaryzacjami $lin \perp lin$ też odgrywa rolę z powodu występowania różnych polaryzacji wypadkowych pól świetlnych wynikających z interferencji wszystkich sześciu wiązek.

Polaryzacja powstała w wyniku interferencji dwóch wiązek o ortogonalnych polaryzacjach liniowych jest w ogólności eliptyczna, przy czym stopień eliptyczności zmienia się wzdłuż wiązek z całkowicie kołowej σ_+ przez liniową do kołowej σ_- aby znowu zmienić się na liniową i tak cyklicznie. Pomyślmy jaki wpływ fala odstrojona ku czerwieni od przejścia $F = 2 - F' = 3$ o polaryzacji σ_+ ma na atom[†]. Po pierwsze pompuje ona wszystkie atomy do stanu o największym rzucie spinu m_F , a po drugie przez dynamiczny efekt Starka obniża energię tego stanu. Natomiast ze względu na różnice we współczynnikach Clebscha-Gordona, stany o innych m_F doświadczają znacznie mniejszego przesunięcia światłem. Wiązka o polaryzacji σ_- ma podobne działanie, tyle że pompuje do stanu o minimalnym m_F i obniża jego energię.

Teraz wyobraźmy sobie atom przemieszczający się z obszaru σ_- do σ_+ . Znajdujący się początkowo w stanie o najniższej energii. W miarę przemieszczania się atomu, energia tego stanu się zwiększa. Dzieje się to kosztem energii kinetycznej atomu. Następnie kiedy atom znajdzie się już w obszarze σ_+ , zostanie przepompowany do stanu o maksymalnym m_F , który ma najmniejszą energię i musi nadal przemieszczać się w górę potencjału. Dlatego mechanizm ten nazywamy chłodzeniem Syzyfa. Należy zauważyć, że aby mechanizm ten działał, atom musi poruszać się na tyle szybko, żeby jego stan wewnętrzny nie podążał adiabatycznie za stanem polaryzacji - innymi słowy musi zdążyć wspiać się na górkę zanim zostanie przepompowany. Czyli domyślamy się, że, dla danej prędkości atomów, wydajność chłodzenia Syzyfa jest tym większa, im mniej wydajne jest pompowanie optyczne. Albo odwrotnie dla danej wydajności pompowania im większa jest prędkość atomów tym mocniej są hamowane, dlatego można wprowadzić współczynnik lepkości α . Z powyższego rozumowania wynika, że chłodzenie jest najbardziej wydajne kiedy atom w czasie potrzebnym do przepompowania τ_p przemieści się z obszaru o danej polaryzacji kołowej do obszaru o polaryzacji ortogonalnej do niej. Takie obszary zmieniają się co jedną czwartą długości fali, czyli $\lambda/4$. Więc α jest największa kiedy $v\tau_p \approx \lambda/4$ czyli

$$kv \approx \Gamma', \quad (1.1)$$

gdzie: $\Gamma' = 1/\tau'$ natomiast k to wektor falowy. Dla takiej prędkości v energia stracona w czasie τ_p jest rzędu $\hbar\Delta'$, gdzie Δ' to różnica przesunięć światłem stanów o ekstremalnych m_F pomiędzy obszarami o ortogonalnych polaryzacjach liniowych. Dlatego

[†] Chłodzenie przez gradient polaryzacji może działać dla różnych układów poziomów i odstroiń zarówno ku czerwieni jak i błękitowi

$$\frac{dW}{dt} \approx \frac{-\hbar\Delta'}{\tau_p}. \quad (1.2)$$

Ale

$$\frac{dW}{dt} = -Fv, \quad (1.3)$$

zaś,

$$F = \alpha v, \quad (1.4)$$

gdzie F to siła. Możemy więc napisać, że

$$\frac{dW}{dt} \approx -\alpha v^2. \quad (1.5)$$

Przyrównując równanie (1.2) do (1.5) oraz wykorzystując (1.1) otrzymujemy

$$\alpha \approx -\hbar k^2 \frac{\Delta'}{\Gamma'} \quad (1.6)$$

Najbardziej interesuje nas przypadek dużych odstrojeń $|\delta| \gg \Gamma$ kiedy można napisać, że

$$\Gamma' \approx \Omega^2 \Gamma / \delta^2, \quad (1.7)$$

$$\Delta' \approx \Omega^2 / \delta \quad (1.8)$$

i ostatecznie otrzymujemy:

$$\alpha \approx -\hbar k^2 \frac{\delta}{\Gamma}. \quad (1.9)$$

Należy zwrócić uwagę na to, że współczynnik lepkości jest większy niż w przypadku chłodzenia dopplerowskiego, gdzie jest rzędu $\alpha \approx \hbar k^2$ [1]. Istotne jest również to, że współczynnik lepkości rośnie liniowo ze wzrostem odstrojenia. Nie należy jednak zapominać, że maksymalna prędkość wychwytu w chłodzeniu Syzyfa dana wzorem (1.1) jest wiele mniejsza niż w przypadku chłodzenia Dopplera ($kv \approx \Gamma$, gdzie Γ to szerokość naturalna). Dlatego też oba mechanizmy doskonale się uzupełniają, czyniąc pułapkę MOT doskonałym narzędziem do efektywnego przygotowania próbek bardzo zimnych atomów. Oprócz opisywanego mechanizmu Syzyfa w pułapkach MOT występuje inny typ chłodzenia subdopplerowskiego związany z polaryzacjami σ_+ i σ_- przeciwbieżnych wiązek, dającymi pole o liniowej, śrubowo zmieniającej się polaryzacji wypadkowej (*corkscrew*).

1.3 Pułapki dipolowe

1.3.1 Zasada działania ODT

Schłodzonych optycznie atomów nie można przechowywać w żadnym materialnym pojemniku. Jedyną możliwością dla przechowywania zimnych atomów poza

pułapką MOT jest użycie pól elektromagnetycznych. Optyczna pułapka dipolowa utrzymuje atomy za pomocą siły związanej z elektryczną składową fali świetlnej. Mechanizm jej działania jest dosyć prosty. Jeżeli atom umieścimy w polu elektrycznym to indukuje się w nim moment dipolowy dany wyrażeniem: $p = \alpha \mathcal{E}$, gdzie α to polaryzowalność a $\mathcal{E}$ to natężenie pola elektrycznego. Jeżeli pole elektryczne dodatkowo będzie niejednorodne, to na atom posiadający moment dipolowy, zacznie działać siła ciągnąca atom w kierunku gdzie pole rośnie. Czyli będzie w potencjale danym wzorem:

$$U_{dip} = -\frac{1}{2}p\mathcal{E}. \quad (1.10)$$

Tak jest w przypadku stałego pola elektrycznego, ale mówimy tu o fali świetlnej, w której, jak wiemy, pole elektryczne oscyluje. Ponadto atomy mogą mieć wyłącznie indukowane momenty dipolowe. Warunkiem na to, żeby atom był wciągany do maksimum pola, jest to aby zmiany indukowanej polaryzacji atomu naśladowały za zmianami pola elektrycznego. Jest tak jeżeli częstość fali świetlnej jest mniejsza od częstości własnej atomu ω_0 , natomiast wiązka o częstości większej niż ω_0 wypycha atomy do miejsc o najniższym natężeniu fali świetlnej $I = |\mathcal{E}|^2$. Aby opisać zależność polaryzowalności od odstrojenia posłużymy się klasycznym modelem oscylatora tłumionego, który daje

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma}. \quad (1.11)$$

Ten model nie uwzględnia nasycenia, ale i tak, w celu uniknięcia nadmiernego podgrzewania atomów budując pułapki dipolowe wybieramy takie odstrojenia lasera, aby częstość rozpraszania była mała ($\Gamma_{SC} \ll \Gamma$).

W takich warunkach wyniki tego modelu zgadzają się z rachunkiem kwantowomechanicznym [2]. Przybliżenie daje następujące wyrażenia na potencjał i częstość rozpraszania:

$$U_{Dip} = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(r), \quad (1.12)$$

$$\Gamma_{SC} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(r). \quad (1.13)$$

1.3.2 Typy ODT

Wzory (1.12) i (1.13) można uprościć w dwóch szczególnych przypadkach. Jeżeli odstrojenie jest małe ($\omega \approx \omega_0$), to można użyć przybliżenia fali rotującej co daje

$$U_{Dip} = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right) I(r), \quad (1.14)$$

$$\Gamma_{SC} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(r), \quad (1.15)$$

gdzie Δ to odstrojenie. Ze względów historycznych pułapkę przy takim odstrojeniu nazywamy *Far Off Resonance Trap* (FORT), czyli pułapką o dużym odstrojeniu. Przez duże odstrojenie rozumie się tutaj, że jesteśmy na tyle daleko od rezonansu, że stała rozpraszania, która w tym przypadku jest odwrotnie proporcjonalna do odstrojenia (przy stałej głębokości pułapki) $\hbar\Gamma_{SC} = \frac{\Gamma}{\Delta}U_{dip}$, jest na tyle mała, że nie uniemożliwia załadowania i badań w pułapce dipolowej. Jednak w pułapce FORT laser jest odstrojony o wiele mniej niż przypadku pułapki, którą nazywamy QUEST, czyli *QUasi ElectroStatic Trap*, czyli pułapka prawie elektrostatyczna. Mówimy o niej kiedy częstość lasera ODT jest na tyle mała, że polaryzacja atomu podąża idealnie za polem elektrycznym z zerowym przesunięciem fazowym $\omega \ll \omega_0$. Wtedy nie ma wzmocnienia rezonansowego, takiego jak w powyższych przypadkach, i głębokość pułapki nie zależy od odstrojenia, a częstość rozpraszania staje się zanedbywalnie mała. Wtedy potencjał wyrażamy wzorem

$$U_{dip} = -\frac{3\pi c^2}{w_0^3} \frac{\Gamma}{\omega_0} I(r). \quad (1.16)$$

W praktyce takie duże odstrojenie daje tylko wiązka lasera CO_2 , gdzie długość fali wynosi $10,6\mu m$.

1.3.3 Wiązka gaussowska

Z poprzednich rozważań wynika, że do budowy pułapki dipolowej trzeba dysponować wiązką o dużym natężeniu światła i o dużym gradiencie. Najprostszym sposobem na to jest zogniskowana wiązka gaussowska z odpowiednio mocnego lasera. Naturalnie pułapka składająca się z pojedynczej wiązki gaussowskiej może działać jeżeli wiązka jest odstrojona ku czerwieni. (Pułapki odstrojone ku niebieskiemu wymagają bardziej skompilowanego przestrzennego rozkładu natężenia światła [3]). Obie opisywane w tej pracy pułapki wykorzystują pojedynczą wiązkę gaussowską, dlatego opiszę tu rozkład natężenia światła w takiej wiązce.

Wiązka o dowolnym rozkładzie natężenia światła w ogólności nie może propagować się bez zmiany kształtu. Istnieje skończona liczba rozkładów natężenia, dla których wiązki zachowują kształt w miarę propagacji; nazywamy je modami światła. Najprostszym przykładem jest mod o gaussowskim rozkładzie natężenia. Wtedy mówimy o wiązce gaussowskiej, ale nawet taka wiązka w wolnej przestrzeni musi być zbieżna lub rozbieżna. Nie zmienia szerokości tylko na skończonym odcinku o długości charakterystycznej dla każdej wiązki, zwanej przedziałem Rayleigha z_R . Na tym odcinku, zwanym przewężeniem w_0 wiązka osiąga najmniejszą szerokość. Aby całkowicie scharakteryzować propagację wiązki gaussowskiej, wy-

starczy znać w_0 i długość fali λ . Inne parametry takie jak przedział Rayleigha z_R czy kąt θ pod jakim rozbiega się wiązka w dalekim polu można obliczyć ze wzorów:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (1.17)$$

$$\theta = \arctg \left(\frac{\lambda}{\pi w_0^2} \right). \quad (1.18)$$

Znając te parametry można określić rozkład natężenia za pomocą wzoru

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp \left(-2 \frac{r^2}{w^2(z)} \right), \quad (1.19)$$

gdzie: P to całkowita moc wiązki a,

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}. \quad (1.20)$$

Warto zwrócić uwagę, że promień Rayleigha z_R dla realistycznych parametrów wiązki jest większy niż w_0 . Dlatego taka pułapka jest dużo „sztywniejsza” w kierunku poprzecznym niż podłużnym. Różnice w sztywności osiowej i radialnej pułapek mają swoje odzwierciedlenie w częstościach oscylacji, które liczymy ze wzorów:

$$\omega_R = \sqrt{\frac{4U_{MAX}}{mw_0^2}}, \quad (1.21)$$

$$\omega_Z = \sqrt{\frac{2U_{MAX}}{mz_R^2}}, \quad (1.22)$$

gdzie: U_{MAX} to głębokość pułapki $U_{MAX} = U_{dip}(r = 0, z = 0)$. Należy pamiętać, że wzory zostały wyprowadzone przy założeniu, że potencjał jest harmoniczny. To założenie jest spełnione jeżeli atomy znajdują się blisko centrum pułapki. Przeważnie częstość radialna jest o parę rzędów wielkości większa niż osiowa, co wiąże się z charakterystycznym wydłużonym kształtem jednowiązkowych pułapek dipolowych.

1.4 Atom wielopoziomowy

W części 1.3 podałem wzór na obliczenie głębokości potencjału w przypadku atomu dwupoziomowego. W tej części podam sposób liczenia głębokości pułapki dla bardziej realistycznego przypadku, czyli atomu rubidu. Wszystkie metale alkaliczne mają podobną strukturę poziomów energetycznych, więc dla całej tej grupy może być stosowane jednakowe podejście.

1.4.1 Głębokość potencjału

Przeważnie odstrojenie wiązki pułapkującej jest rzędu nanometrów, więc można zaniedbać strukturę nadsubtelną, gdzie odległość stanów odpowiada odstrojeniu co najwyżej tysięcznych części nanometra. Przyjmujemy zatem, że rubid ma jeden poziom podstawowy. Głębokość potencjału wyznacza przesunięcie światłem tego poziomu. Aby je obliczyć trzeba wziąć pod uwagę wszystkie możliwe przejścia z tego stanu. Okazuje się, że wystarczy uwzględnić tylko dwa, mianowicie składowe linii dubletowej. Dlatego głębokość pułapki można wyrazić wzorem

$$U_{Dip} = -\frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{2}{\omega_{P_{3/2}} - \omega} + \frac{2}{\omega_{P_{3/2}} + \omega} + \frac{1}{\omega_{P_{1/2}} - \omega} + \frac{1}{\omega_{P_{1/2}} + \omega} \right) I(r), \quad (1.23)$$

gdzie: $\omega_{P_{3/2}}$ oraz $\omega_{P_{1/2}}$ to częstotliwości rezonansowe dla przejść odpowiednio $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$ i $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$.

1.4.2 Różnicowe przesunięcie światłem

O ile na zachowanie atomów po ich załadowaniu do pułapki ma wpływ tylko jej potencjał, czyli przesunięcie światłem stanu podstawowego, to podczas ładowania duże znaczenie ma także różnica przesunięć obu poziomów, z którymi działa MOT. Dlatego trzeba obliczyć przesunięcia światłem poziomu $^2P_{3/2}$ i tu sprawa jest bardziej skomplikowana niż w przypadku stanu $^2S_{1/2}$ bo ze stanu $^2P_{3/2}$ istnieje wiele mocnych przejść w świetle widzialnym i podczerwieni, które trzeba uwzględnić. Do tego celu trzeba znać siły linii czy też współczynniki Einsteina A_{if} . Można je znaleźć np. w tablicach Kurucza [4]. Przesunięcie i -tego stanu światłem liczy się po prostu sumując przyczynki przesunięć światłem od poszczególnych przejść do wszystkich możliwych stanów f

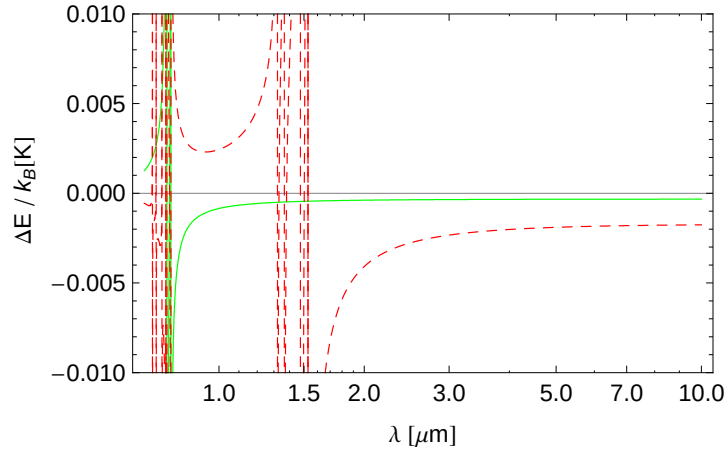
$$\Delta E_i = \frac{3\pi c^2 I}{3} \sum_{f \neq i} \beta \frac{A_{if}}{\omega_{if}^3} \left(\frac{1}{\omega_{if} - \omega} + \frac{1}{\omega_{if} + \omega} \right), \quad (1.24)$$

gdzie:

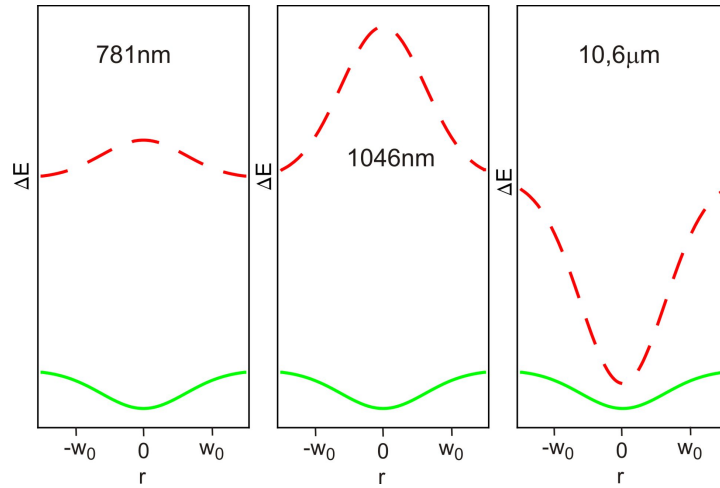
$$\beta = \frac{J' + 1}{J + 1}$$

a ω_{if} to częstotliwości rezonansowe poszczególnych przejść.

Wykres 1.3 przedstawia przesunięcia poziomów $^2S_{1/2}$ i $^2P_{3/2}$ w zależności od długości fali. Wielkość odstrojenia różnicowego ma wpływ na ładowanie pułapki dipolowej ponieważ zmienia lokalnie warunki pracy pułapki MOT. Jest to dokładniej omawiane w rozdziale 4 Natomiast rys. 1.4 przedstawia przesunięcia wyżej wymienionych stanów dla wybranych długości fali, typowych dla popularnych laserów które stosuje się do pułapkowania rubidu. Widać, że w zależności od lasera użytego zmienia się nie tylko wielkość, ale i znak odstrojenia różnicowego. Faktem tym można tłumaczyć różną efektywność ładowania dla pułapek z



Rysunek 1.3: Zależność przesunięcia światłem poziomów podstawowego: ($^2S_{1/2}$, ciągła linia) i wzbudzonego ($^2P_{3/2}$, przerywana linia) od długości fali lasera o mocy 1W i przewężeniu $22\mu m$



Rysunek 1.4: Porównanie przesunięć światłem stanu wzbudzonego ($^2P_{3/2}$, przerywana linia) znormalizowanych do głębokości pułapki dla małego odstrojenia (1 nm) oraz dwóch długości fali popularnych przy pułapkowaniu rubidu, to jest 781 nm, 1064 nm (Nd:YAG) oraz 10,6 μm (CO_2)

użyciem różnych laserów oraz szczególnie dużą gęstość w przestrzeni fazowej jaką można uzyskać stosując laser CO₂.

Rozdział 2

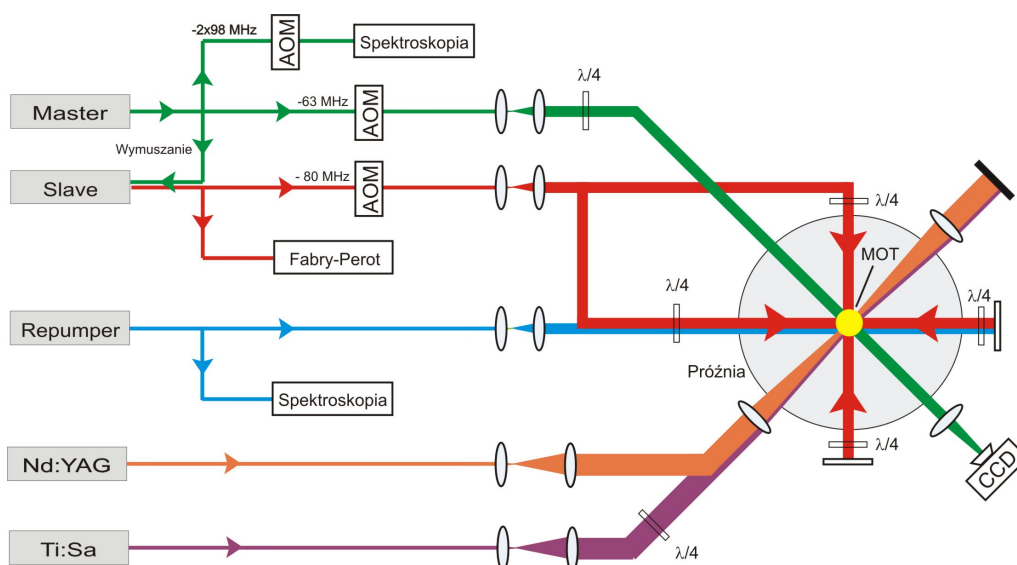
Układ doświadczalny

2.1 Opis układu

Eksperymentalna realizacja samej optycznej pułapki dipolowej jest mało skomplikowana — jest to zogniskowana wiązka odpowiednio mocnego lasera. Praca z nią wymaga jednak rozbudowanego układu doświadczalnego, na przykład do załadowania tej pułapki potrzebny jest pułapka MOT, która obejmuje wiele odpowiednio przygotowanych wiązek laserowych o starannie dobranych odstrojeniach i polaryzacjach. Do tego celu służy większa część naszego układu doświadczalnego (schemat widoczny na rys. 2.1) — Układ ten można koncepcyjnie podzielić na dwie części: pierwsza służy do przygotowania stabilnych wiązek laserowych, a druga do podziału wiązek i ustalenia odpowiedniej polaryzacji. Pierwszą część przedstawia rys. 2.2, można w niej wyróżnić dwa tory optyczne, lasera repompującego i laserów chłodzących.

2.1.1 Tor lasera repompującego

Schemat toru lasera znajduje się w dolnej części rys. 2.2. Wiazka po opuszczeniu lasera i przejściu przez izolator optyczny jest dzielona. Jedna z podzielonych wiązek (1 mW) jest kierowana do układu spektroskopii służącej do stabilizacji lasera opisanej w części 2.3. Kolejna część układu ma umożliwić osłabianie wiązki na czas ładowania, tutaj wiązka jest ponownie dzielona na dwie części. W jednym z ramion znajduje się migawka, która może przysłonić mocniejszą część wiązki. Po połączeniu obu części, wiązka przechodzi przez teleskop, który poszerza ją do 0.7 mm. W ognisku teleskopu znajduje się kolejna migawka umożliwiająca całkowite zasłonięcie wiązki. Tak przygotowana wiązka o mocy 12 mW jest przesyłana do głównej części układu doświadczalnego.

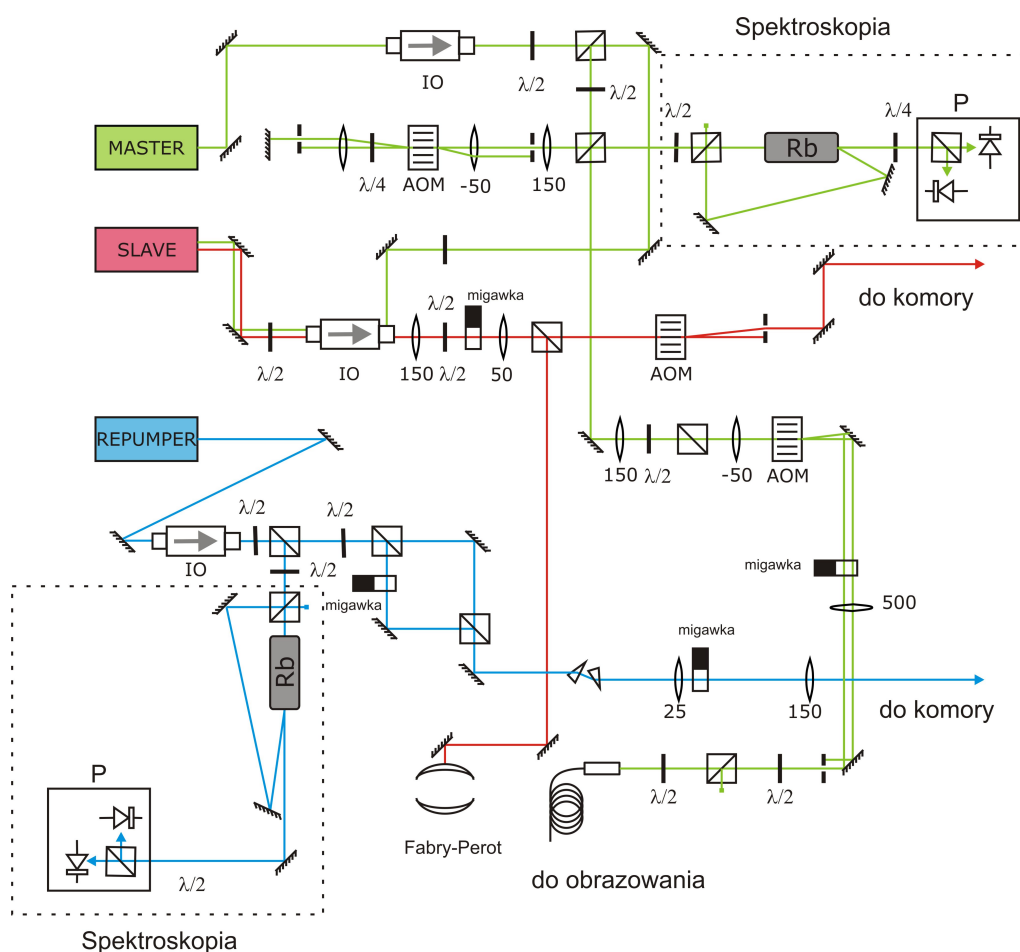


Rysunek 2.1: Schemat poglądowy układu doświadczalnego. Oznaczenia: AOM to modulator akustooptyczny, *Master*, *Slave*, *Repumper* to lasery diodowe, Fabry-Perot to konfokalny analizator widma, spektroskopia to układ optyczny do stabilizacji lasera a $\lambda/4$ to płytki ćwierćfalowe.

2.1.2 Tor laserów chłodzących

Tor laserów chłodzących jest bardziej skomplikowany, jest to podyktowane koniecznością wzmacniania lasera *Master* oraz przestrajania go podczas ładowania pułapki dipolowej. Światło z lasera *Master* po przejściu przez izolator optyczny jest dzielone następująco: część światła jest kierowana do lasera *Slave* w celu sprzężenia go z laserem *Master*. Wiązka dostaje się do niego dzięki wykorzystaniu odbicia w polaryzatorze wyjściowym izolatora optycznego umieszczonego za laserem *Slave*. W celu dopasowania polaryzacji wiązki do izolatora optycznego stosujemy płytkę półfalową. Reszta światła jest ponownie dzielona na wiązkę biegnącą do układu stabilizacji oraz na wiązkę służącą do obrazowania absorpcyjnego.

Wiązka do stabilizacji przechodzi przez modulator akustooptyczny (AOM) w podwójnym przejściu (taka konfiguracja AOM pozwala na przestrajanie częstotliwości modulacji bez zmiany kierunku wiązki) i trafia do układu stabilizacji częstotliwości lasera. Układ ten (oznaczony na rys. 2.2 „spektroskopia”) pozwala na stabilizację częstotliwości do bezdopplerowskiego widma atomów rubidu i będzie dokładniej opisany w części 2.3. Wiązka służąca do obrazowania absorpcyjnego przechodzi przez modulator akustooptyczny, który umożliwia jej szybkie włączanie i wyłączanie. Kolejnym elementem układu na torze wiązki jest migawka, która blokuje niechciane światło, które mogłoby przeniknąć do minus pierwszego rzędu dyfrakcji AOM. Za migawką wiązka trafia do jednomodowego światłowodu zachowującego



Rysunek 2.2: Schemat szczegółowy części układu służącej do przygotowania laserów. Oznaczenia: IO to izolator optyczny, $\lambda/4$ i $\lambda/2$ to odpowiednio płytki ćwierćfalowa i półfalowa, liczby przy soczewkach oznaczają ogniskowe, P to polarymetr

polaryzację. Oprócz oczywistego celu jakim jest dostarczenie światła do eksperymentu, ma on jeszcze jedno zadanie - filtruje przestrzennie wiązkę. W światłowodzie jednomodowym może propagować się, jak się można domyślać, tylko jeden mod światła, który ma rozkład przestrzenny natężenia światła bardzo zbliżony do krzywej Gaussa, dlatego wiązka opuszczająca światłowód jednomodowy jest praktycznie gaussowska.

Przed światłowodem znajduje się płytką półfalowa i kostka światłodziela, które służą do regulacji mocy wiązki obrazującej, a następnie jeszcze jedna płytką półfalowa. Umożliwia ona dopasowanie polaryzacji względem osi szybkiej światłowodu, co jest warunkiem aby zachowywał on polaryzację.

W układzie znajdują się modulatory akustooptyczne: dwa typu Izomet 1205C, zasilane sterownikami Izomet 532C-2 (zdalne sterowanie mocą) oraz D322D (zdal-

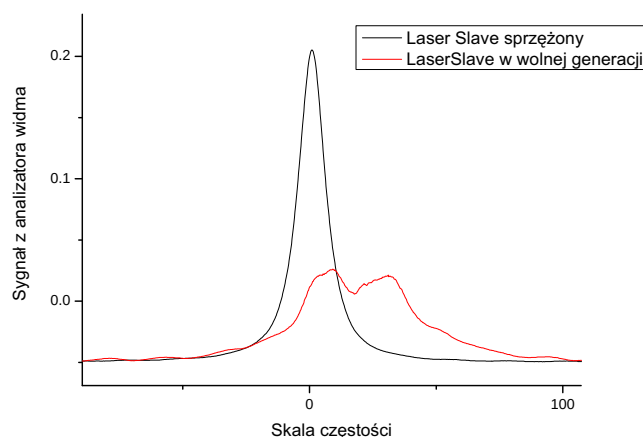
ne sterowanie częstotliwością i wyłączanie TTL). W torze lasera *Master* znajduje się AOM Brimrose, który wraz ze sterownikiem tworzy komplet o nazwie TEF-80-40-780. Każdy z nich przesuwaa częstotliwość lasera o kilkadziesiąt MHz, dlatego odstrojenia poszczególnych laserów muszą być odpowiednio dobrane. Laser *Master* jest odstrojony od przejścia pułapkującego ($F=2 - F'=3$) o 63.5 MHz ku niebieskiemu. Dlatego aby mógł zostać wykorzystany do chłodzenia, po wzmocnieniu, jego częstotliwość jest przesunięta o 80 MHz za pomocą AOM_{SLAVE} co daje odstrojenie równe 16.5 MHz ku czerwieni.

Analogicznie do obrazowania absorpcyjnego, częstotliwość wiązki obrazującej jest zmniejszana o 63.5 MHz za pomocą AOM_{FOTO} . Do układu stabilizacji jest kierowana wiązka po podwójnym przejściu przez AOM_{MASTER} , co powoduje przesunięcie częstotliwości o $2 * 96$ MHz dzięki czemu wiązka staje się rezonansowa z rezonansem krzyżowym $F = 2 - F' = 2,3$, na którym jest stabilizowany laser *Master* (rozdział 2.3).

2.2 Lasery

Jako lasera chłodzącego a także repompującego używamy laserów własnej konstrukcji wykorzystujących komercyjne diody laserowe. Taki wybór był motywowany faktem, że diody laserowe świecące na długości fali 780 nm są powszechnie stosowane w komputerowych napędach CD i DVD. W naszym przypadku są to diody GH0781RA2C i GH0781JA2 produkcji Sharp, Sanyo DL 7149-201 oraz Roithner ADL-78901TX. Diodom tego typu należy zapewnić możliwość precyzyjnej kontroli długości fali. W tym celu trzeba stabilizować warunki pracy, czyli prąd zasilania i temperaturę. Stabilność prądu zasilania zapewnia specjalnie skonstruowany sterownik wykonany przy współpracy z elektronikiem Wiesławem Wierbą. Jakość sterownika ma duże znaczenie, ponieważ długość fali istotnie zależy od prądu zasilania. Jest tak dlatego, że długość fali zależy od długości optycznej rezonatora diody laserowej, ten zależy od współczynnika załamania, który z kolei zależy od gęstości nośników prądu, a ta oczywiście zależy od natężenia prądu. Zależność tę wykorzystujemy do przestrajania lasera.

Sprawa kontroli temperatury jest bardziej skomplikowana, do tego celu wykorzystujemy element Peltiera, zasilany ze sterownika również skonstruowanego przy współpracy z Wiesławem Wierbą. Dzięki zamontowanemu w głowicy lasera termistorowi sterownik zapewnia, przy użyciu układu PID, stabilizację temperatury. Zależność długości fali lasera od temperatury wynika z termicznych zmian długości rezonatora, którym jest sama dioda laserowa, oraz zależności temperaturowej współczynnika załamania. W praktyce możliwa jest bezproblemowa regulacja temperatury diody w zakresie około 40–20 ° C, co przekłada się na zmianę długości fali o parę nanometrów. Tak przygotowana dioda ma szerokość spektralną rzędu dziesiątek MHz (choć niektóre diody mają w swobodnej generacji szerokość



Rysunek 2.3: Porównanie szerokości spektralnej lasera *Slave* sprzężonego z laserem *Master* do tego samego lasera w wolnej generacji

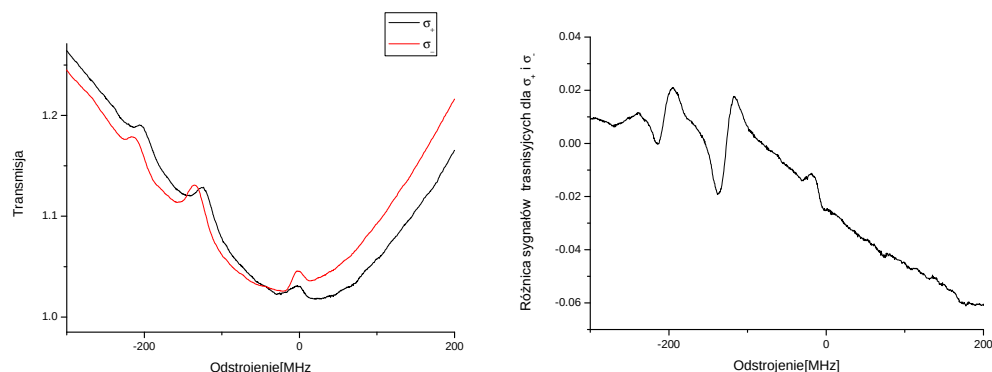
rzędu kilku MHz).

2.2.1 Rezonator zewnętrzny

Laser diodowy można ulepszyć za pomocą rezonatora zewnętrznego z siatką dyfrakcyjną. Taki rezonator ma mniejszą szerokość spektralną od rezonatora samej diody, dzięki czemu powoduje zawężenie widma do około 1 MHz. Oprócz tego, zmieniając kąt siatki w stosunku do kierunku wiązki laserowej, można przestrajać laser o dodatkowe kilka nanometrów. W naszych laserach siatka w układzie Litrowa [5] jest zamontowana na elemencie piezoelektrycznym, który przez zmianę długości rezonatora umożliwia strojenie długości fali w zakresie 1GHz.

2.2.2 Wzmacnianie

Niestety wyposażenie lasera diodowego w siatkę dyfrakcyjną powoduje znaczne zmniejszenie jego mocy, w naszym przypadku spada ona z 70 mW do około 10 mW. Taka moc jest w zupełności wystarczająca w przypadku lasera *Repumper*, jednak jest za mała dla lasera, który ma służyć jako laser pułapujący. Dlatego wzmacniamy dodatkowo promieniowanie lasera *Master* za pomocą drugiej diody przy użyciu *Injection Locking Technique* [6]. Metoda polega na tym, że część światła z lasera *Master* kierujemy do diody laserowej pracującej bez rezonatora (*Slave*). Dzięki temu *Slave* świeci z takim samym spektrum jak *Master* ale z mocą, która jest taka sama jak w wolnej generacji i wynosi w naszym przypadku 70 mW. Rysunek 2.3 przedstawia widmo lasera *Slave* w wolnej generacji oraz sprzężonego do *Mastera*. Widmo zostało uzyskane przy pomocy interferometru konfokalnego o szerokości instrumentalnej około 10 MHz. Mimo tego poszerzenia



Rysunek 2.4: Zasada działania DFDL. Lewy rysunek: Widma absorpcyjne dla ortogonalnych polaryzacji kołowych. Prawy rysunek: Widma z lewego rysunku po odjęciu dają sygnał dyspersyjny.

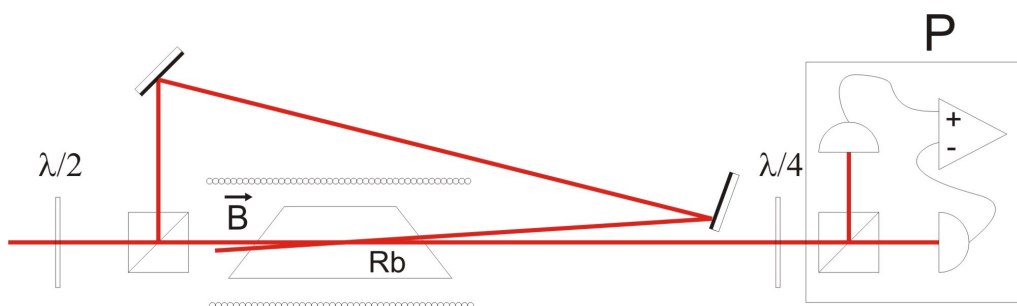
instrumentalnego widać, że laser sprzężony świeci w znacznie węższym zakresie częstości i ma znacznie większą gęstość spektralną mocy.

2.3 Stabilizacja

Do poprawnego działania pułapki magnetoptycznej są konieczne bardzo stabilne lasery. Muszą one przez wiele godzin utrzymywać stałe odstrojenie z dokładnością do pojedynczych megahertzów. Aby to osiągnąć, stabilizujemy atomy do linii atomowej. Istota problemu polega na zastosowaniu takiej metody spektroskopii aby kształt linii był dyspersyjny i najlepiej przecinający zero w miejscu gdzie chcemy stabilizować laser. Wtedy układ do stabilizacji lasera „wie”, w którą stronę laser oddala się od zadanej częstotliwości i może skorygować jego odstrojenie tak, aby laser świecił w żądanym zakresie widma. Istnieje wiele sposobów uzyskania takiego sygnału sterującego [7, 8, 9, 10, 11, 12]. W naszym układzie stosujemy dwa rodzaje spektroskopii do stabilizacji laserów: DFDL oraz oryginalnie opracowany MARS *Magnetically Amplified Rotation Spectroscopy*, oba oparte na efekcie Zeemana.

2.3.1 DFDL

Do stabilizacji lasera Master używamy dość powszechnie stosowanego „Doppler-Free Dichroic Lock” (DFDL). Metoda ta jest opisana szczegółowo w pracy [12]. Jest ona rozszerzeniem spektroskopii saturacyjnej polegającym na tym, że od-



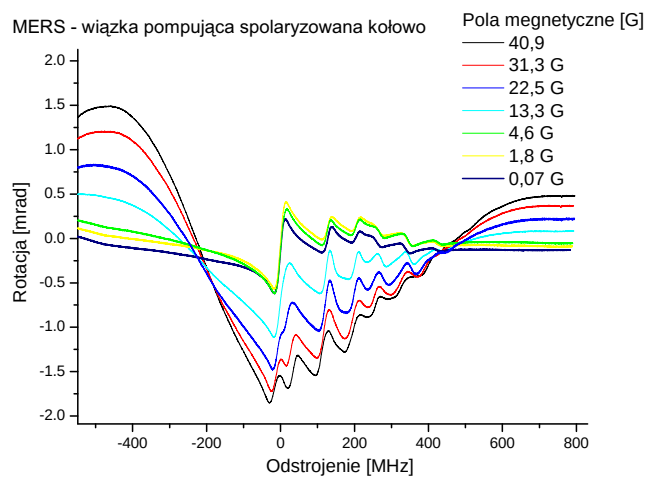
Rysunek 2.5: Schemat układu spektroskopii DFDL. Oznaczenia: B to pole magnetyczne, Rb to komórka z parami rubidu, $\lambda/4$ i $\lambda/2$ to odpowiednio płytki ćwierćfalowa i półfalowa, a P to polarymetr

dzielnie obserwujemy dipy Lamba dla każdej z polaryzacji kołowych. Mocna liniowo spolaryzowana wiązka 'pompująca' przez efekt nasycenia atomów powoduje zmniejszenie absorpcji, przy czym dipy saturacyjne dla polaryzacji kołowych σ_+ i σ_- ze względu na efekt Zeemana pojawiają się dla różnych odstrojeń. Jeżeli pole magnetyczne jest odpowiednio dobrane, to po odjęciu widma transmisji dla wiązek σ_+ i σ_- powstaje dyspersyjny kształt odpowiedni do stabilizacji laserów (rys. 2.4).

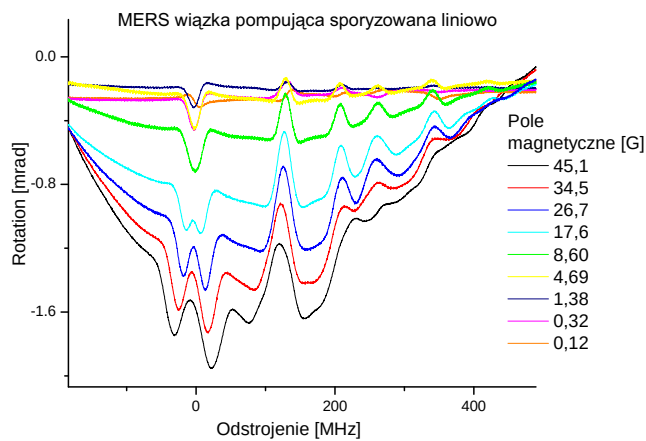
Układ o takiej spektroskopii przedstawia rys. 2.5. Komórka z parami rubidu o długości 7.5 cm jest umieszczona w polu magnetycznym wytwarzanym przez solenoid o długości 12 cm średnicy 5 cm i 410 zwojach. Wytwarza on pole magnetyczne równe 46 G przy prądzie 1 A. Na komórkę świecimy dwiema prawie przeciwniebieżnymi wiązkami: silną liniowo spolaryzowaną „pompującą” oraz słabą próbkującą o ortogonalnej polaryzacji. Wiązka próbkująca po przejściu przez komórkę pada na „ćwierćfalówkę” a następnie na kostkę polaryzującą. Taki układ powoduje że, wcześniej liniowo spolaryzowana wiązka próbkująca, rozdzielona jest na dwie wiązki kołowo spolaryzowane. Dzięki temu możemy niezależnie rejestrować absorpcję składowych σ_+ i σ_- . Widma transmisyjne tych składowych są przedstawione na wykresie 2.4. Po odjęciu widm uzyskujemy dyspersyjny sygnał przydatny do stabilizacji laserów.

2.3.2 MARS

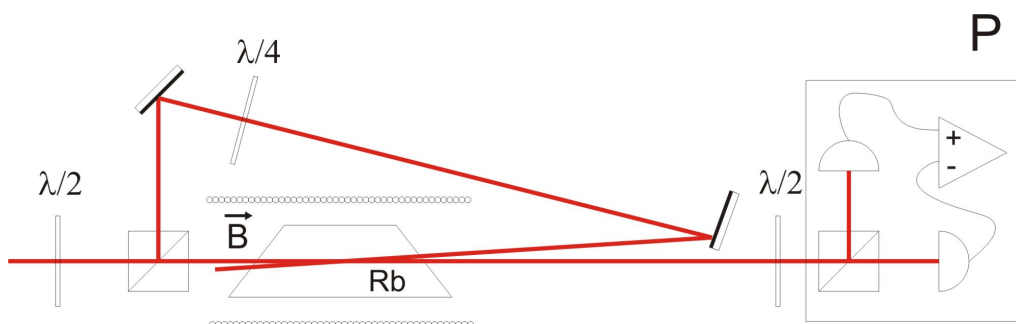
Do stabilizacji laserów można również wykorzystać spektroskopię polaryzacyjną [13], w której jak w DFDL stosuje się dwie wiązki: silną pompującą oraz słabą próbkującą. Różnica polega na tym, że nie badamy dichroizmu tylko dwójłomność kołową spowodowaną przez wiązkę pompującą. Przydatność takiej spektroskopii do stabilizacji laserów zastała zademonstrowana w pracach [9, 10, 14]. Praca [10] podkreśla, że w podobnych warunkach eksperymentalnych przy użyciu zrównoważonego polarymetru sygnał jest 10 - krotnie większy od sygnału obserwowanego



Rysunek 2.6: Skręcenie płaszczyzny polaryzacji przy kołowo spolaryzowanej wiązce pompującej. Poprzeczne pola magnetyczne są kompensowane



Rysunek 2.7: Skręcenie płaszczyzny polaryzacji przy liniowo spolaryzowanej wiązce pompującej. Poprzeczne pola magnetyczne są kompensowane



Rysunek 2.8: Schemat układu spektroskopii MARS. Oznaczenia jak na rysunku 2.5

przy użyciu klasycznego układu skrzyżowanych polaryzatorów, czy też sygnału spektroskopii absorpcyjnej. W pracy [14] autorzy tworzą pomysłową kombinację spektroskopii polaryzacyjnej i saturacyjnej po to, aby zwiększyć zakres wychwytu układu stabilizacji lasera do 2×100 MHz.

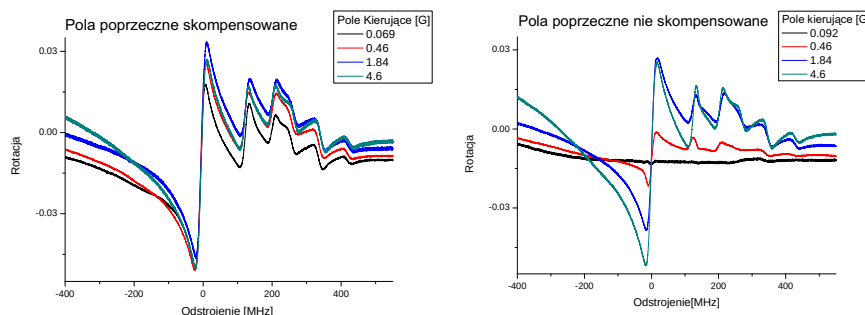
Kolejną ewolucję spektroskopii polaryzacyjnej zaproponowano w pracy [11]. Autorzy używają dwóch wiązek próbkujących o polaryzacji liniowej oraz dwóch wiązek pompujących o ortogonalnych polaryzacjach kołowych. Badają różnicę wpływu dwóch różnych polaryzacji wiązki pompującej na polaryzację wiązki próbkującej. Zaletą tej metody jest całkowity brak tła oraz gwarancja, że sygnał błędu przecina zero dokładnie w miejscu gdzie znajduje się linia atomowa, bez względu na kąt pomiędzy polaryzatorem a analizatorem w torze wiązki próbkującej.

W spektroskopii polaryzacyjnej skręcenie płaszczyzny polaryzacji wywołuje wiązkę pompującą. Wiadomo że skręcenie polaryzacji może wywołać również efekt Faradaya. W pracy [15] zaproponowano użycie tego efektu do stabilizacji laserów. Przy czym badano tam rotację Faradaya bez użycia wiązki pompującej, w związku z czym otrzymane sygnały miały szerokość dopplerowską, co nie pozwala na osiągnięcie stabilizacji odpowiednio precyzyjnej do eksperymentów z zimnymi atomami.

Opracowana w ramach tej pracy metoda *Magnetically Amplified Rotation Spectroscopy* (MARS) polega na wykorzystaniu obu mechanizmów rotacji. Stosujemy spektroskopię polaryzacyjną w polu magnetycznym. Silne pole magnetyczne rozszczepia poziomy i powoduje zmianę kształtu linii, ale nawet słabe pole magnetyczne ma istotny wpływ na widmo poprzez zmniejszenie depolaryzacji przez obecność niezerowych poprzecznych składowych magnetycznego pola ziemskiego.

Zasada działania MARS

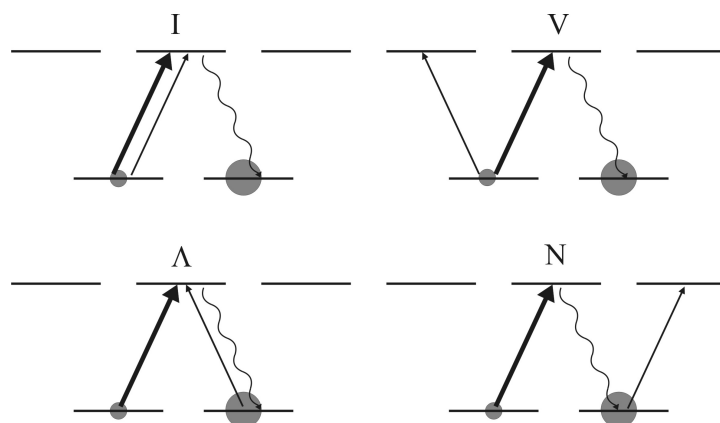
Układ do spektroskopii MARS wygląda bardzo podobnie do układu DFDL. Różni je dwa szczegóły: w torze wiązki pompującej znajduje się płytka ćwierćfalowa, która umożliwia zmianę polaryzacji tej wiązki na kołową a przed kost-



Rysunek 2.9: Porównanie sygnałów spektroskopii polaryzacyjnej przy skompensowanych i nieskompensowanych poprzecznych polach magnetycznych dla różnych wartości pola kierującego

ką PBS dzielącą światło do detektorów zamiast płytki ćwierćfalowej znajduje się płytka półfalowa. To właśnie ta płytka powoduje, że nie badamy dichroizmu tylko rotację polaryzacji. Ta płytka półfalowa skręca płaszczyznę polaryzacji, początkowo poziomo spolaryzowanej wiązki próbującej o 45 stopni, przez co wiązka pada pod takim właśnie kątem na kostkę światło-dzielącą przed detektorami. Taki sam efekt można uzyskać obracając cały układ polarymetru (P) wokół osi wiązki. Jeżeli polaryzacja wiązki po przejściu przez próbkę jest dalej pozioma, to na oba detektory pada tyle samo światła i po odjęciu sygnału z detektorów otrzymujemy zero. Jeżeli jednak płaszczyzna polaryzacji uległa skręceniu w komórce, to na jeden z detektorów za kostką światło-dzielącą padnie więcej światła i uzyskamy sygnał niezerowy. Taki układ detekcyjny nazywamy zrównoważonym polarymetrem.

Kształt tak powstałego widma mocno zależy od polaryzacji wiązki pompującej. Przy zastosowaniu kołowo spolaryzowanej wiązki pompującej, linie mają kształt dyspersyjny - odpowiedni do stabilizacji laserów. Małe pole magnetyczne skierowane wzdłuż cewek działa jako pole kierujące: powoduje, że kierunkiem wokół jakiego precesują atomy jest kierunek pola magnetycznego, a tym samym wiązki. Zapobiega to depolaryzacji atomów przez poprzeczne pole magnetyczne. Podobny efekt można uzyskać za pomocą ekranowania magnetycznego, jednak budowa cewki jest o wiele łatwiejsza niż budowa ekranu. Rys. 2.9 przedstawia widma uzyskane przy małych polach magnetycznych. Widać, że kompensacja poprzecznych pól magnetycznych daje takie same rezultaty jak dodanie pola kierującego, jednak to drugie rozwiązanie jest znacznie prostsze technicznie. Dla większych pól magnetycznych (powyżej kilku gaussów) przesunięcie Zeemana staje się większe niż szerokość linii i powstają wtedy dodatkowe krzywe dyspersyjne, które rów-



Rysunek 2.10: Schematyczne przedstawienie wkładu różnych przyczynków od poszczególnych rezonansów krzyżowych na sygnał magnetorotacji. Pogrubiona strzałka oznacza światło pompujące, cieńsza - światło próbkujące, natomiast fala - emisję spontaniczną.

nież można wykorzystać do stabilizacji. Krzywe te są przesunięte względem linii atomowej, co więcej przesunięciem tym można sterować za pomocą pola magnetycznego, co w zasadzie umożliwia stabilizację częstości lasera dowolnie odstrojonego (w zakresie kilkudziesięciu megaherców). Zmiana ta jest szczególnie silna kiedy wiązka pompująca jest spolaryzowana liniowo. W takim przypadku dla pola równego zero w ogóle nie ma sygnału i pojawia się on dopiero przy polu magnetycznym rzędu kilku gaussów (rys. 2.7).

Analiza za pomocą modelu IVAN

Mechanizmem jaki stoi za subdopplerowskim charakterem widm jest pompowanie optyczne z selekcją prędkości (VSOP czyli *Velocity Selective Optical Pumping*). Wiazka pompująca zmienia rozkład obsadzeń poszczególnych podpoziomów atomowego stanu podstawowego (m_F), co oczywiście ma wpływ na współczynnik załamania, ze względu na różnice między współczynnikami Clebscha-Gordona dla różnych podpoziomów stanu podstawowego. Często prowadzi to do dwójłomności kołowej ośrodka, którą badamy mierząc skręcenie płaszczyzny polaryzacji wiązki próbkującej. Analiza takiego pompowania jest szczególnie skomplikowana dla niezerowych pól magnetycznych. Wtedy ze względu na przesunięcie Zeemana poszczególne poziomy zeemanowskie są rezonansowe dla różnych odstrojeń. Analizę widm dla takiego przypadku ułatwia model wprowadzony w pracy [16]. W modelu tym zakładamy, że wiązka pompująca opróżnia niektóre poziomy z atomów a zwiększa populację innych. Ważnym elementem tego modelu jest uwzględnienie czteropoziomowych rezonansów krzyżowych typu N często pomijanych w prostszych modelach. Do ilościowego opisu tych procesów dzielimy koncepcyjnie podpoziomy w atomie na układy: I, Λ , V oraz N (rys.2.10). Liczy-

my przyczynki do obrotu płaszczyzny polaryzacji od każdego z takich układów z osobna i sumujemy wszystkie przyczynki aby uzyskać całkowitą rotację.

W tym podejściu trzeba uwzględnić wszystkie poziomy, do których deekscytują atomy, dlatego tutaj ograniczymy się do modelowania widm na przejściu zamkniętym $F=2-F'=3$, kiedy rotacja jest dana przez:

$$R(\omega) = \sum m[I_{m+1,m}(\omega) - I_{m-1,m}(\omega) + V_{m+1,m}(\omega) - V_{m-1,m}(\omega) + \Lambda_{m+1,m}(\omega) - \Lambda_{m-1,m}(\omega) + N_{m+1,m}(\omega) - N_{m-1,m}(\omega)], \quad (2.1)$$

gdzie I, V, Λ, N to przyczynki od poszczególnych układów, które za pracą [16] można zapisać :

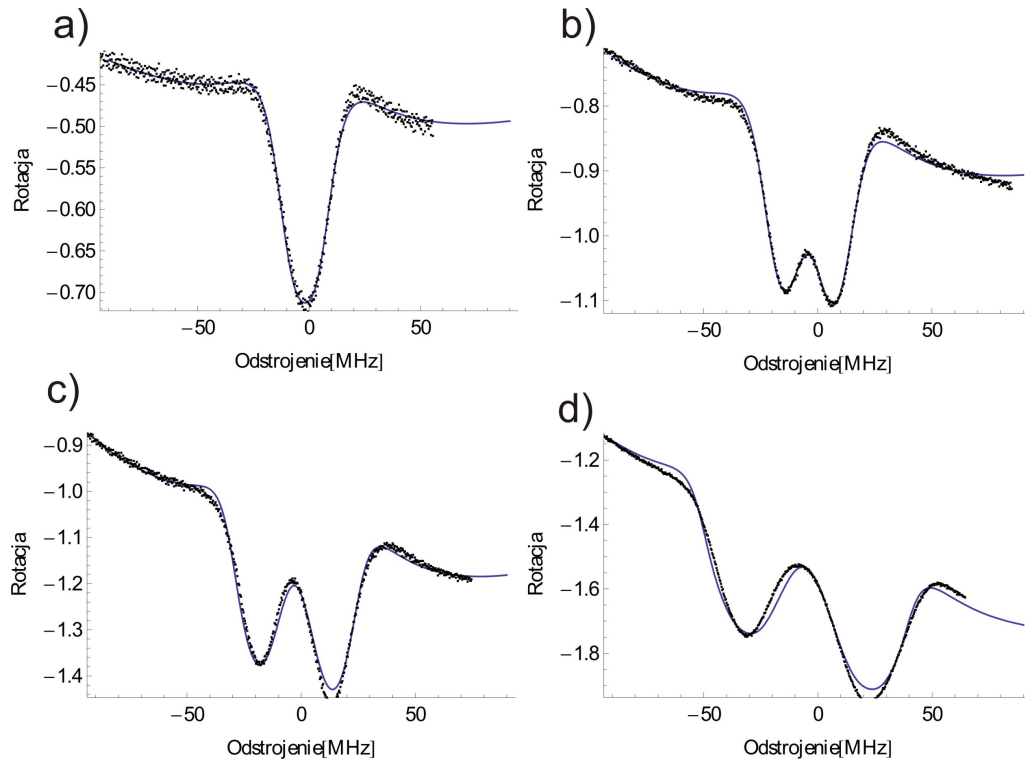
$$\begin{aligned} I_{M,m}(\omega) &= -|d_{M,m}|^4(1 - b_{M,m}) \frac{\omega - \omega_{M,m}}{(\omega - \omega_{M,m})^2 + (\Gamma/2)^2} \\ V_{M,m}(\omega) &= -|d_{M,m}|^2|d_{M',m}|^2(1 - b_{M',m}) \frac{\omega - 1/2(\omega_{M,m} + \omega_{M',m})}{(\omega - 1/2(\omega_{M,m} + \omega_{M',m}))^2 + (\Gamma/2)^2} \\ \Lambda_{M,m}(\omega) &= |d_{M,m}|^2|d_{M',m}|^2b_{M,m} \frac{\omega - 1/2(\omega_{M,m} + \omega_{M',m'})}{(\omega - 1/2(\omega_{M,m} + \omega_{M',m'}))^2 + (\Gamma/2)^2} \\ N_{M,m}(\omega) &= |d_{M,m}|^2|d_{M',m'}|^2b_{M,m} \frac{\omega - 1/2(\omega_{M,m} + \omega_{M',m'})}{(\omega - 1/2(\omega_{M,m} + \omega_{M',m'}))^2 + (\Gamma/2)^2} \end{aligned} \quad (2.2)$$

gdzie $d_{M,m}$ to elementy macierzy gęstości , $b_{M,m}$ to współczynniki rozgałęzienia (*branching ratio*) a

$$\omega_{M,m} = \omega_{F,f}^0 - (Mg_F - mg_f)\mu_B B \quad (2.3)$$

to częstości rezonansowe przejść pomiędzy poszczególnymi poziomami magnetycznymi, $\omega_{F,f}^0$ to nieprzesunięta polem magnetycznym częstość przejścia, g_f i g_F to czynniki Landego dla stanu podstawowego i wzbudzonego, μ_B to magneton Bohra a B to natężenie pola magnetycznego.

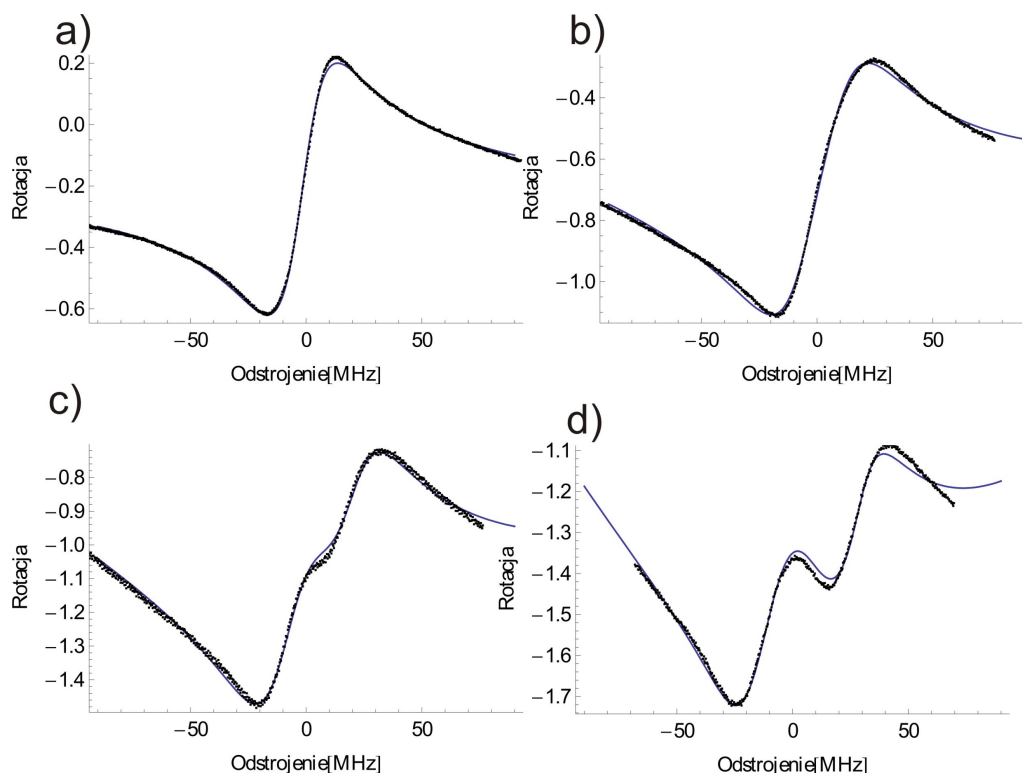
Model IVAN został stworzony do opisu magnetorotacji w polach znoszących degenerację, ale nie załamuje się w zerowym polu. Na rysunku 2.10 przedstawione są tylko przykłady dla wiązki pompującej o polaryzacji σ_+ . Kiedy wiązka pompująca jest spolaryzowana liniowo, traktujemy ją jako superpozycję σ_+ i σ_- . Trzeba wówczas uwzględnić również lustrzane odbicia wszystkich układów I, V, Λ, N . Jeżeli w takim przypadku próbka jest umieszczona w zerowym polu magnetycznym, pompowanie odbywa się symetrycznie i ogólnie nie ma żadnego czynnika łamiącego symetrię. Wtedy przyczynki do skręcania polaryzacji w jedną i drugą stronę idealnie się kompensują, więc nie obserwujemy rotacji. Na rys. 2.7 widać, że rzeczywiście dla bardzo małych pól rotacja jest szczątkowa. Kiedy degeneracja stanów zostaje zniesiona przez pole magnetyczne, pojawiają się sygnały nawet dla liniowo spolaryzowanej wiązki pompującej. Warto zwrócić



Rysunek 2.11: Krzywe teoretyczne dopasowane do danych doświadczalnych dla rotacji Faradaya. Pole magnetyczne w eksperymencie wynosiło: a – 8.6 G , b – 17.6 G c – 26.7 G, d – 45.1 G. Pole magnetyczne wyznaczone z dopasowania krzywych wynosiło odpowiednio: 7.5 G, 14.7 G, 21 G, 34 G

uwagę na ich nietrywialny kształt, zwłaszcza dla przejścia cyklicznego $F=2-F'=3$. Nie jest to złożenie dwóch krzywych Lorentza, jakie by powstały gdyby wszystkie atomy zostały przepompowane do stanów o największym rzucie spinu (m_F). Aby skonfrontować wyniki doświadczeń z modelem, dopasowano krzywe opisane wzorem (2.1) do danych pomiarowych. Wolnymi parametrami oprócz dodanej do wzoru paraboli, mającej symulować doplerowskie tło, była amplituda sygnału, jego szerokość oraz natężenie pola magnetycznego. Jak widać z rysunku 2.11 krzywe modelowe dobrze pasują do danych doświadczalnych, choć pole magnetyczne wyznaczone z dopasowania modelu jest nieco niższe niż było w eksperymencie. Może to być spowodowane faktem, że pole magnetyczne było wytwarzane przez solenoid, który był niewiele dłuższy od komórki z rubidem, w związku z tym pole wzdłuż komórki było dosyć niejednorodne. Należy zwrócić uwagę na to, że powstały tutaj kształt krzywych jest dość nietypowy i nie da się go opisać przy założeniu, że cały sygnał jest zdominowany przez rotację od najmocniejszych przejść czyli pomiędzy poziomami o największych wartościach rzutu spinu (m_F) jak to błędnie zasugerowano w pracy [17].

W przypadku kołowo spolaryzowanej wiązki pompującej skrócenie płasz-



Rysunek 2.12: Krzywe teoretyczne dopasowane do danych doświadczalnych dla rotacji Faradaya dla kołowo spolaryzowanej wiązki pompującej. Pole magnetyczne w eksperymencie wynosiło: a – 0 , b – 13.4 G , c – 22.5 G, d – 31 G. Przy dopasowaniu krzywej do wykresu „a” , natężenie pola magnetycznego nie było wolnym parametrem tylko było zadane - równe zero. Natomiast dla pozostałych przypadków, wyznaczone z dopasowania krzywych, wynosiło odpowiednio: 9.2 G, 19.3 G oraz 27 G

czynny polaryzacji zachodzi nawet dla zerowego pola, jednak dla większych pól magnetycznych sygnał ten się deformuje. Model IVAN dobrze to opisuje. Widać to na rysunku 2.12, który przedstawia wyniki doświadczalne z dopasowanymi krzywymi.

Modelem bardziej zaawansowanym niż omawiany, jest model przedstawiony w pracy [8] przez Do i innych, oparty na rachunku macierzy gęstości. W pracy tej autorzy analizują kształt widma spektroskopii polaryzacyjnej, ale ograniczają się tylko do przypadku zerowego pola magnetycznego. Pokazują, że zastosowany przez nich model rzeczywiście lepiej oddaje kształt widma, przy czym w przypadku dyskutowanych tutaj przejść zamkniętych $F=2-F'=3$ dla 87^{Rb} i $F=3-F'=4$ dla 85^{Rb} nie widać rozbieżności pomiędzy modelem IVAN a wprowadzonym przez Do i innych. Rozbieżność pomiędzy powyższymi modelami wynika z tego, że w modelu Nakayamy i innych zostały pominięte niestacjonarne efekty w pompowaniu [18, 19], które praca Do uwzględnia. Jeśli istnieje stan ciemny (lub stany ciemne),

z którego atomy nie są wzbudzone, to w stanie stacjonarnym wszystkie atomy są przepompowane do tego stanu. Jednak w eksperymencie z komórkami czas przelotu przez wiązkę wynosi kilka mikrosekund i jest porównywalny z czasem potrzebnym do pompowania optycznego. Dlatego przybliżenie stacjonarne działa dobrze tylko dla przejść cyklicznych gdzie nie ma stanu ciemnego.

Inną pracą przewidującą kształt linii jest [20], w której autorzy w spektroskopii typu VSOP zakładają że, atomy nie poruszają się. Takie podejście daje dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi dla małych pól magnetycznych, jednak kiedy przesunięcia poziomów stają się porównywalne z szerokością linii, przewidywane kształty zawarte w pracy mijają się z wynikami doświadczalnymi.

Podsumowanie

Spektroskopia polaryzacyjna nadaje się dobrze do stabilizacji laserów, jednak jej usprawnienie metodą MARS polegające na dodaniu pola magnetycznego, z jednej strony czyni sygnał bardziej stabilnym a nawet go zwiększa, a z drugiej strony poszerza możliwości spektroskopii umożliwiając stabilizację lasera dość daleko od linii atomowej. Model IVAN dobrze opisuje kształt linii przejść cyklicznych dla kołowej i liniowej polaryzacji wiązki pompującej także w obecności pola magnetycznego, jednak opis przejść niecyklicznych wydaje się wymagać uwzględnienia efektów niestacjonarnych.

2.4 Źródła pól magnetycznych

2.4.1 Cewki MOT

Gradientowe pole magnetyczne potrzebne do działania pułapki MOT jest wytwarzane przez dwie cewki w układzie antyhelmholtzowskim o promieniu 9.5 cm oddalone od siebie o $2a = 11.5$ cm. Na każdej z cewek znajduje się 300 zwojów drutu o średnicy 1.2 mm. Przy przeciwnych kierunkach przepływu prądu cewki wytwarzają pole niejednorodne o symetrii kwadrupolowej. Gradient wzdłuż osi cewek jest dwukrotnie większy niż w pozostałych dwóch kierunkach. Można go określić ze wzoru

$$\frac{dB}{dZ}_{z=0} = 3\mu_0 n I \frac{aR^2}{(a^2 + R^2)^{5/2}}, \quad (2.4)$$

gdzie $\mu_0 = 1.2566$ G cm/A, r = promień cewek, $2a$ odległość między cewkami, n liczba zwojów, I prąd. Wartości wyliczone dla naszych cewek to 3.48 G/cm przy prądzie 1 A. Czyli cewki te przy prądzie 2.5 A, czyli takim jaki na nie podajemy, wywarzają pole o gradiencie 8.6 G/cm.

2.4.2 Cewki kompensacyjne

Na każdy z karkasów, na których znajdują się cewki kwadrupolowe, nawinięto dodatkowo po 30 zwojów, w których prąd biegnie równolegle. Pole wytwarzane przez te zwoje ma za zadanie kompensować ziemskie pole magnetyczne w kierunku pionowym. Wartość pola można wyliczyć ze wzoru

$$B_{z=0} = \mu_0 n I \frac{R^2}{(a^2 + R^2)(3/2)}. \quad (2.5)$$

Dla naszych cewek $B_0 = 24.8$ G dla $I=1$ A. Karkasy, na których nawinięte są omawiane cewki przylegają bezpośrednio do komory próżniowej, co spowodowało konieczność zastosowania chłodzenia wodnego. Cewki gradientowe przy prądzie 2.5 A nagrzewają się do około 60 °C. Nie jest to groźne dla samych cewek, ale podgrzanie komory próżniowej do takiej temperatury powoduje znaczne pogorszenie próżni.

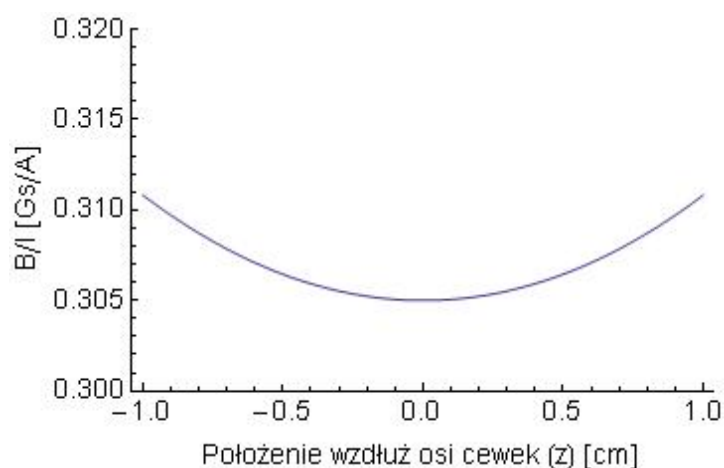
Do kompensacji pola magnetycznego w pozostałych (poziomych) kierunkach użyte zostały dwie pary cewek prostokątnych o wymiarach 15.5×8.5 cm i 100 zwojach drutu o średnicy 1.2 mm. Są one oddalone od siebie o 40 cm dla jednej składowej pola ziemskiego i 68 cm dla drugiej. Takie wymiary cewek, a szczególnie duża odległość pomiędzy nimi, nie są optymalne dla osiągnięcia dużego i jednorodnego pola magnetycznego. Zostały narzucone przez rozmiar i geometrię komory próżniowej oraz rozmieszczenie elementów optycznych w jej okolicy. Pole generowane przez takie cewki można obliczyć ze wzoru:

$$B_{z=0} = \frac{2\mu_0 I}{\pi} \frac{a^2 + b^2 + 8l^2}{(a^2 + 4l^2)(b^2 + 4l^2)\sqrt{a^2 + b^2 + 4l^2}}, \quad (2.6)$$

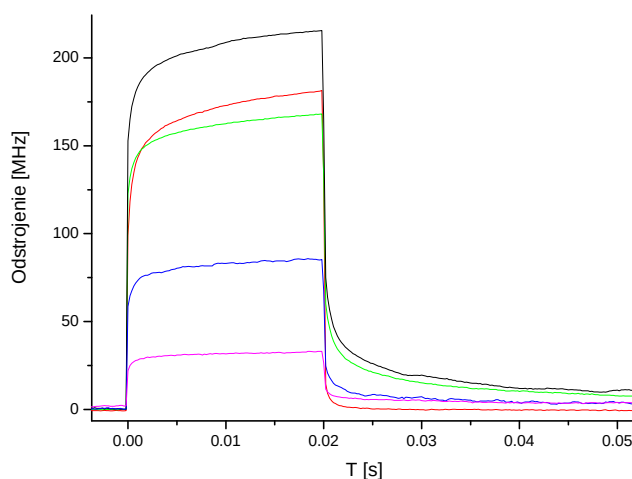
gdzie a i b to długości boków cewek, l połowa odległości pomiędzy cewkami, reszta symboli taka jak w (2.4) Wartość natężenia, przy prądzie równym 1 A, pola wynosiła 0.55 i 0.125 G odpowiednio dla cewek oddalonych o 40 i 68 centymetrów.

2.4.3 Cewki kierujące

Do eksperymentów ze spolaryzowanymi atomami opisanymi w rozdziale 4.5 konieczne są cewki kierujące, które zapobiegają precesji atomów w polu magnetycznym prowadzącej do depolaryzacji. W naszym przypadku jest to para cewek zawierających 20 zwojów drutu o średnicy 1.5 mm, a oddalonych od siebie o 28 cm. Są to cewki okrągłe o promieniu 6.75 cm. Pole generowane przez nie, obliczone ze wzoru (2.4), przy prądzie 1 A, wynosi 0.3 G. Wykres przedstawia natężenie pola magnetycznego na osi cewek. Dla wytworzenia jednorodnego pola magnetycznego najlepiej sprawdzają się cewki w układzie Helmholtza, kiedy odległość pomiędzy cewkami jest równa promieniowi cewek. Nasze cewki nie spełniają tego warunku, odległość pomiędzy nimi jest ponad cztery razy większa od promienia. Mimo tego, pole wytworzone przez nie jest w miarę jednorodne w miejscu, gdzie znajduje się MOT. Ilustruje to wykres 2.13.



Rysunek 2.13: Rozkład pola magnetycznego na osi cewek pola kierującego w pobliżu środka odległości pomiędzy nimi



Rysunek 2.14: Wykres przedstawiający jak szybko laser *Master* przestrajają się przy zmianie prądu. W chwili $T=0$ zmieniono prąd w celu zwiększenia odstrojenia a w chwili $T=0,02s$ zmieniono prąd w celu powrotu do oryginalnego odstrojenia.

2.5 Przestrajanie laserów

Do załadowania pułapki dipolowej potrzebne jest między innymi przestrojenie laserów chłodzących na czas rzędu kilkudziesięciu milisekund. Nasz układ umożliwia to na dwa sposoby. Zachowując stabilizację możemy przestrajac lasery o częstotliwość do 90 MHz. Kiedy zachodzi potrzeba większego odstrojenia, możemy to zrobić, ale laser chłodzący przestaje być wówczas stabilizowany.

2.5.1 Przestrzajanie z zachowaniem stabilizacji

Metoda przestrzajania lasera z zachowaniem stabilizacji wykorzystuje sprytny pomysł. Laser jest stabilizowany na linii atomowej. Układ sprzężenia zwrotnego steruje siatką dyfrakcyjną w laserze tak, aby laser cały czas świecił na linii atomowej. Kiedy zachodzi potrzeba przestrojenia lasera, robimy to zmieniając prąd diody laserowej*. Jednocześnie, synchronicznie ze zmianą prądu, zmieniamy częstotliwość na jakiej pracuje AOM znajdujący się przed układem do stabilizacji, tak aby częstość światła po podwójnym przejściu przez AOM zmieniła się o tyle samo o ile przestrzajamy laser, lecz z przeciwnym znakiem. Dzięki temu do układu stabilizacji trafia cały czas światło o tej samej częstości i układ cały czas stabilizuje laser. Zakres takiego przestrzajania jest ograniczony przez zakres częstości na jakich może pracować AOM. W naszym przypadku zakres przestrzajania modulatora AOM wynosi 40 MHz, w związku z tym możemy przestroić laser o $2 \times 40 = 80$ MHz.

2.5.2 Przestrzajanie w szerokim zakresie

Aby przestroić laser w większym zakresie również zmieniamy prąd jaki podajemy na diodę, przy czym zamiast „oszukiwać” układ stabilizacji zmieniając częstość kierowanego do niego światła za pomocą AOM, po prostu wyłączamy to światło za pomocą tego samego AOM. Układ do stabilizacji, który stosujemy jest tak skonstruowany, że kiedy nie pada na niego żadne światło, sygnał błędu jest równy zero. Powoduje to, że układ do stabilizacji nie próbuje zmieniać częstości lasera podczas fazy odstrojenia. Taka procedura pozwala w praktyce na odstrojenie lasera na kilkaset milisekund. Jeżeli po takim czasie wrócimy do oryginalnego odstrojenia i odsłonimy wiązkę biegnącą do układu stabilizacji, laser pozostaje stabilizowany do linii atomowej. To jak szybko laser *Master* przestrzaja się przy zmianie prądu przedstawia wykres 2.14.

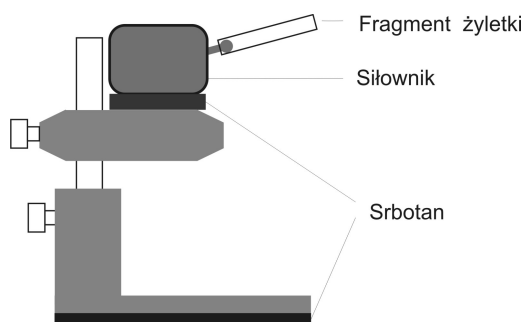
2.6 Synchronizacja czasowa eksperymentu

Opisane w poprzednim akapicie przestrzajanie laserów jak i ich wyłączanie i włączanie oraz osłabianie wiązek musi być bardzo dobrze zsynchronizowane w czasie, tak aby cała procedura ładowania pułapki i diagnostyki przebiegała zgodnie z założeniami. Dlatego konieczne było wyznaczenie stałych czasowych oraz opóźnień z jakimi działają urządzenia odpowiadające za zmianę parametrów.

2.6.1 Migawki

W doświadczeniu wiązki laserowe są włączane i wyłączane za pomocą modulatorów AOM oraz elektro-mechanicznych migawek. Migawki częściowo własnej

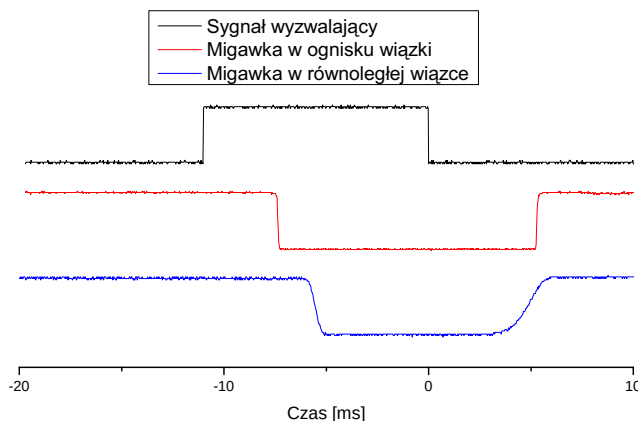
*Jak szybko laser *Master* przestrzaja się przy zmianie prądu przedstawia wykres 2.14



Rysunek 2.15: Rysunek poglądowy migawki naszej konstrukcji

konstrukcji wykorzystują fabryczne sterowniki *Uniblitz* CCS-2 i siłowniki do migawek produkcji *Morting*. Do siłowników przeklejamy bezpośrednio część żyłki, która służy do przysyłania wiązki. Taka migawka wprowadza nieco vibracji do układu, dlatego ważne jest odizolowanie migracji od układu. Do tego celu używamy syntetycznego materiału - sorbotanu (firmy *Sorbotane*). Naszą migawkę przyklejamy do uchwyty mocującego tak, że oddziela je warstwa sorbotanu. Kolejna warstwa sorbotanu znajduje się pomiędzy elementem mocującym a stołem optycznym. Taka izolacja tłumi w wystarczającym stopniu drgania, które mogą być przenoszone przez stół. Niestety migawki są dość głośne i fale dźwiękowe przenoszone przez powietrze zaburzają nieco pracę laserów. Obserwujemy to przez zmianę sygnału błędów stabilizacji laserów podczas przełączenia migawki. Hałasliwość nie jest jedyną wadą migawek. Mają one dość długie czasy przełączania i opóźnienia pomiędzy sygnałem wyzwalającym migawkę a rzeczywistym przysłonięciem wiązki sięgającymi kilku milisekund. Czas przełączenia można skracać umieszczając migawkę w ognisku teleskopu, jeżeli taki teleskop znajduje się w torze wiązki którą chcemy zasłonić. Wtedy czas przełączenia można skrócić do $100\mu s$. Kiedy migawka nie jest w ognisku, czas przełączania zależy oczywiście od wielkości wiązki, ale przy typowej wiązce o szerokości około 1 mm, czas ten wynosi około 1 ms.

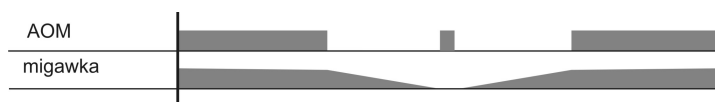
Rys. 2.16 przedstawia porównanie szybkości zamykania i otwierania migawki umieszczonej w ognisku i w wiązce o średnicy około 1 milimetra. Oprócz czasu zamykania istotnym parametrem związanym z szybkością pracy migawki jest opóźnienie. Migawka zamyka się dopiero kilka milisekund po sygnale wyzwalającym. Na szczęście to opóźnienie jest stałe, dlatego można je precyzyjnie wyznaczyć i następnie uwzględnić przy tworzeniu programu sterującego. W naszym eksperymencie mierzyliśmy opóźnienia migawek wstawiając fotodiodę w tor interesującej nas wiązki, następnie na oscyloskopie mierzyliśmy przesunięcie czasowe sygnału z fotodiody względem sygnału wyzwalającego migawkę (rys.2.16). Opóźnienia zamykania i otwierania poszczególnych migawek przedstawia tabela 2.6.1. Opóźnienie wiąże się z kolejną niedogodnością, mianowicie nie można otworzyć



Rysunek 2.16: Pomiar opóźnień i czasów przełączania migawki w ognisku i w wiązce równoległej

	otwarcie [ms]	zamknięcie [ms]
włączanie repumper	3.8	4.14
osłabienie repumper	5.3	5.4
włączanie slave	5.3	3.7

Tabela 2.1: Opóźnienia przy otwieraniu i zamykaniu poszczególnych migawek względem sygnału sterującego



Rysunek 2.17: Sekwencja czasowa pozwalająca uzyskać krótki błysk światła przy zachowaniu stabilnej pracy AOM

lub zamknąć migawki na dowolnie krótki czas. Minimalny czas otwarcia w naszym przypadku wynosi mniej więcej tyle co czas opóźnienia, czyli kilka milisekund.

2.6.2 AOM

Z powodu wolego działania migawek, w sytuacjach kiedy chcemy użyć krótkiego (poniżej kilku milisekund) błysku światła, jesteśmy zmuszeni użyć modulatora akustooptycznego, używając wiązki z pierwszego (lub minus pierwszego) rzędu dyfrakcji. Jeżeli chcemy wyłączyć wiązkę, po prostu wyłączamy AOM. Modulator akustooptyczny umożliwia wyłączenie i włączenie wiązki w czasie jaki potrzebuje fala dźwiękowa na przebycie odległości równej szerokości wiązki, jest to czas rzędu $1\mu s$. Ponadto nie występuje w nim obserwowalne opóźnienie reakcji. Efektem

ubocznym działania AOM jest to, że przesuwają on częstotliwość wiązki laserowej o kilkadziesiąt megaherców co trzeba brać pod uwagę przy projektowaniu układu. Ponadto część światła przecieka do pierwszego rzędu, nawet gdy tego nie chcemy. Jest to w niektórych przypadkach spowodowane tym, że w praktyce sterownik nie zawsze jest w stanie wyłączyć w pełni sygnał *RF*. Jednak nawet przy idealnie działającym sterowniku część światła rozprasza się na kryształach w AOM i trafia do aparatury. Dlatego do blokowania wiązek zawsze oprócz modulatorów AOM używamy jednocześnie migawek.

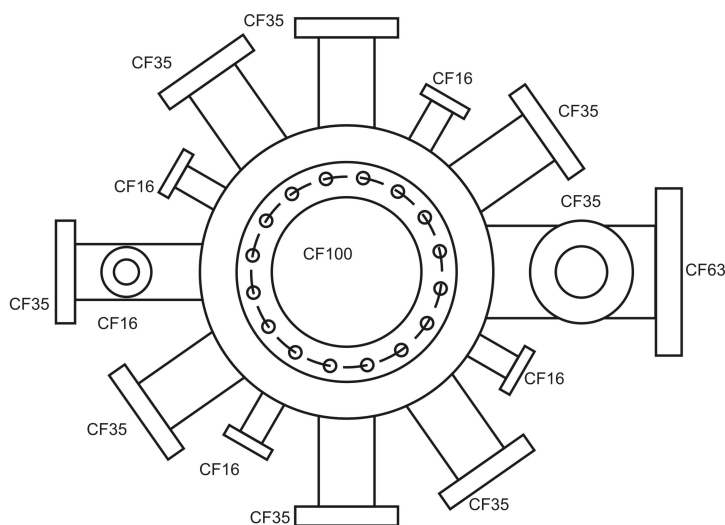
Tak zainstalowana migawka ma jeszcze jedno zastosowanie, mianowicie można dzięki niej poprawić stabilność pracy AOM. Problem polega na tym, że z jednej strony wydajność oraz kąt pod jakim AOM rozprasza światło, a nawet polaryzacja, zależą od temperatury AOM, a z drugiej strony AOM grzeje się podczas pracy. Dlatego kiedy wyłączamy i włączamy wiązkę przy pomocy AOM zmienia się temperatura i jego praca przestaje być powtarzalna. Aby zminimalizować ten efekt, najlepiej jest utrzymać AOM włączony jak najdłużej i wyłączać go tylko na jak najkrótsze okresy (rys. 2.17). Pomaga w tym migawka zainstalowana w torze wiązki. Kiedy chcemy błysnąć wiązką na czas $100\mu\text{s}$ co 4 sekundy, jak to ma miejsce w przypadku zdjęć absorpcyjnych, to utrzymujemy AOM włączony przesłaniając jednocześnie wiązkę migawką. Kilka milisekund przed planowaną ekspozycją wyłączamy AOM, otwieramy migawkę, włączamy AOM na czas potrzebny do wykonania zdjęcia, zamykamy migawkę i z powrotem włączamy AOM. Dzięki takiej procedurze, AOM w cyklu trwającym 4 sekundy jest wyłączony przez czas równy dwukrotnemu czasowi otwierania migawki, czyli kilka milisekund, co zapewnia dobrą stabilność pracy.

2.7 Aparatura próżniowa

Eksperymenty z zimnymi atomami wymagają wysokiej próżni (rzędu 10^{-9} mbar). Takiej próżni nie da się osiągnąć w zaspawanej na stałe komórce szklanej, gazy cały czas muszą być odpompowywane. Do tego służy pompa jonowa o wydajności 100l/s. (Physical Electronic, Low Profile 100). Pompa jonowa nie może działać przy ciśnieniu większym niż 10^{-5} mbar, dlatego do wstępnego odpompowania układu używamy połączonych szeregowo: pompy membranowej (KNF Neuberger PJ 10456-813.4) oraz pompy turbomolekularnej (Varian Turbo-V70). Pompa jonowa jest podłączona do komory za pomocą flanszy CF63.

2.7.1 Problemy z channeltronem

Główna komora próżniowa (rys. 2.18) ma 16 portów, z czego dwa są wykorzystane do podłączenia pompy turbomolekularnej i jonowej. Dokładnie na przeciwko portu, do którego podłączona jest pompa jonowa znajduje się para portów, jeden z nich wykorzystujemy do umieszczenia w komorze dyspensera rubidu, a drugi



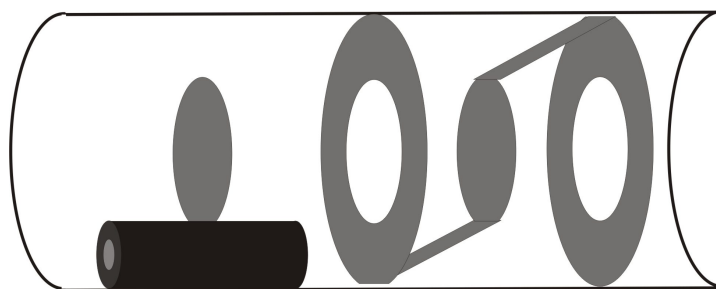
Rysunek 2.18: Widok komory próżniowej

do umieszczenia channeltronu (powielacza elektronowego) (Galileo, seria 4800). Takie umiejscowienie powoduje, że channeltron znajduje się dokładnie na wprost pompy jonowej. Jest to bardzo niekorzystne, ponieważ nie wszystkie powstałe w pompie jonowej jony są z niej usuwane, część z nich dostaje się do komory i jest rejestrowana przez channeltron. Jonów jest na tyle dużo, że w uniemożliwiają pomiary.

Próbowaliśmy rozwiązać ten problem wyłączając pompę jonową na czas pomiarów ale nie przyniosło to oczekiwanych rezultatów. Po wyłączeniu pompy jonowej próżnia psuje się na tyle szybko, że pułapka magnetoptyczna zanika w kilka sekund. Włączenie pompy jonowej trwa około minuty, ponadto podczas jej włączania z powierzchni uwalniają się substancje pogarszające próżnię, więc w zasadzie pomysł z wyłączaniem pompy na czas pomiaru został zarzucony.

Na szczęście możliwe było wstawienie w rurę łączącą główną komorę próżniową a pompę jonową przesłon, które nie pozwalały przedostawać się jonom z pompy do komory. Przesłony te muszą być skuteczne w hamowaniu jonów a jednocześnie pozwalać na przepływ gazów z komory do pompy. Pierwszą próbą było umieszczenie w rurze łączącej komorę z pompą o średnicy około 63 mm krążka o średnicy 35 mm, ale okazało się to niewystarczające. Dlatego zainstalowaliśmy pomiędzy pompą a komorą szykanę składającą się z dwóch krążków o średnicy 35 mm i dwóch krążków pierścieniowych o średnicy zewnętrznej dopasowanej do średnicy rury, w której się znajdowały i średnicy wewnętrznej 33 mm. To rozwiązanie okazało się być wystarczające - sygnał jonowy na channeltronie spowodowany przez jony z pompy spadł do poziomu tła jakie daje działająca pułapka MOT.

Rozmieszczenie pompy jonowej naprzeciwko channeltronu nie było niestety jedną niefortunną cechą układu próżniowego. Kolejna to dyspenser rubidu umiesz-

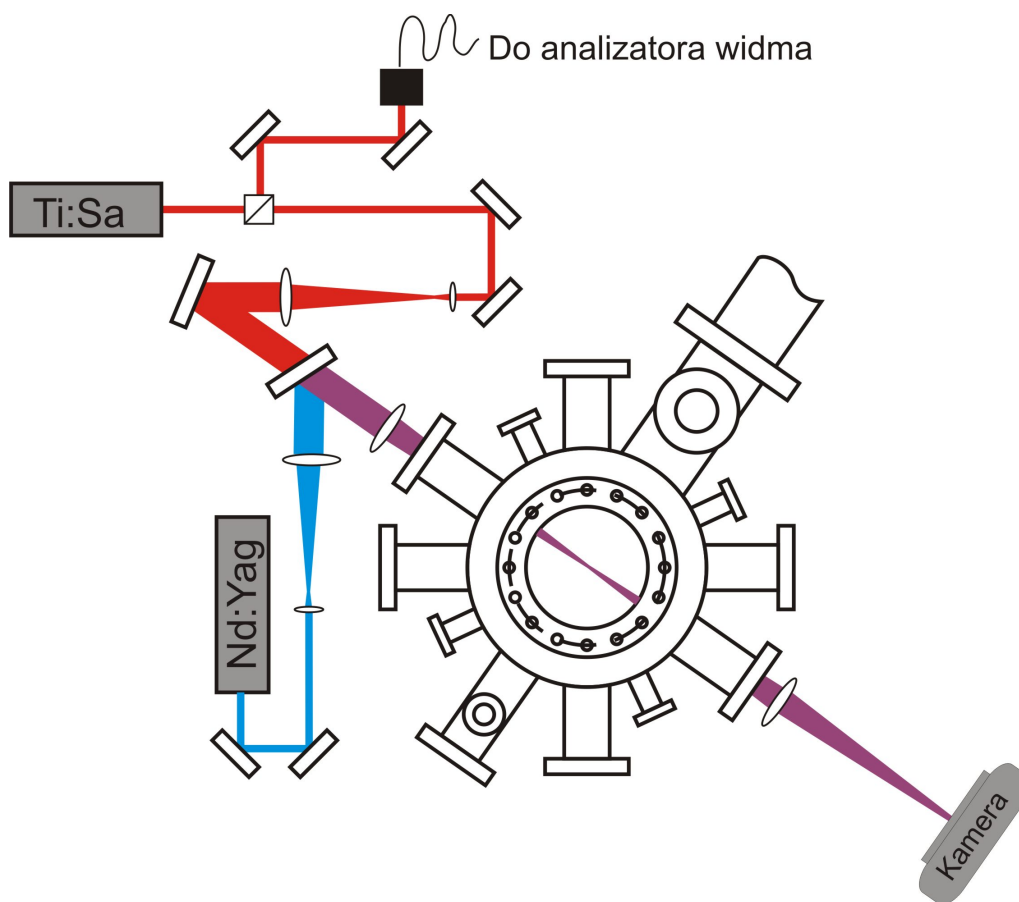


Rysunek 2.19: Przesłony zapobiegające przedostawaniu się jonów z pompy jonowej do komory eksperymentalnej. Przesłony po prawej stronie (bliżej pompy) wykonane są z jednego kawałka blachy miedzianej. Przysłona po lewej stronie (bliżej komory doświadczalnej) jest wykonana ze stali nierdzewnej i jest zatknięta w walec z grafitu, który ma dodatkowo absorbować rubid

czony kilka centymetrów od channeltronu. Kiedy przepuszczamy przez dyspenser prąd dla emisji rubidu, uwalniają się z niego również jony, które zaburzają pracę channeltronu. Okazuje się jednak że, taka sytuacja ma miejsce wtedy, kiedy dyspenser jest już wyeksploatowany, czyli wymaga rozgrzania do bardzo wysokiej temperatury (prąd w okolicy 5 A). Dlatego kiedy chcemy prowadzić pomiary jonowe musimy pracować ze świeżym lub impulsowo włączanym dyspenserem.

2.7.2 Komora próżniowa

W pozostałych dziesięciu portach komory próżniowej są umieszczone różne okienka optyczne. Dwa poziome CF100 oraz cztery CF35 są pokryte antyrefleksyjnie na 780 nm i służą wprowadzaniu do komory wiązek pułapki MOT. Duże poziome okienka służą ponadto do obrazowania i innych badań. Kolejna para przeciwnych okienek jest pokryta antyrefleksyjnie na 1046 nm i 780 nm. Przechodzą przez nie wiązki laserów pułapki dipolowej czyli Nd:YAG i Ti:Sa. W jednej parze małych (CF16) portów znajdują się okienka wykonane z selenku cynku wykorzystywane do pułapki na laserze CO₂. Komora była wielokrotnie wygrzewana. Pierwszy raz do 250 ° C przez kilka dni, a następnie kolejne wygrzewania już po założeniu okienek z selenku cynku były tylko do 120 ° C przez około dwa dni. Komorę wygrzewamy zawsze przed i po jej zapowietrzaniu. Przed zapowietrzeniem wygrzewa się ją po to aby pozbyć się rubidu adsorbowanego na ściankach, zanim wejdzie w reakcję z jakimś składnikiem powietrza. Jest to szczególnie istotne w przypadku rubidu, który osiadł na channeltronie, ponieważ taka reakcja mogła by zniszczyć ten detektor.



Rysunek 2.20: Schemat toru optycznego Lasera Nd:Yag i Ti:Sa

2.8 Optyka pułapek dipolowych

Wytworzenie pułapki dipolowej wymaga silnie zogniskowanego lasera. Pojawia się wówczas kwestia ograniczenia dyfrakcyjnego. Pamiętamy, że przez im węższą szczelinę przepuszczamy światło, to pod tym większym kątem rozbiega się ono po jej opuszczeniu. Zależność ta działa też w drugą stronę. Im bardziej chcemy skupić wiązkę, to z tym większego kąta musi się ona zbiegać, dlatego aby wyzyskać ognisko o przewężeniu około kilkunastu μm w odległości 250 mm od soczewki, wiązka padająca na soczewki musi być poszerzona do szerokości kilku cm[†]. Wielkości te można policzyć ze wzoru na propagację wiązki gaussowskiej albo przy pomocy programu „Gaussian Beam Calculator”[‡].

Niestety problem z dyfrakcją nie jest jedynym problemem, duża średnica soczewki w połączeniu z małą ogniskową wiąże się z dużą jej aberracją. Dlatego w układzie laserów do ODT stosujemy achromaty, które zmniejszają nie tylko aberrację

[†] dla bliskiej podczerwieni czyli długości fali w okolicach 1064 nm

[‡]www.originalcode.com/GaussianBeamCalculator.html

chromatyczną ale i sferyczną. Sprawdziliśmy że w naszym przypadku achromat pozwala osiągnąć limit dyfrakcyjny za pomocą programu „OSLO Edu” §

2.8.1 Tor pułapek dipolowych

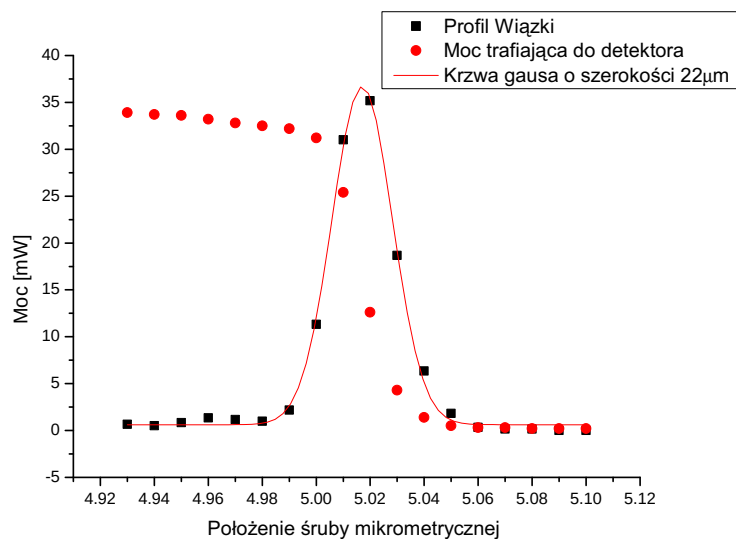
Tor optyczny pułapek dipolowych jest przedstawiony na rys. 2.20. Do wytworzenia wiązek ODT wykorzystujemy lasery: Nd:YAG o mocy 1 W (Roithner VA-DPSLL-1064-100 ze sterownikiem VA-III-DPSS) oraz lasera Ti:Sa o mocy 0,6 W (Tekhnoscan, TiS-SF07). Układ obu wiązek jest dość podobny, wiązka po wyjściu z lasera jest poszerzana a następnie ogniskowana w komorze. W torze lasera Nd:YAG zostały użyte achromaty produkcji Melles Griot, kolejno były to LAO773 $f=20$ mm a następnie dwie LAO631 $f=250$ mm. Ostatnia soczewka jest umieszczona na stoliku przesuwym, aby możliwe było precyzyjne przekrycie przestrzenne ogniska pułapki i środka MOT w kierunku podłużnym do wiązki. W torze Ti:Sa soczewki to kolejno: pojedyncza soczewka Casix $f=25$ mm a następnie achromat LAO624 $f=200$ mm, który też jest umieszczony na stoliku przesuwym. Do ogniskowania w komorze obie wiązki przechodzą przez tę samą soczewkę. Ponadto część światła z lasera Ti:Sa jest kierowana do światłowodu, który służy do transferu światła do lambdametru (Burleigh WA-4500) pozwalającego na dość dokładny pomiar widma z dokładnością do 0.0001 nm, co dla długości 780 nm odpowiada różnicy częstości $\sigma \approx 500$ MHz.

2.8.2 Pomiar wielkości ogniska

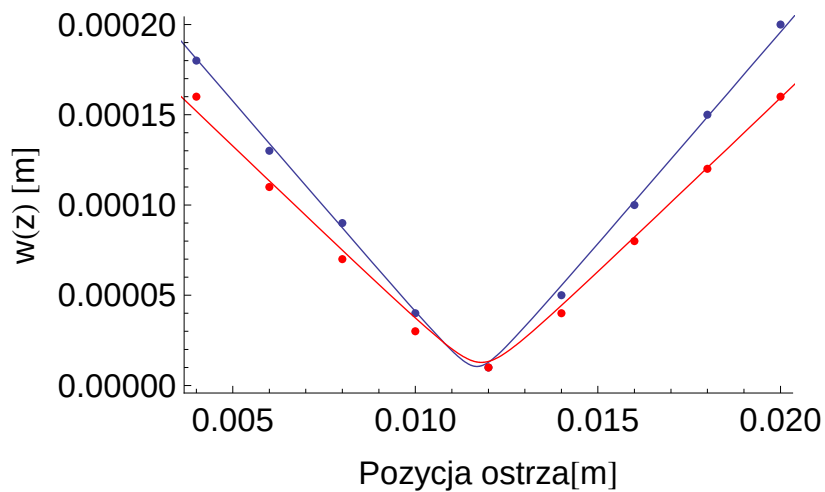
Aby upewnić się czy rzeczywiście udało się nam zogniskować wiązkę do zakładanej wielkości, zmierzaliśmy średnicę wiązki. Pomiar wgląda tak, że w wiązkę za ogniskiem wstawiamy miernik mocy a w poprzek wiązki przesuwamy ostrze przymocowane do śruby mikrometrycznej mierząc moc jaka trafia do detektora w zależności od położenia ostrza. Otrzymana krzywa po zrózniczkowaniu jest rozkładem mocy wiązki w miejscu, w którym przesuwane było ostrze. Pozostaje upewnić się, że przysłaniane miejsce to ognisko. Można to zrobić na dwa sposoby. Pierwszy to zmierzyć szerokość wiązki w kilku przypadkowych miejscach wzdłuż wiązki, a następnie do otrzymanych punktów dopasować wzór (1.19). Tak zostało wyznaczone ognisko wiązki Ti:Sa. Wynosi ono 13 μ m (rys. 2.22).

Mniej pracochłonnym przedsięwzięciem jest najpierw umieścić ostrze w płaszczyźnie ogniska a następnie zmierzyć przekrój wiązki. Aby upewnić się, że ostrze jest umieszczone w ognisku, zamiast ostrza można użyć przesłony szczelinowej o regulowanej szerokości. Jeżeli przesłona ma szerokość mniejszą od przewężenia wiązki i jeżeli ustawimy szczelinę, zarówno w kierunku podłużnym i poprzecznym do osi wiązki tak, że przechodzi przez nią maksimum światła to wiemy, że jest ona umieszczona w ognisku. Teraz wystarczy poszerzyć szczelinę i przeskanować

§ http://www.lambdares.com/education/oslo_edu/



Rysunek 2.21: Profil wiązki lasera Nd:YAG wyznaczony przy pomocy poprzecznego skanowania jej za pomocą przesuwanej krawędzi



Rysunek 2.22: Promień wiązki w zależności od z

ognisko, aby uzyskać całkę z profilu wiązki. Taka metoda posłużyła do wyznaczenia ogniska wiązki Nd:YAG (rys. 2.21). Przewężenie tej wiązki wynosi $22\mu\text{m}$, co przy maksymalnej mocy tego lasera równej 1.2W daje głębokość pułapki równą $107\mu\text{K}$.

2.8.3 Celowanie w MOT

Aby załadować pułapkę dipolową, trzeba ją przekryć przestrzennie z pułapką MOT. Nie jest to takie łatwe, bo nierezonansowa wiązka nie ma widocznego wpływu na działanie pułapki MOT ani MOT nie modyfikuje wiązki. Do celowania w pułapkę MOT posłużyliśmy się metodą szeroko stosowaną dla wiązek w bliskiej podczerwieni, które są widoczne przez kamery, oraz stosuje się do nich tę samą optykę, co do obszaru widzialnego. Metoda polega na tym, że obrazujemy chmurę atomów w MOT na kamerę przemysłową. Układ do obrazowania ustawiamy tak, żeby był w tym samym kierunku co wiązka, którą chcemy trafić w MOT, a następnie używamy tego samego układu do obrazowania wiązki ODT. (rys. 2.20) jednocześnie obserwując wiązkę i MOT. Jeżeli wiązka trafia do układu obrazującego to widzimy jednocześnie obraz rozkładu natężenia światła w tej wiązce w płaszczyźnie ODT oraz obraz pułapki MOT. Teraz trafienie jednym w drugie jest łatwe. Jeżeli na dodatek układ obrazujący ma małą głębię ostrości, to można także celować ogniskiem wzdłuż wiązki. Żeby zrobić układ o jak najmniejszej głębi ostrości, należy użyć soczewek o dużej średnicy oraz starać się zastosować jak największe powiększenie. Użyliśmy w tym celu połączonych soczewek LAO624 ($f=200$) i LAO690 ($f=400$) w odległości 190 mm od MOT. Obraz powstaje 424 mm od soczewek co daje powiększenie równe 2.2 . Należy pamiętać, że mimo tego, że zastosowaliśmy achromaty, ich ogniskowe dla długości fali 780 nm i 1064 nm są różne i trzeba to skorygować. W naszym przypadku dla uzyskania ostrego obrazu MOT trzeba oddalić kamerę o 6 mm od soczewki i dopiero wtedy celować ogniskiem wiązki Nd:YAG w pułapkę MOT. Ten sam układ optyczny może służyć do ustawienia obu wiązek (Ti:Sa i Nd:YAG) tak, aby ich ogniska się przekrywały. Układ taki był wykorzystany do próby konstrukcji pułapki dla atomów o określonym rzucie spinu, opisanej w rozdziale 4.5.

Rozdział 3

Diagnostyka

3.1 Obrazowanie

3.1.1 Obrazowanie absorpcyjne

Obrazowanie absorpcyjne [21, 22, 23] jest techniką pozwalającą na wyznaczenie liczby atomów w pułapce bez konieczności kalibracji kamery i kąta bryłowego potencjalnego źródła niepewności. Technika ta w przeciwieństwie do obrazowania fluorescencyjnego pozwala na wyznaczenie liczby atomów w próbkach o dużej gęstości optycznej bez błędu systematycznego. W celu wykonania zdjęcia absorpcyjnego oświetlamy próbkę wiązką rezonansową a następnie obrazujemy cień próbki na kamerze. Z powodu absorpcji w próbce wiązka zostaje osłabiona zgodnie z prawem Beer’a:

$$\frac{dI}{dz} = -n\sigma_0 I, \quad (3.1)$$

gdzie n to gęstość kolumnowa próbki, σ_0 — przekrój czynny na rozpraszanie. Tu zakładamy, że natężenie światła jest poniżej nasycenia choć czasami obrazowanie światłem nasycającym może być też przydatne [24]. Z (3.1) wynika, że rozkład natężenia w wiązce po propagacji przez próbkę jest

$$I(x, y) = I_0(x, y)e^{n(x, y)\sigma_0}. \quad (3.2)$$

Niestety, oprócz światła z wiązki obrazującej, za próbką może znajdować się także światło z innych źródeł (I_B). Dlatego pełny rozkład natężenia światła wygląda tak:

$$I(x, y) = I_0(x, y)e^{n(x, y)\sigma_0} + I_B(x, y). \quad (3.3)$$

Z tego otrzymujemy

$$e^{n(x,y)\sigma_0} = \frac{I(x,y) - I_B(x,y)}{I_0(x,y)}. \quad (3.4)$$

Widać, że aby wyliczyć gęstość, trzeba zrobić trzy zdjęcia: zdjęcie wiązki z obrazowaną próbką, zdjęcie samej wiązki oraz zdjęcie tła. W praktyce zamiast zrobić zdjęcia samej wiązki łatwiej jest zrobić zdjęcie wiązki z tłem (I_{0B}) a następnie odjąć tło. W związku z tym gęstość wyznaczamy ze wzoru

$$e^{n(x,y)\sigma_0} = \frac{I(x,y) - I_B(x,y)}{I_{0B}(x,y) - I_B(x,y)}. \quad (3.5)$$

Oprócz pomiaru tych natężeń, do wyznaczenia gęstości konieczna jest znajomość przekroju czynnego na rozpraszanie σ_0 . Przekroje te są ogólnie znane pod warunkiem, że wiemy w jakim stanie znajduje się atom i jaka jest polaryzacja światła. Najwięcej problemów przysparza określenie rzutu krętu atomu na oś kwantyzacji (m_F), którą jest w tym przypadku oś wiązki obrazującej. Dlatego do obrazowania stosuje się wiązkę kołowo spolaryzowaną, która pompuje atomy do stanu o skrajnym m_F , dla $Rb^{87}5S_{1/2}$ $F=2$ jest to $m_F = 2$. W takim przypadku przekrój czynny na rozpraszanie wynosi

$$\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (3.6)$$

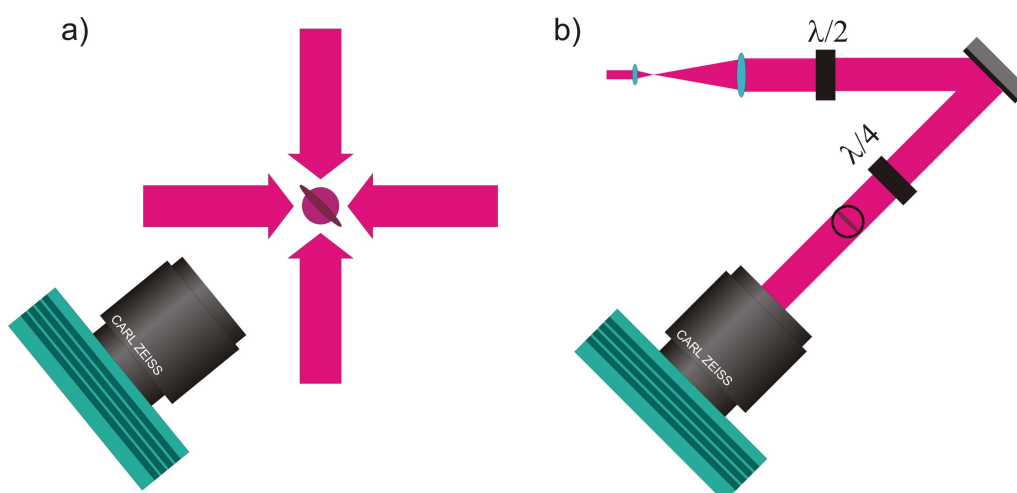
z czego wynika, że liczba atomów przy rezonansowej wiązce obrazującej dana jest przez:

$$LA = \frac{2\pi}{3\lambda^2} \text{Log} \left(\frac{I(x,y) - I_B(x,y)}{I_{0B}(x,y) - I_B(x,y)} \right). \quad (3.7)$$

Zakładamy tu, że wiązka obrazująca nie jest odstrojona od linii ($\delta/\gamma \approx 0$). Niestety w pułapce MOT, czy też po załadowaniu do pułapki dipolowej, atomy mają nieznaną orientację, więc jeżeli nie zastosujemy specjalnego impulsu pompującego, atomy będą pompowane do pożądanego stanu dopiero podczas wykonywania zdjęcia. Jednak z oszacowania wynika, że błąd w wyznaczeniu liczby atomów spowodowany nieznajomością stanu w jakim znajdują się atomy na początku robienia zdjęcia przy czasach ekspozycji $100\mu s$ jest mniejszy niż 1 procent.

3.1.2 Układ obrazujący

Schemat układu do obrazowania absorpcyjnego jest przedstawiony na rys. 3.1. Wiazka obrazująca wytworzona jest przez laser *Master*, przechodzi przez AOM, który zmienia jej odstrojenie tak, aby była rezonansowa z przejściem $F=2 - F'=3$. AOM służy również do wyłączania i włączania tej wiązki. Do tego samego celu służy też mechaniczna migawka. Dublowanie układu wyłączania wiązki ma swoje uzasadnienie. Jak opisano wcześniej, mechaniczna migawka jest za wolna, aby można było wykonać błysk o długości rzędu $100\mu s$, natomiast nawet wyłączony AOM nie zapewnia całkowitego wygaszenia wiązki laserowej. Minus pierwszy

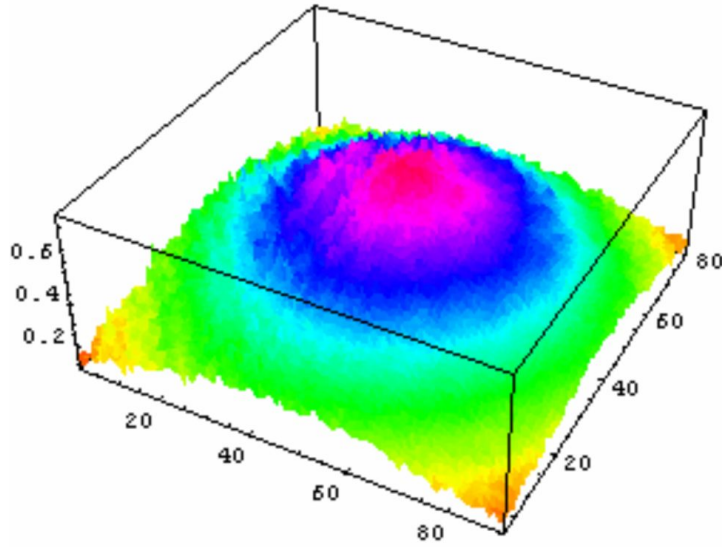


Rysunek 3.1: Rysunek poglądowy obrazowania fluorescencyjnego (a) oraz absorpcyjnego (b)

rząd dyfrakcji z AOMa trafia do światłowodu zachowującego polaryzację, za którym wiązka jest poszerzana do szerokości 3mm (promień $1/e$) i kierowana na pułapkę MOT lub ODT, a następnie po przejściu przez obiektyw pada na kamerę. Stosujemy standardowy obiektyw fotograficzny (Carl-Zeiss *PANCLOR auto 1.8/50 MC*) z pokryciem antyrefleksyjnym na zakres widzialny. Obiektyw jest umieszczony tak, że płaszczyzna obiektowa pokrywa się z pułapką i daje powiększenie 0.23. Zastosowana w tej pracy kamera to Apogee, Alta U57+, z matrycą E2V CCD57-10 (512x512) i rozmiarem pikseli $13 \times 13 \mu\text{m}$. Zdjęcia analizuje się na pomocą programu Maxim DL a następnie przetwarza programem *Mathematica*. Rys. 3.2 to trójwymiarowa reprezentacja przykładowego zdjęcia absorpcyjnego.

Z takich zdjęć absorpcyjnych łatwo można wyznaczyć liczbę atomów. Żeby liczba ta była wiarygodna, chcieliśmy się przekonać czy nie popełniamy błędów systematycznych. Jak wcześniej wspominałem, optyczne pompowanie atomów następuje podczas wykonywania zdjęcia, w związku z tym zdjęcie powinno być robione na tyle długo, aby czas potrzeby na pompowanie był krótki w stosunku do czasu ekspozycji. Z drugiej strony jednak, zbyt długa ekspozycja może ze względu na przekaz pędu z wiązki obrazującej przyspieszyć atomy do tego stopnia, że w wyniku efektu Dopplera przestaną one być rezonansowe z tą wiązką. Aby przekonać się czy wybrany przez nas czas ekspozycji równy $100 \mu\text{s}$ jest właściwy, wykonano zdjęcia z różnymi czasami ekspozycji. Wyniki te są przedstawione w tabeli 3.1.2. Nie różnią się one od siebie granicach błędu statystycznego, a więc zmierzona liczba atomów nie zależy od czasu ekspozycji, co oznacza, że ten czas jest dobrze dobrany.

Opisywana metoda wyznaczania liczby atomów ze zdjęć absorpcyjnych działa dobrze pod warunkiem, że natężenie światła użytego do obrazowania jest dużo



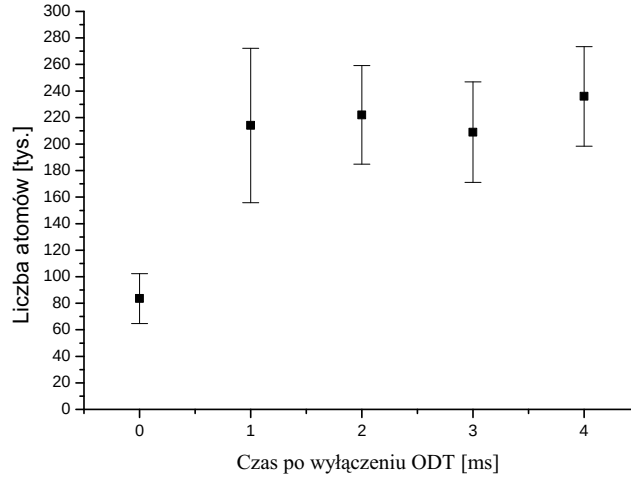
Rysunek 3.2: Zdjęcie absorpcyjne chmury zimnych atomów 20ms po wypuszczeniu z pułapki MOT

Czas ekspozycji	50 μ s	100 μ s	150 μ s
liczba atomów [mln.]	5.77(17)	5.81(24)	5.71(10)

Tabela 3.1: Wyznaczona liczba atomów z pułapki MOT w zależności od czasu ekspozycji zdjęcia absorpcyjnego

mniejsze od nasycającego. Ten warunek jest łatwo spełnić zwłaszcza przy tak czułej kamerze jaką jest Apogee Alta U57+. W naszym przypadku natężenie światła wynosiło typowo $10\mu W/cm^2$. Drugi warunek poprawnego obrazowania dotyczy zdolności rozdzielczej, która musi pozwalać na obserwację wszystkich szczegółów fotografowanego obiektu. W przeciwnym razie wyznaczona liczba atomów będzie systematycznie zaniżana. Rozmiar pikseli 13 μ m i powiększenie 0.23 daje 57 μ m w płaszczyźnie obrazu, co jest w zupełności wystarczające w przypadku chmury atomów w pułapce MOT o wielkości kilku milimetrów*. Niestety wiązki pułapek dipolowych mają przewężenia rzędu 20-30 μ m, więc nasza zdolność rozdzielcza jest niewystarczająca do poprawnego wyznaczenia liczby atomów. Można sobie z tym problemem poradzić robiąc zdjęcia po wypuszczeniu atomów z ODT. Aby się przekonać, jaki czas po wypuszczeniu jest optymalny, zrobiliśmy serię zdjęć w różnych momentach po wyłączeniu ODT. Wykres 3.3 przedstawia wyznaczoną z tej serii zdjęć liczbę atomów. Jak widać, czasy dłuższe niż jedna milisekunda wydają się być wystarczające. Są to wyniki dla stosunkowo płytkiej pułapki na laserze Nd:YAG. Rys. 3.4 to zdjęcie absorpcyjne atomów z ODT wykonane 3 ms

*Do obrazowania używamy wysokiej jakości obiektywu więc można założyć że to dość spory rozmiar piksela a nie zdolność układu obrazowania ogranicza zdolność rozdzielczą



Rysunek 3.3: Liczba atomów w pułapce dipolowej wyznaczona za pomocą obrazowania absorpcyjnego w zależności od czasu po jej wyłączeniu

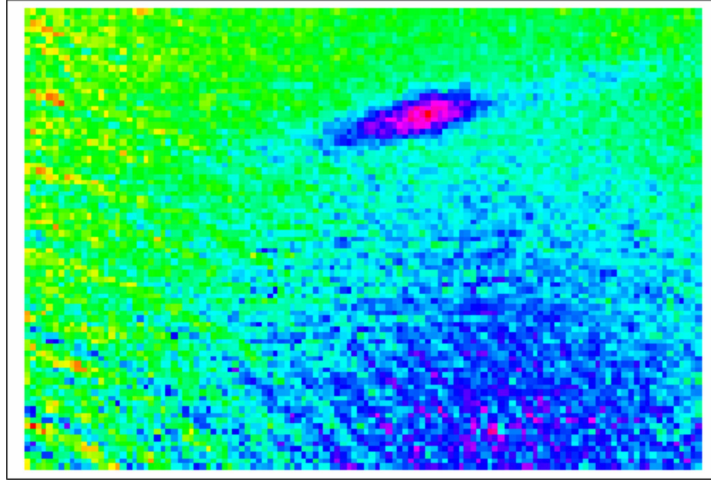
po jej wyłączeniu. Widać, że rozmiary chmury atomów są znacznie większe niż zdolność rozdzielcza ograniczona przez rozmiar piksela.

3.1.3 Obrazowanie fluorescencyjne

Kolejną metodą pozwalającą wyznaczyć liczbę atomów jest obrazowanie fluorescencyjne [25, 26, 23]. Metoda ta wymaga wykonania tylko jednego zdjęcia, które z reguły jest mniej zaszumione od zdjęcia absorpcyjnego. Jest też wolne od charakterystycznych dla zdjęć absorpcyjnych prążków interferencyjnych. Metoda ta ma dwie poważne wady. Po pierwsze, nie działa dla próbek o dużej gęstości optycznej ze względu na zjawisko uwięzienia promieniowania. Po drugie, wymaga znajomości mocy wiązek służących do obrazowania a także średnicy obiektywu, jego odległości od obrazowanej próbki atomowej, a także kalibracji kamery. W celu wykonania zdjęcia fluorescencyjnego oświetlamy próbkę atomową wiązkami MOT wraz z wiązką repompującą. Znając natężenie i odstrojenie tych wiązek możemy wyznaczyć stałą rozpraszania Γ_{SC} ze wzoru:

$$\Gamma_{SC} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I_0/I_S}{1 + I_0/I_S + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (3.8)$$

gdzie Γ to szerokość przejścia, δ odstrojenie I_0 natężenie wiązek MOT a I_S natężenie saturacyjne, które przyjęliśmy $4.1\mu W/cm^2$. Taka wartość wynika z uwzględnienia polaryzacji i pompowania optycznego typowych dla MOT. Znając odległość kamery od próbki atomowej, średnicę obiektywu oraz czas ekspozycji, możemy określić jaką energią wypromieniowana przez jeden atom pada na kamerę

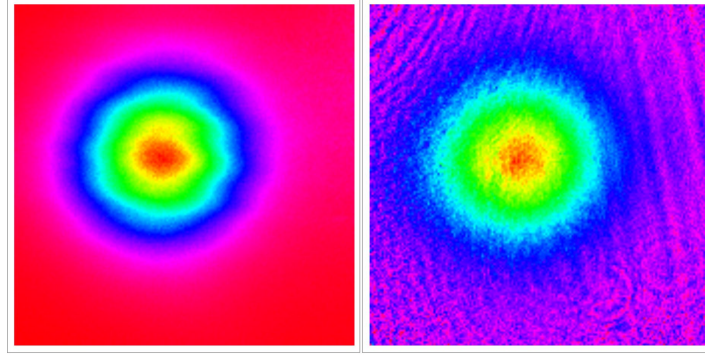


Rysunek 3.4: Zdjęcie absorpcyjne chmury z pułapki dipolowej 3 ms po jej wyłączeniu. Atomy z pułapki widoczne są w postaci wrzecionowatego kształtu w górnej części zdjęcia, rozmyte półkole w dolnej części zdjęcia to opadające grawitacyjnie atomy które nie załadowały się do pułapki.

$$E_{AT} = \Gamma_{SC} \tau \frac{c}{h\lambda} \frac{R}{8L} \quad (3.9)$$

gdzie: τ czas ekspozycji, h stała Plancka, c prędkość światła, λ długość fali wiązek obrazujących, R średnica obiektywu, L odległość obiektywu od próbki. Do wyznaczenia liczby atomów brakuje jeszcze kalibracji kamery. Do kalibracji wykorzystujemy wiązkę służącą normalnie do obrazowania absorpcyjnego, ponieważ znamy jej natężenie oraz możemy precyzyjnie kierować długością błysku.

Mając dwie niezależne metody wyznaczania liczby atomów postanowiliśmy sprawdzić czy dają one ten sam wynik. Wykonaliśmy serię zdjęć fluorescencyjnych i absorpcyjnych atomów wypuszczonych z pułapki MOT w takich samych warunkach. Zdjęcia były robione 35ms po wyłączeniu pułapki, kiedy gęstość optyczna wynosiła 0.2 w najgęstszym punkcie. Wiązki MOT o mocy 25mW były odstrojone o 15MHz od linii pułapkującej ($F=2-F'=3$) i w celu wykonania zdjęcia były włączone na 1ms. Odległość obiektywu o średnicy 29mm od atomów wynosiła 276mm. Rysunek 3.5 to przykłady omawianych zdjęć. Liczba atomów wyznaczona z serii zdjęć fluorescencyjnych to 35(4) mln natomiast z absorpcyjnych to 30(3) mln. Podawane tutaj błędy to błędy statystyczne. Widać, że wyniki są zgodne w ramach tych błędów.



Rysunek 3.5: Zdjęcie fluorescencyjne (lewe) i absorpcyjne (prawe) atomów z pułapki MOT wykonane w tych samych warunkach.

3.2 Wyznaczanie temperatury spulapkowanych atomów

Opisany w części 3.1 układ obrazujący może służyć również do wyznaczania temperatury zimnych atomów [26, 27]. Mając na uwadze, że chmura termiczna, która przed ekspansją miała kształt gaussowski zachowuje ten kształt w trakcie rozprzestrzeniania się [27], ewolucję szerokości RMS takiej chmury można zapisać wzorem

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{kT}{m}t^2}, \quad (3.10)$$

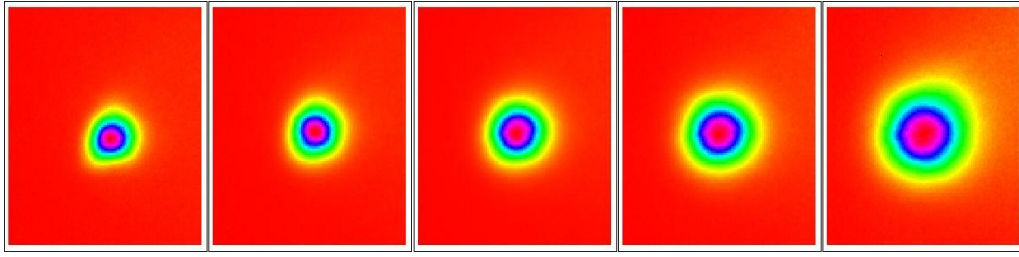
gdzie t to czas ekspansji, T temperatura chmury a $\sigma_0 = (kT/m\omega^2)$ to szerokość początkowa (gdzie ω to częstość pułapki), którą można zaniedbać gdy $t > 1/\omega$.

3.2.1 Temperatura MOT

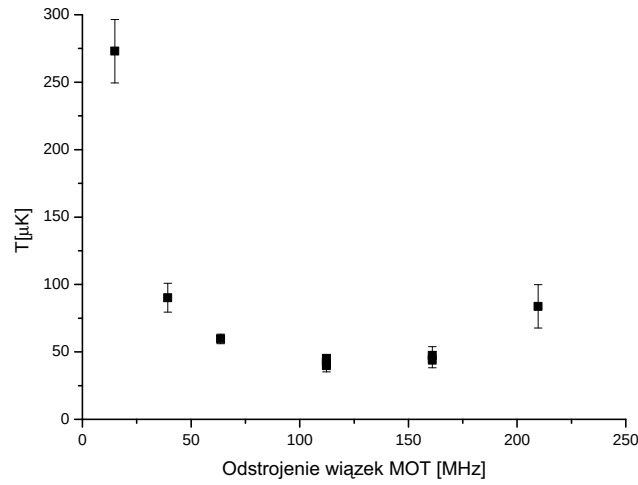
Wyznaczenie temperatury z zależności (3.10) jest koncepcyjnie proste w przypadku pułapki MOT. Tam z dobrym przybliżeniem możemy powiedzieć, że rozkład atomów w chmurze przed ekspansją ma kształt funkcji Gaussa. Wystarczy zrobić kilka zdjęć w różnych momentach po ekspansji a z nich można wyliczyć nie tylko temperaturę ale też rozmiar początkowy chmury. Rysunek 3.6 przedstawia serię zdjęć ekspansji balistycznej chmury, wykonanych po czasach 1,3,5,7 i 9 ms od wyłączenia pułapki. Do każdego z nich dopasowano dwuwymiarową krzywą Gaussa:

$$A \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp\left(-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right). \quad (3.11)$$

Następnie korzystając ze wzoru (3.11) wyznaczono σ_0 oraz T . Interesowała nas temperatura i wielkość pułapki MOT nie tylko w przypadku statycznym ale



Rysunek 3.6: Sekwencja zdjęć fluorescencyjnych ekspandującej chmury z pułapki MOT, po czasie, odpowiednio: 1,3,5,7,9 ms.

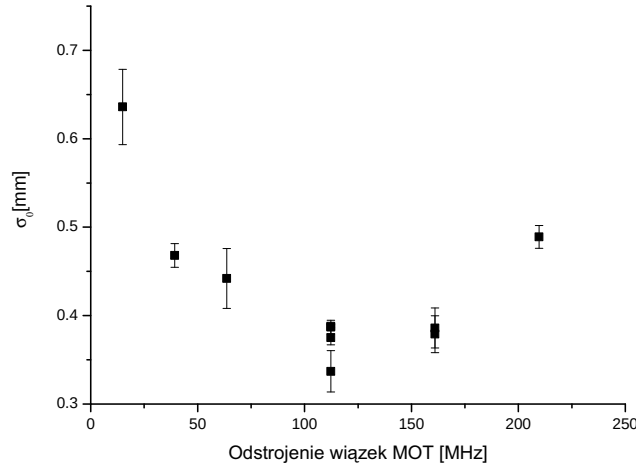


Rysunek 3.7: Zależność temperatury atomów od odstrojenia wiązek chłodzących w fazie dMOT

zwłaszcza w tak zwanej fazie dMOT (dark MOT), czyli wtedy kiedy zwiększamy odstrojenie oraz zmniejszamy natężenie lasera *Repumper*, dlatego pomiaru dokonano po fazie dMOT trwającej 30ms przy laserze *Repumper* osłabionym do $70\mu W$. Rys. 3.7 i 3.8 przedstawiają otrzymane wyniki dla różnych odstrojeń wiązek chłodzących. Widać, że zwiększenie odstrojenia do około 120MHz nie tylko znacząco zmniejsza temperaturę atomów ale dwukrotnie zmniejsza rozmiar pułapki MOT. To powinno sprzyjać ładowaniu do ODT, której objętość jest dużo mniejsza od MOT.

3.2.2 Temperatura ODT

Pułapka dipolowa nie ma sferycznej symetrii ale jest ona mocno wydłużona, dlatego trzeba było nieco zmodyfikować sposób wyznaczania temperatury. O ile częstości poprzeczne pułapki były na tyle wysokie, że można było zaniedbać po-

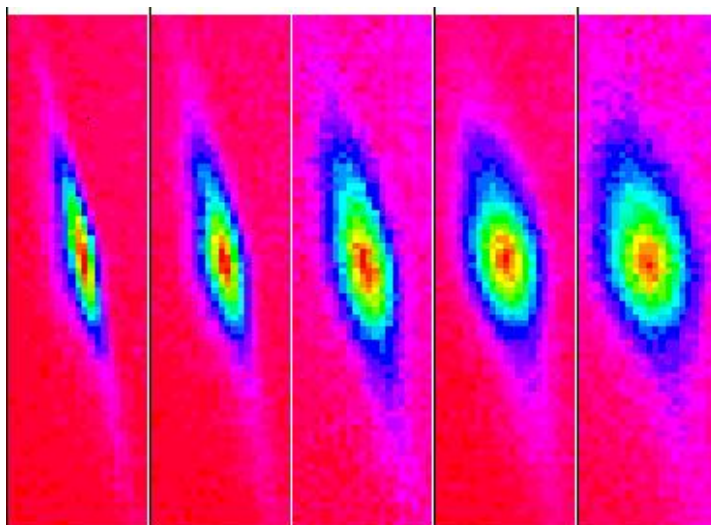


Rysunek 3.8: Zależność wielkości chmury atomów (σ_0) odstrojenia wiązek chłodzących w fazie dMOT

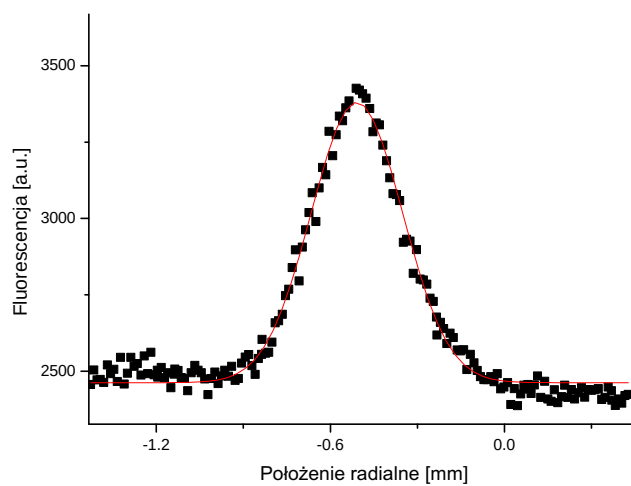
przecne rozmiary pułapki σ_0 , to w przypadku podłużnych wymiarów relacja jest odwrotna. To znaczy, typowy czas ekspansji jest krótszy od okresu oscylacji podłużnej pułapki. Co więcej, rozkład atomów wzdłuż pułapki jest daleki od gaussowskiego, co uniemożliwia dopasowanie jednej dwuwymiarowej krzywej Gaussa do rozkładu ze zdjęć. Stąd wynika nasz sposób pomiaru temperatury w ODT. Polega on na tym, że tak jak przy wyznaczaniu temperatury w MOT, zrobiliśmy kilka zdjęć dla różnych czasów po wypuszczeniu z pułapki. Przykładową serię zdjęć przedstawia rysunek 3.6. Aby uzyskać szerokości pułapki w kolejnych momentach, podzieliliśmy każde z powstałych zdjęć na kilkanaście plasterków w poprzek pułapki. Każdy z plasterków odzwierciedlał poprzeczny rozkład gęstości atomów (rys.3.10) dla danego położenia podłużnego. Następnie do ewolucji czasowej szerokości każdego z plasterków dopasowaliśmy prostą daną równaniem

$$\sigma = \sigma_{FOTO} + t\sqrt{\frac{kT}{m}}. \quad (3.12)$$

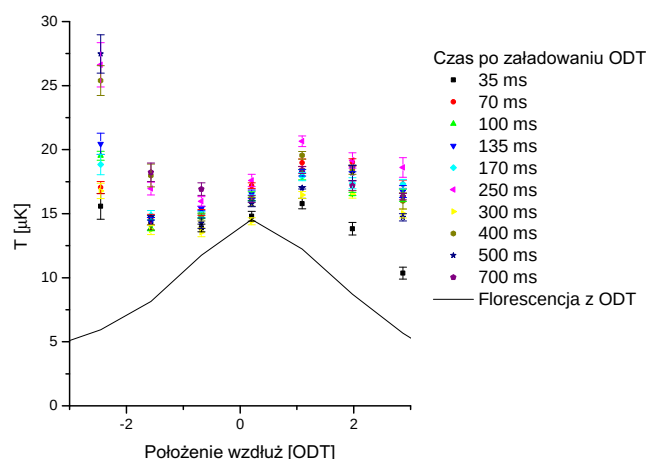
Jest to uproszczone równanie (3.10) z dodatkowym członem σ_{FOTO} , który został dodany po to, aby uwzględnić poszerzenie się chmury podczas wykonywania zdjęcia. Taka procedura pozwoliła na wyznaczenie temperatury w zależności od położenia wzdłuż pułapki. Nasze podejrzenia, że temperatura może być różna w zależności od miejsca były podyktowane tym, że okres oscylacji podłużnych pułapki jest dosyć duży (rzędu czasu życia pułapki), czyli atomy nie mają dość czasu by dobrze się wymieszać wzdłuż pułapki, dlatego może się okazać, że nie ztermalizowały. Aby zobaczyć jak wygląda ewolucja czasowa temperatury w ODT, wykonaliśmy opisany powyżej pomiar dla różnych czasów od załadownia pułap-



Rysunek 3.9: Seria zdjęć przedstawiających ekspandujące atomy odpowiednio 1,2,3,4,5 ms po wypuszczeniu z ODT



Rysunek 3.10: Poprzeczny rozkład gęstości atomów ekspandujących z ODT

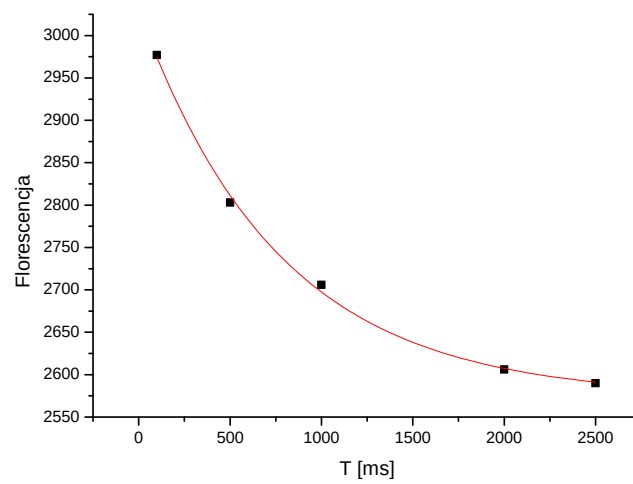


Rysunek 3.11: Zależność temperatury atomów w zależności od położenia podłużnego w ODT dla różnych czasów od załadowania pułapki

ki. Wynik ten przedstawia wykres 3.11. Okazuje się, że rozkład temperatury w pułapce jest dosyć równomierny a ponadto nie zależy zupełnie od tego jak długo atomy przebywały w pułapce.

3.3 Czas życia ODT

Zdjęciami fluorescencyjnymi posłużono się również do wyznaczania czasu życia pułapki dipolowej z laserem Nd:YAG. W tym celu robiliśmy zdjęcia po różnym czasie od załadowania pułapki. Następnie dla każdego z tych zdjęć wyznaczono całkę z fluorescencji, proporcjonalną do liczby atomów. Na podstawie zaniku fluorescencji (rys. 3.12) wyznaczono czas życia pułapki ($1/e$) równy 0.77(6) s. Pomiar ten był przeprowadzany kilka razy dla różnego ciśnienia w komorze próżniowej, regulowanego za pomocą prądu podawanego na dyspeczer rubidu, i zawsze wynik był taki sam, z czego należy wnioskować, że czas życia nie jest ograniczony przez jakość próżni. I nie powinien być, bo próżnia, mierzona za pomocą prądu w pompie jonowej, wynosi przeciętnie $5 \cdot 10^{-10}$ mbar a reguła mnemotechniczna mówi, że czas życia pułapki dipolowej wynosi 1 s w $3 \cdot 10^{-9}$ mbar. Wydaje się, że to, dość spore, fluktuacje mocy lasera Nd:YAG powodują ucieczkę atomów z ODT. Nie mierzono czasu życia pułapki na laserze Ti:Sa, ale ze względu na małe odstrojenie tego lasera wiadomo, że czas ten jest ograniczony przez rezonansowe rozpraszanie światła Ti:Sa na atomach w pułapce.



Rysunek 3.12: Zależność temperatury atomów w zależności od podłużnego położenia w ODT dla różnych czasów od załadowania pułapki

Rozdział 4

Badania

4.1 Ładowanie ODT

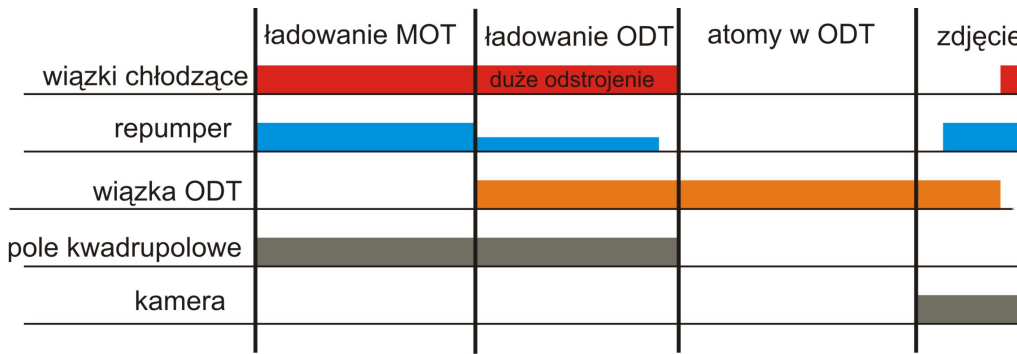
4.1.1 Znaczenie ładowania ODT

Maksymalna gęstość w przestrzeni fazowej, czyli iloczyn gęstości w przestrzeni położeń i pędów, jaką można uzyskać w MOT* to $1.5 \cdot 10^{-5}$ [29], natomiast po załadowaniu atomów z MOT do ODT przed rozpoczęciem odparowywania można osiągnąć gęstość w przestrzeni fazowej sięgającą $\frac{1}{200}$ [30]. Podobnie jest z gęstością przestrzenną. W pułapce MOT jest ona ograniczona do $2 \cdot 10^{11}$ at/cm³, natomiast rekordowa gęstość osiągnięta w pułapce dipolowej zaraz po załadowaniu jest tysiąc razy większa ($2 \cdot 10^{14}$ at/cm³) [31]. Tak duża gęstość atomów, prócz tego, że otwiera nowe możliwości badań z zimnymi próbkami, niezmiernie ułatwia chłodzenie przez odparowanie w celu osiągnięcia kondensatu Bosego-Einsteina. Umożliwia nie tylko rozpoczęcie odparowania od dużo większej gęstości w przestrzeni fazowej, ale także dzięki ogromnej (jak na zimne atomy) gęstości w przestrzeni rzeczywistej, proces termalizacji zachodzi o wiele szybciej niż w konkurencyjnych pułapkach magnetycznych. Dzięki temu cała procedura odparowania w ODT trwa kilka sekund w stosunku do kilkudziesięciu sekund w pułapkach magnetycznych [32]. Nie tylko przyspiesza to zbieranie punktów pomiarowych, ale też zmniejsza wymagania co do jakości próżni w jakiej odbywa się odparowanie, co z kolei umożliwia znaczne uproszczenie całej aparatury doświadczalnej[†].

Mimo istotnej roli, jaką ładowanie ODT ma w dziedzinie optycznych kondensatów czy laserów atomowych, odpowiadające mu mechanizmy fizyczne są stosunkowo mało poznane. Większość grup intuicyjnie optymalizuje proces ładowania

* Chodzi o klasyczną sferyczną pułapkę MOT z jakiej ładowano ODT. W wydłużonej pułapce osiągnięto $2 \cdot 10^{-4}$ [28]

[†] W szczególności można zrezygnować z dwukomorowego układu próżniowego i tym samym podwójnej pułapki MOT



Rysunek 4.1: Sekwencja czasowa ładowania i diagnostyki atomów w ODT

nie wglębiając się w zachodzące przy tym procesy. Najpełniejszym opisem ładowania ODT jest praca [33]. Znajduje się tam doświadczalne studium ładowania pułapki z laserem Ti:Sa, skonfrontowane z przewidywaniami teoretycznymi co do parametrów, takich jak szybkość ładowania pułapki czy szybkość strat. Kwestię zrozumienia procesu ładowania ODT dodatkowo komplikuje fakt, że mechanizmy istotne dla ładowania pułapki, a ściślej przesunięcia różnicowe jakich doświadczają atomy, silnie zależą od długości fali lasera zastosowanego do pułapkowania. W szczególności są one bardzo różne dla bliskich rezonansu z atomami rubidu laserów Ti:Sa, czy bardziej odstrojonych Nd:YAG, czy dla bardzo nierezonansowego lasera CO₂, co zostało opisane w części 1.4.

4.1.2 Opis teoretyczny

Cała trudność w załadowaniu pułapki wynika z faktu, że typowa pułapka dipolowa to wiązka zogniskowana do około 20 μm , natomiast pułapka MOT ma promień około 500 μm . W związku z tym obszar przekrywania pułapek, czyli miejsce gdzie zachodzi ładowanie to zaledwie ułamek procenta objętości pułapki MOT. Jednak wydajność ładowania może dochodzić do kilkudziesięciu procent[‡], czyli istnieje mechanizm gromadzenia się atomów w ODT, który pozwala ominąć ograniczenia na gęstości jakie obowiązują w MOT, spowodowane reabsorpcją [34], czy zimnymi zderzeniami [35].

Procedura ładowania pułapki dipolowej (rys. 4.1) wygląda następująco: początkowo ładujemy pułapkę MOT w normalnych warunkach, to znaczy takich aby szybko zgromadzić w niej maksymalną ilość atomów (odstrojenie lasera *Master* 14 MHz i 12 mW mocy lasera *Repumper*), następnie zmieniamy warunki pracy MOT, zwiększając odstrojenie do kilkudziesięciu megaherców, jednocześnie znacznie osłabiając *Repumper*. Tylko w takich warunkach możliwe jest wydajne ładowanie ODT, ponieważ znacznie zmniejszają się straty z pułapki dipolowej spowodowane światłem MOT. Niestety jest cena, jaką trzeba za to zapłacić: MOT

[‡]stad wspomniany wzrost gęstości

przestaje być stabilny i zanika ze stałą czasową γ_{MOT} , dlatego przyrost atomów w ODT w zależności od czasu ładowania można opisać wzorem:

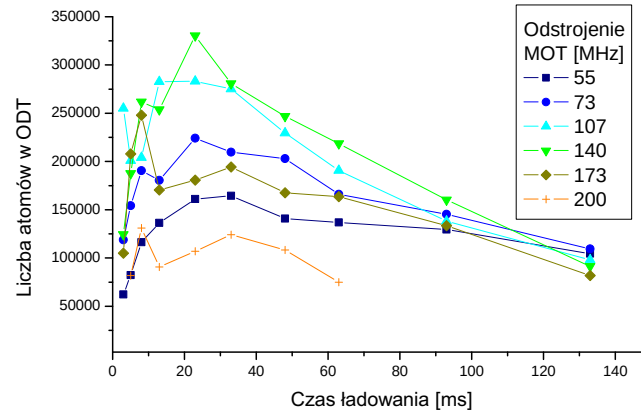
$$\frac{dN}{dt} = R_0 \exp(-\gamma_{MOT}t) - \Gamma_L N - \beta_L N^2, \quad (4.1)$$

gdzie: N to liczba atomów w ODT, R_0 szybkość ładowania ODT, γ_{MOT} stała czasowa zaniku MOT a β_L i Γ_L to odpowiednio zależna i niezależna od gęstości szybkość strat z ODT w obecności laserów MOT.

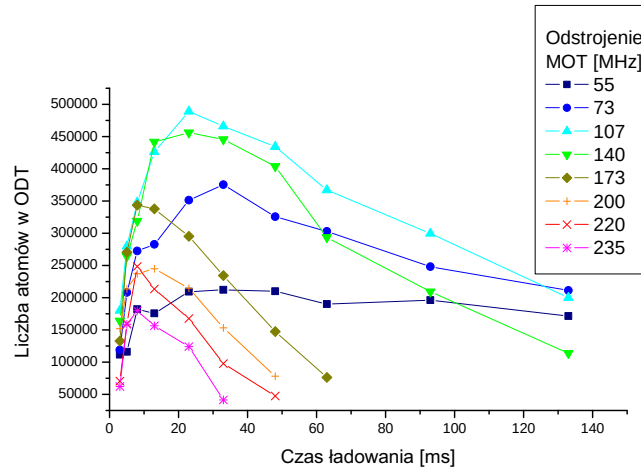
Rozwiązanie równania (4.1), czyli zależność $N(t)$, nazywamy krzywą ładowania. Z punktu widzenia optymalnego załadowania pułapki, chodzi o to, żeby tak dobrać parametry ładowania, aby z jednej strony dało się załadować dużo atomów do ODT, a z drugiej żeby pułapka MOT żyła dostatecznie długo, by te atomy zdążyły się załadować. Badanie krzywej ładowania samo w sobie jest ciekawe ponieważ umożliwia skonfrontowanie danych doświadczalnych z teorią. Parametry występujące w równaniu (4.1) można wyliczyć teoretycznie, jest to przedstawione w akapicie 4.2.1.

4.2 Badanie krzywej ładowania

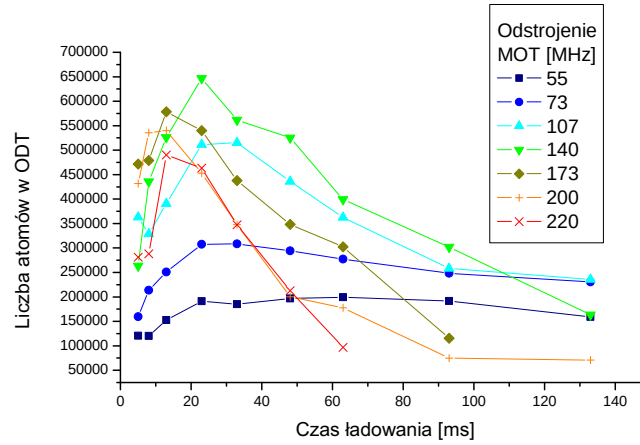
Metoda badania przebiegu ładowania pułapki dipolowej w czasie jest dość oczywista. Trzeba przerwać ładowanie pułapki w pewnym momencie, odczekać chwilę żeby atomy, które się nie załadowały spadły poza pole widzenia kamery, a następnie wyznaczyć liczbę spulapkowanych atomów. My w tym celu robiliśmy zdjęcia fluorescencyjne (rozdział 3.1.3). Taką procedurę powtarzaliśmy przerywając ładowanie po różnym czasie, aby otrzymać zależności liczby atomów w ODT w zależności od czasu ładowania. Następnie powtórzono pomiary dla różnych odstrojeń wiązek chłodzących i dla dwóch natężeń lasera *Repumper*. Rysunki 4.2, 4.3 i 4.4 przedstawiają wyniki. Zwracam tu uwagę że nie należy przywiązywać do wartości liczbowych zbyt dużej wagi; podejrzewamy, że przy kalibracji tych wyników mógł powstać dosyć duży błąd systematyczny. Przedstawiam tutaj te dane głównie po to, aby zwrócić wagę na przebieg procesu ładowania w zależności od parametrów takich jak R_0 i β_L od warunków ładowania. Przyglądając się tylko surowym danym widać że: po pierwsze istnieje dla każdego odstrojenia idealny czas ładowania pułapki, a po drugie istnieje też optymalny przedział odstrojeń, dla którego pułapka ładuje się najlepiej. Można się domyślać, że zbyt małe odstrojenie powoduje znaczne zwiększenie strat z pułapki przez ciągle wzbudzenie atomów. Natomiast kiedy odstrojenie jest za duże, to być może pułapka MOT zanika zbyt szybko żeby ODT zdążyła się załadować, a może szybkość ładowania zmniejsza się przy większych odstrojeniach. W tej części rozprawy spróbuję zweryfikować te przypuszczenia.



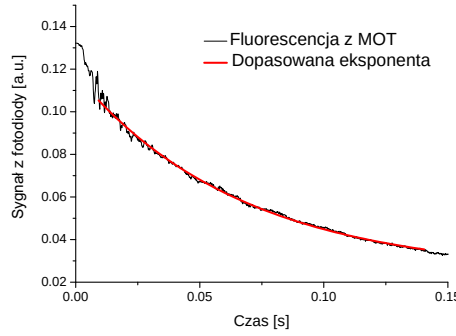
Rysunek 4.2: Fluorescencja z ODT (proporcjonalna do liczby atomów) w zależności od czasu ładowania przy laserze repompującym działającym na przejściu $F=1-F'=1$ z natężeniem $700\mu W/cm^2$



Rysunek 4.3: Fluorescencja z ODT (proporcjonalna do liczby atomów) w zależności od czasu ładowania przy laserze repompującym działającym na przejściu $F=1-F'=1$ z natężeniem $70\mu W/cm^2$



Rysunek 4.4: Fluorescencja z ODT (proporcjonalna do liczby atomów) w zależności od czasu ładowania przy laserze repompującym działającym na przejściu $F=1-F'=2$ z natężeniem $70\mu W/cm^2$

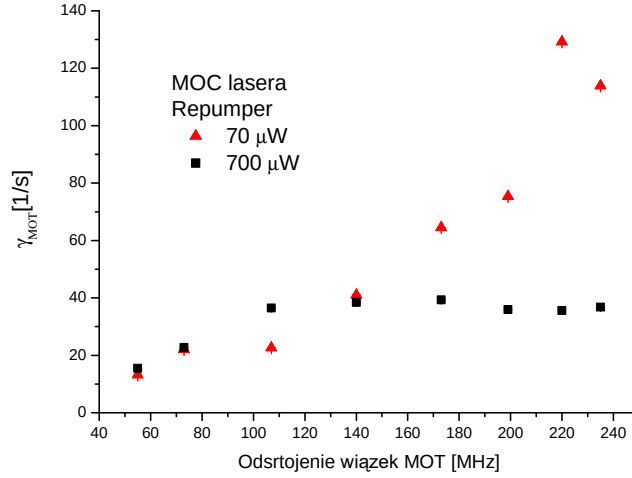


Rysunek 4.5: Przykładowy pomiar zaniku fluorescencji z MOT, przy mocy lasera Repumper $70\mu W/cm^2$ i odstrojeniu wiązek MOT 55 MHz.

Wyznaczenie parametrów

Krzywa ładowania, opisana wzorem (4.1), nie pozwala na wyznaczenie z dopasowania jej do danych doświadczalnych aż czterech parametrów: R_0 , γ_{MOT} , β_L oraz Γ_L . Dlatego szybkość zaniku pułapki MOT (γ_{MOT}) postanowiliśmy wyznaczyć oddzielnie badając zanik fluorescencji z pułapki MOT. Procedura była taka sama, jak przy ładowaniu pułapki dipolowej (dla najdłuższych czasów ładowania tj. 130ms), z tą różnicą, że zamiast robić zdjęcie po załadowaniu, przez cały czas monitorowaliśmy poziom fluorescencji z MOT. Przykładowy pomiar przedstawia rys. 4.5.

Znając parametry γ_{MOT} dla wszystkich odstrojeń i natężeń lasera *Repum-*

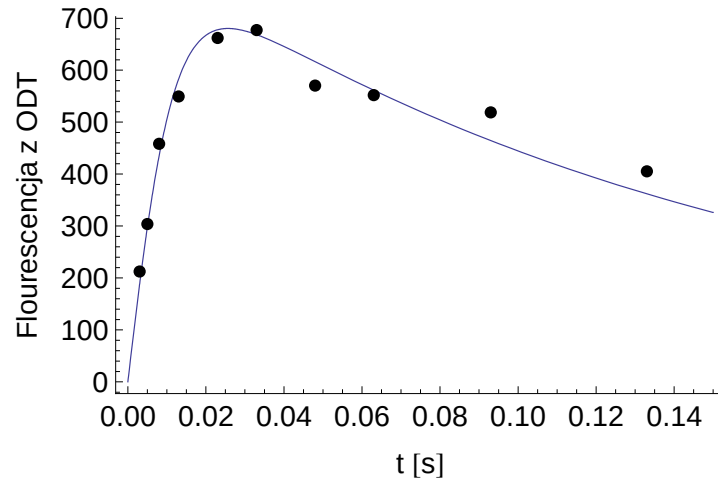


Rysunek 4.6: Zależność szybkości zaniku pułapki MOT γ_{MOT} od odstrojenia laserów chłodzących

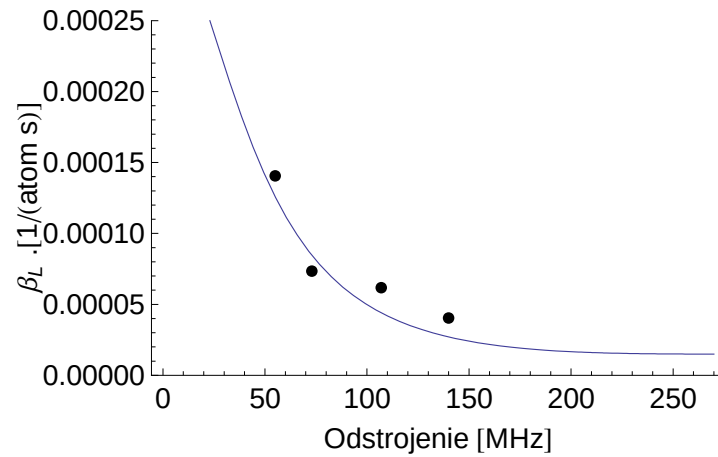
per mogliśmy przystąpić do wyznaczania pozostałych parametrów z równania (4.1). Metoda jest opisana w dodatku B. Wykres 4.7 przedstawia przykładowe dane wraz z dopasowaną krzywą. Niestety z powodu małej liczby punktów i dużego statystycznego rozrzutu danych, nie udało się satysfakcjonująco dopasować krzywych do wszystkich serii pomiarowych. Dla dużych odstrojeń zaobserwowano rozbieżności pomiędzy danymi a dopasowaną krzywą przy największych czasach ładowania. Za przebieg krzywej w tym rejonie odpowiada głównie parametr β_L , dlatego wiarygodnie wyznaczono go tylko dla czterech najmniejszych odstrojeń.

Straty zależne od gęstości β_L

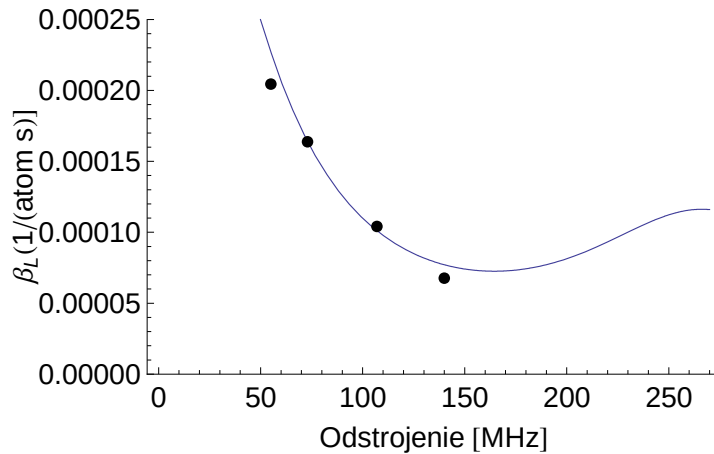
Zgodnie z intuicją i przewidywaniami teoretycznymi, β_L spada wraz ze zwiększeniem odstrojenia, co widać na rys. 4.8 i 4.9. Trzeba mieć na uwadze że z powodu możliwych błędów w kalibracji liczby atomów wartości liczbowe parametru β_L mogą nie być dokładnie wyznaczone. Tu i w przypadku parametru beta należy zwracać uwagę na przebieg zależności tych parametrów niż na wartości liczbowe. Na wykresie 4.9 widać lekki wzrost β_L przy odstrojeniu 267 MHz. Jest to spowodowane uwzględnieniem w modelu rozpraszania na linii $F=2-F'=2$ oddalonej od przejścia chłodzącego właśnie o 267 MHz. Dostrojenie lasera chłodzącego do tej linii powoduje wzbudzenie atomów a tym samym zwiększenie β_L . Ograniczony zakres odstrojeń nie pozwolił doświadczalnie sprawdzić tego wzrostu.



Rysunek 4.7: Przykładowe wyniki wraz z dopasowaną krzywą. Są to wyniki dla odstrojenia $\text{MOT} = 55$ MHz przy laserze repompującym o mocy $700 \text{ } \mu\text{W}/\text{cm}^2$ działającym na przejściu $F=1-F'=1$. Parametry z dopasowania to: $R_0 = 1.43 \cdot 10^7 \text{ atom/s}$, $\beta_L = 4.50 \cdot 10^{-4} \text{ 1/(atom s)}$



Rysunek 4.8: Wyznaczone doświadczalnie wartości parametrów β_L oraz krzywa teoretyczna (patrz 4.2.1) dla natężenia światła wiązek chłodzących i repompujących odpowiednio $20 \text{ mW}/\text{cm}^2$ i $70 \text{ } \mu\text{W}/\text{cm}^2$

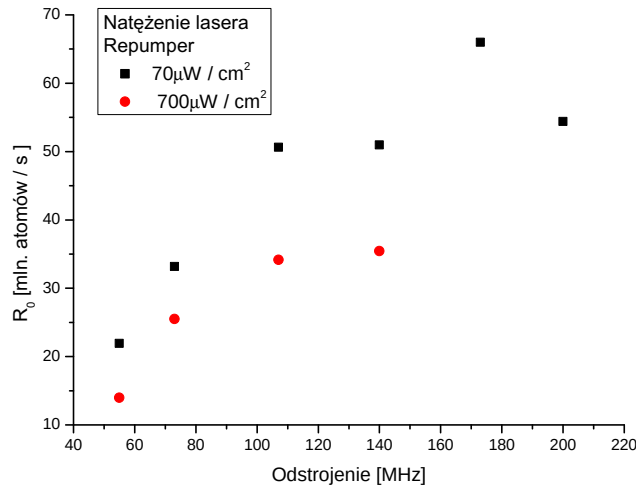


Rysunek 4.9: Wyznaczone doświadczalnie wartości parametrów β_L oraz krzywa teoretyczna (patrz 4.2.1) dla natężenia światła wiązek chłodzących i repompujących odpowiednio 20 mW/cm² i 700 μ W/cm²

Szybkość ładowania R_0

Kolejnym istotnym parametrem występującym we wzorze (4.1) jest R_0 . Opisuje on szybkość z jaką atomy z pułapki MOT są przechwytywane do ODT. Podobnie jak β_L został on wyznaczony przez dopasowanie wzoru (4.1) do danych przedstawionych na wykresach 4.3 i 4.2. Rysunek 4.10 przedstawia wyniki tych dopasowań. Szersza analiza tych wyników jest przedstawiona w dziale 4.2.1, ale żeby zrozumieć wyniki z wykresu 4.10 trzeba mieć na uwadze dwa fakty. Po pierwsze szybkość ładowania zależy od współczynnika lepkości α melasy optycznej. Im większa lepkość, tym większa szansa na to, że atom po trafieniu do pułapki dipolowej zdąży wyhamować i w niej pozostanie. Tą zależnością można wytłumaczyć wzrost R_0 wraz ze zwiększaniem odstrojenia, gdyż współczynnik lepkości α jest proporcjonalny do odstrojenia. Drugim istotnym parametrem jest gęstość atomów w MOT. Im większa gęstość, tym większa szansa, że jakiś atom trafi do objętości zajmowanej przez wiązkę ODT. Rysunek 3.8 pokazuje, że rozmiar pułapki MOT maleje przy zwiększonym odstrojeniu (w pewnym zakresie), w związku z tym musi rosnąć gęstość atomów, co też przyczynia się do wzrostu R_0 wraz z odstrojeniem. Przyczyną wzrostu gęstości jest zmniejszenie liczby atomów wzbudzonych [29].

Poza zwiększeniem odstrojenia liczbę atomów w stanie wzbudzonym można zmniejszyć przez zmniejszenia natężenia lasera *Repumper*. Chociaż nie mierzyliśmy wielkości pułapki MOT w zależności od natężenia lasera *Repumper*, nie możemy tego skonfrontować z danymi doświadczalnymi, ale wydaje się, że szybkość ładowania R_0 jest większa przy słabszym laserze *Repumper*, wynika to właśnie z większej gęstości atomów w MOT niż przy silnym laserze *Repumper*.



Rysunek 4.10: Wyznaczone doświadczalnie wartości parametrów R_0 dla wartości natężenia światła wiązek chłodzących 20 mW/cm²

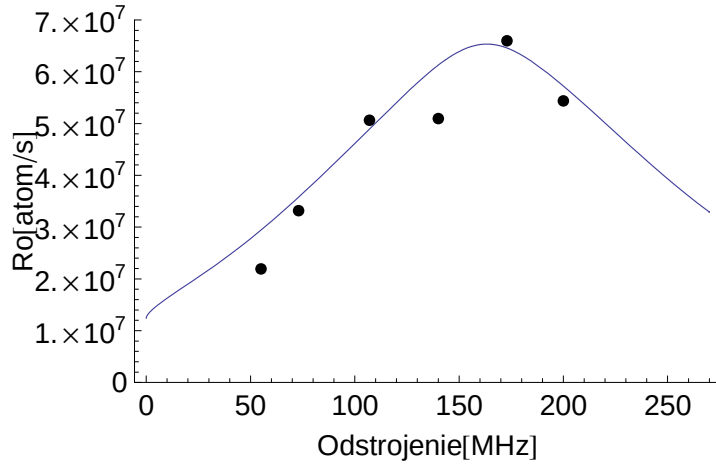
4.2.1 Analiza teoretyczna

Szybkość ładowania R_0

Koncepcja stojąca za sposobem wyliczenia szybkości ładowania jest prosta. Mnożymy szybkość z jaką atomy trafiają do obszaru zajmowanego przez wiązkę ODT przez prawdopodobieństwo, że atom pozostanie w pułapce. Z tego rozumowania wynika równanie:

$$R_0 = ska \frac{1}{4} n_{MOT} \bar{v} A P_{trap}, \quad (4.2)$$

gdzie n_{MOT} to gęstość atomów w MOT, $\bar{v}$ to ich prędkość średnia, a P_{trap} to wspomniane prawdopodobieństwo, że atom zostanie zatrzymany w pułapce, natomiast A to efektywna powierzchnia ODT. Parametr ska to czynnik skalujący wprowadzony przez nas ze względu na możliwy systematyczny błąd kalibracji liczby atomów. Aby odnieść ten wzór do danych pomiarowych należało wyznaczyć wszystkie wielkości w nim zawarte. Do wyznaczenia n_{MOT} oraz $\bar{v}$ posłużyliśmy się danymi widocznymi na wykresach 3.8 i 3.7, czyli zmierzoną wielkością σ_0 i temperaturą MOT dla różnych odstrojeń wiązek chłodzących. W celu interpolacji danych doświadczalnych dopasowaliśmy do wykresów wielomiany drugiego stopnia, a następnie uzyskaną w ten sposób zależność temperatury i wielkości pułapki MOT od odstrojenia przeliczyliśmy na średnią szybkość i gęstość korzystając ze wzorów $\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2}k_B T$ oraz $n_{MOT} = N \frac{3}{4} \frac{1}{\pi \sigma_0^3}$, gdzie m to masa rubidu 87, k_B to stała Boltzmanna, T to temperatura natomiast N to liczba atomów w MOT która wynosi około 7 mln. A to efektywna powierzchnia pułapki dipolowej



Rysunek 4.11: Wyznaczone doświadczalnie wartości parametrów R_0 , oraz krzywa teoretyczna (patrz 4.2.1) dla natężenia światła wiązki repompującej $70 \mu W/cm^2$

wyznaczona ze wzoru $A = 2\pi r_{ODT} \sigma_0$, gdzie r_{ODT} to promień pułapki dipolowej. Zakładamy że pułapka w miejscu w którym zachodzi ładowanie ma kształt walca. Pozostaje kwestia co uznać na granice pułapki, tutaj przejęliśmy za że jest nią powierzchnia ekwipotencjalna gdzie potencjał jest równy 1/2 głębokości pułapki. Prawdopodobieństwo zatrzymania atomu w pułapce P_{trap} jest znacznie trudniejsze do wyliczenia. Tutaj korzystam z modelu opisanego szczegółowo w pracy [33]. W skrócie: chodzi o to, że atom w czasie w jakim przebywa w obszarze ODT, za sprawą oddziaływania z melasą musi zwolnić na tyle, żeby nie mógł opuścić potencjału pułapki. Takie rozumowanie prowadzi do wzoru:

$$P_{Trap} = \frac{1}{2} \left[1 - erf \left(\frac{\bar{v}}{\sqrt{2}\sigma} \left(1 - \sqrt{\frac{\alpha}{m}} \tau \right) \right) \right], \quad (4.3)$$

gdzie τ to czas, jaki atomy spędzają w obszarze pułapki, α to współczynnik lepkości melasy, a σ to poszerzenie rozkładu prędkości podczas wlatywania atomu do obszaru ODT.

σ jest dane wzorem $\sigma = \sqrt{1/3 \hbar k / m \Gamma_{SC} \tau / 2}$, gdzie $\hbar$ to stała Plancka, k długość wektora falowego wiązek MOT, a Γ_{SC} to stała rozpraszania.

Jak widać, powyższe wzory zawierają wiele parametrów, które trzeba znać. Czas pobytu atomów w obszarze ODT można łatwo wyliczyć ze wzoru $\tau = \omega_0 \bar{v}$, gdzie ω to szerokość ogniska pułapki wynosząca w naszym przypadku $22 \mu m$. Z pracy [1] wiadomo, że lepkość melasy skaluje się odwrotnie proporcjonalnie do odstrojenia, czyli $\frac{\alpha}{m} = C \frac{\delta}{F}$, gdzie C to parametr numeryczny, którego nie znamy dla naszej pułapki i jest to drugi wolny parametr w równaniu (4.2). Przy wyznaczaniu stałej rozpraszania Γ_{SC} postępowaliśmy podobnie jak przy wyznaczaniu β w akapicie 4.2.1. Aby wyliczyć ratę rozpraszania uwzględniając pompowanie, skorzystaliśmy ze wzoru

$$\Gamma_{SC} = \Gamma_{M,F'=3} \frac{B_R \Gamma_R}{B_R \Gamma_R + B_D \Gamma_{M,F'=2}}, \quad (4.4)$$

gdzie szybkości rozpraszania na poszczególnych przejściach policzono ze wzoru (4.9).

Znając wszystkie parametry możemy porównać wynik z danym doświadczalnymi. Wykres 4.11 przedstawia dane oraz krzywą teoretyczną gdzie przyjęto, że czynnik skalujący $ska = 0.7$. Oprócz czynnika ska do dopasowania użyto drugiego wolnego parametru. Zwracam uwagę na to, że aby dopasować krzywą musieliśmy użyć dwóch wolnych parametrów. Drugim jest lepkość melasy α . W naszym przypadku parametr $\frac{\alpha}{m\Delta}$ wynosi 4850 i zgadza się co do rzędu wielkości z taką wartością wyznaczoną dla cezu w pracy [36]. Sądząc po czynniku skalującym bliskim jedynce można przypuszczać że nie płoniliśmy tak bardzo wielkiego błędu przy kalibracji liczby atomów, oraz że krzywa teoretyczna dość dobrze przybliża dane.

Parametr β_L

Straty z ODT w obecności laserów MOT są znacznie większe od strat z wyłączoną pułapką MOT [3], dlatego głównych przyczyn strat należy się dopatrywać w oddziaływaniu ze światłem. Głównym mechanizmem powodującym straty zależne od gęstości są zderzenia pomiędzy zimnymi atomami w stanie podstawowym i w stanie wzbudzonym (ang. *radiative escape* [33]). Ponadto energia potencjalna pomiędzy atomami w stanie wzbudzonym jest inna niż pomiędzy atomami w stanie podstawowym, dlatego zderzenia atomów, podczas których dochodzi do emisji fotonu, mogą dostarczać atomom wystarczająco dużo energii aby te mogły uciec z pułapki [37]. Żeby taki proces zaszedł, muszą się zderzyć dwa atomy, z których co najmniej jeden jest w stanie wzbudzonym. Podczas ładowania pułapki, moc lasera *Repumper* jest tysiąckrotnie mniejsza od mocy laserów chłodzących, więc z dobrym przybliżeniem można przyjąć, że wszystkie atomy są wzbudzone przez laser chłodzący. Żeby atom miał szansę być wzbudzony, musi być w stanie $F=2$ (patrz rys.1.2). Względna liczba atomów w tym stanie jest dana:

$$\frac{n_2}{n} = \frac{I_R}{I_R + aI_M}, \quad (4.5)$$

gdzie : I_R natężenie lasera *Repumper*, I_M natężenie lasera chłodzącego, natomiast a to stała odzwierciedlająca względne szybkości pompowania.

Szybkość ta zależy przede wszystkim od współczynników Clebscha-Gordona, ale też od odstrojeń laserów i przesunięć światłem wprowadzonych przez wiązkę ODT. Mnożąc (4.5) przez natężenie laserów chłodzących, otrzymujemy frakcję atomów w stanie wzbudzonym, dlatego szybkość strat zależnych od gęstości wynosi:

$$\beta_L = \frac{KI_M}{V} \frac{I_R}{I_R + aI_M}, \quad (4.6)$$

gdzie: K to stała związana ze stratami zależnymi od gęstości, niezależna od pompowania optycznego a V to objętość obszaru gdzie zachodzi ładowanie.

Stała K natomiast silnie (prawie odwrotnie proporcjonalnie) zależy od głębokości pułapki $K \sim U_0^{-5/6}$. Dlatego *radiative escape* ma dużo większe znaczenie dla pułapek dipolowych o głębokościach poniżej 1mK niż dla jedno-kelwinowej pułapki MOT §.

Wzór (4.6) pochodzi z pracy [33] i nadaje się dobrze do opisu zależności parametru β_L od mocy. Aby wzór ten mógł też opisać zależność β_L od odstrojenia, należy go zmodyfikować, uwzględniając fakt, że o szybkości pompowania optycznego nie decyduje natężenie światła pompującego, lecz szybkość rozpraszania. Wzór (4.5) można więc zapisać jako:

$$\frac{n_2}{n} = \frac{bB_R\Gamma_R}{bB_R\Gamma_R + B_M\Gamma_{M,F'=2}}, \quad (4.7)$$

gdzie Γ_R to szybkość rozpraszania lasera *Repumper*, $\Gamma_{M,F'=2}$ to szybkość rozpraszania lasera chłodzącego na przejściu $F=2 \rightarrow F'=2$ (czyli proces któremu ma przeciwdziałać *Repumper*), B_R oraz B_D to *branching ratio* związany i z repompowaniem i pompowaniem, natomiast b to parametr związany z wydajnością pompowania przez laser *Repumper*.

Aby uzyskać liczbę atomów w stanie wzbudzonym, która decyduje o wartości parametru β należy (4.7) pomnożyć przez szybkość rozpraszania nie zapominając o przejściu $F=2 \rightarrow F'=2$. Oprócz tego podzieliliśmy wzór przez parametr skalujący *ska* taki jak przy wyznaczony przy okazji analizy teoretycznej zależności R_0 . Dlatego parametr β_L można zapisać:

$$\beta_L = \frac{1}{ska} \frac{KI_M}{V} (\Gamma_{M,F'=2} + \Gamma_{M,F'=3}) \frac{bB_R\Gamma_R}{bB_R\Gamma_R + B_D\Gamma_{M,F'=2}}. \quad (4.8)$$

Szybkości rozpraszania obliczono ze wzoru

$$\Gamma_{SC} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I_0/I_S}{1 + I_0/I_S + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (4.9)$$

przy czym aby uwzględnić siłę poszczególnych linii struktury nadsubtelnej, przyjęto natężenie nasycenia, takie jak w tabeli 4.2.1.

Rysunki 4.8 i 4.9 przedstawiają krzywe opisane powyższym wzorem na tle danych doświadczalnych, obliczone dla natężenia lasera repompującego, takiego jak w doświadczeniu. Jedynymi parametrami dopasowującymi były: K oraz b . Jednak te parametry są stałe dla obu wykresów ($K = 3.5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^4/(\text{s mW})$ oraz

§ Pułapka MOT nie ma potencjału, ale mimo to można mówić o jej głębokości, gdyż istnieje maksymalna prędkość wychwytu atomów, a tę można przeliczyć na temperaturę.

Przejście	F=2-F'=3	F=2-F'=2	F=1-F'=1
I_S [mW/cm ²]	3.5	9.5	9.5

Tabela 4.1: Przyjęte wartości natężenia nasycającego

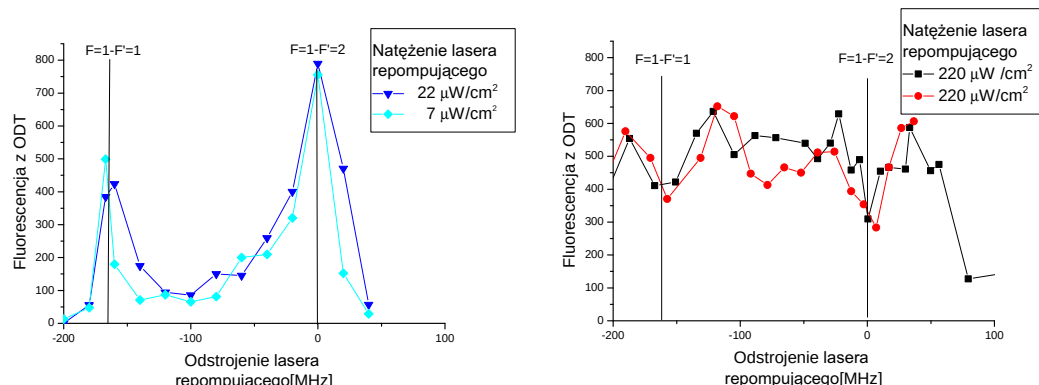
$b = 5.9$) i krzywe na nich przedstawione różnią się, tak jak w doświadczeniu, tylko wartością natężenia lasera *Repumper*. Mimo że w doświadczeniu nie udało się zbadać zależności dla odstrojeń większych niż 150 MHz, można uznać pomiary za zgodne teorią. Udało się więc potwierdzić przydatność modelu zaproponowanego w pracy [33] do analizy procesów przebiegających podczas ładowania pułapki a także, według naszej wiedzy, po raz pierwszy dla opisu zależności parametru β_L od odstrojenia wiązek MOT.

Podsumowanie

Wprawdzie wyznaczyliśmy wartości współczynników występujących w równaniu (4.1) tylko z dokładnością do czynnika skalującego, ale porównaliśmy ich zależności od odstrojenia z teorią zaproponowaną w [33] i dało to satysfakcjonujące rezultaty. Potwierdza to słuszność tej teorii oraz zaproponowanego przez nas jej rozszerzenia uwzględniającego zależność mechanizmów ładowania od odstrojenia wiązek chłodzących.

4.3 Rola odstrojenia lasera *Repumper*

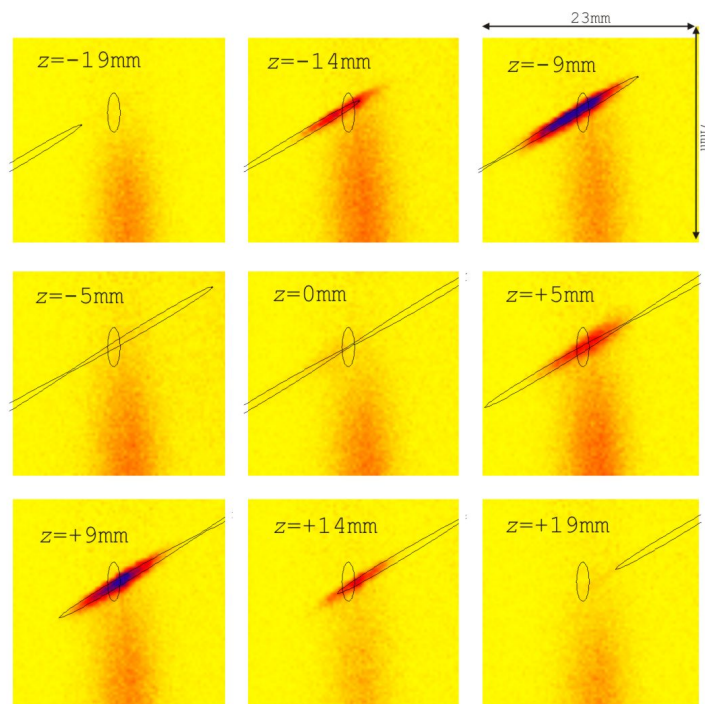
Jedna z możliwości wyjaśnienia faktu, że ograniczenie gęstości z jakim mamy do czynienia w pułapce MOT nie dotyczy obszaru objętego przez pułapkę dipolową, jest występowanie tzw. ciemnej pułapki (*darkSPOT* MOT) [38]. Zostało zaobserwowane, że jeżeli w normalnej pułapce MOT zamiast gaussowskich wiązek lasera repompującego zastosujemy wiązki z ciemnym punktem w osi, to znaczy wiązki których natężenie na osi równe jest zero, wtedy znacznie zwiększa się gęstość atomów w MOT. Jest tak dlatego, że większość atomów obecnych w MOT, przy zastosowaniu takiej wiązki lasera repompującego, jest w stanie podstawowym, który nie może być wzbudzony, a ograniczenie na gęstość dotyczy tylko atomów w stanie wzbudzonym. Natomiast ładowanie pułapki MOT działa normalnie ponieważ poza obszarem ODT *Repumper* świeci z pełnym natężeniem. Istnieje hipoteza, że podobny efekt występuje przy ładowaniu atomów z MOT do pułapki dipolowej, tyle że w mniejszej objętości i to bez zastosowania ciemnego punktu w wiązce lasera repompującego. Rolę tego ciemnego punktu odgrywa wiązka lasera ODT. Nie przesłania ona wprawdzie lasera repompującego ale przesuwając poziomo w atomach znajdujących się w pułapce tak, że przestają być rezonansowe z laserem *Repumper*. W związku z czym atomy te przestają być repompowane i spadają do stanu podstawowego. Wiele poszlak przemawia za tą hipotezą - na



Rysunek 4.12: Fluorescencja z ODT w zależności od odstrojenia lasera *Repumper*. Pionowe proste oznaczają położenie przejść biorących udział w repompowaniu.

przykład fakt, że na wydajność ładowania wielki wpływ ma różnicowe przesunięcie światłem [39], jednak nie zostały przeprowadzone badania jednoznacznie wskazujące, że taki efekt występuje.

Pomyśleliśmy, że badanie wydajności ładowania od odstrojenia lasera *Repumper* może dostarczyć informacji na temat roli wyżej wspomnianego efektu samoczynnego *dark SPOT MOT* w ładowaniu ODT. Wykres 4.12 przedstawia zależność liczby atomów w ODT od odstrojenia lasera *Repumper*. Procedura ładowania wygląda jak w przypadku badania krzywych ładowania, tyle że przerywamy ładowanie po 30 ms co jest mniej więcej optymalnym czasem dla odstrojenia 80 MHz, przy którym zostały wykonywane pomiary. Moc wiązek MOT wynosiła 28 mW. Przebieg zależności widocznej na wykresie 4.12 jest prosty do wytłumaczenia dla małych mocy lasera repompującego. Żeby zachodziło ładowanie, laser ten musi być na linii, aby w ogóle zachodziło repompowanie. W przeciwnym przypadku wszystkie atomy lądują w stanie $F=1$ (mowa o ^{87}Rb) i nie oddziałują z wiązkami chłodzącymi, przez co nie ma ładowania. Dla dużych mocy lasera *Repumper* jest odwrotnie. Ładowanie przebiega najgorzej jeżeli laser jest na linii. Można to wytłumaczyć tym, że mocny rezonansowy *Repumper* powoduje ostatecznie wzbudzenie zbyt dużej liczby atomów, przez co rosną straty ODT. Dlatego dla mocnego lasera *Repumper*, ODT najlepiej ładuje się kiedy *repumper* jest odstrojony od przejścia o tyle, że szybkość repompowania wynosi tyle, ile dla rezonansowego słabego lasera. Ale z wykresu widać, że liczba atomów załadowana wtedy jest i tak mniejsza niż dla słabego rezonansowego lasera. Myślę, że właśnie ta różnica jest spowodowana efektem *dark SPOT MOT* albo nawet samoczynnym *dark SPOT MOT* [40] wyindukowanym przez wiązkę ODT. Efekt

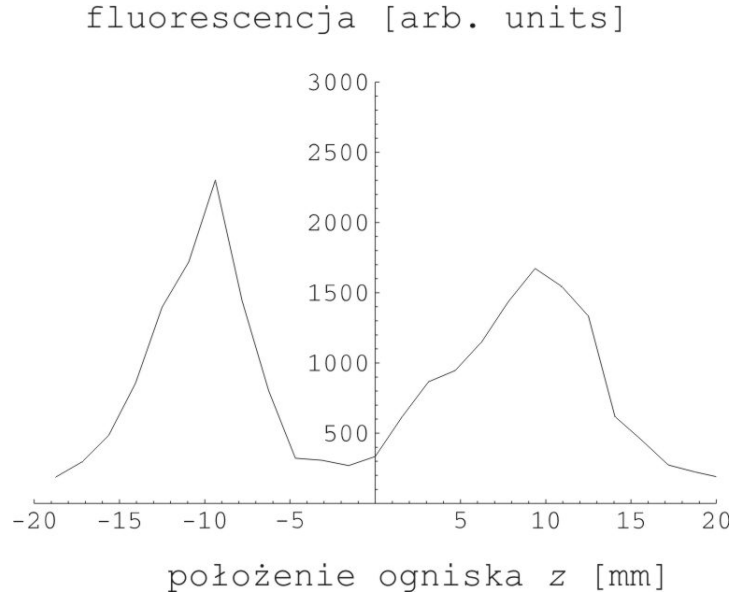


Rysunek 4.13: Zdjęcia fluorescencyjne atomów z ODT o głębokości 33mK dla różnych rozsunień MOT-ODT. Elipsa oznacza miejsce gdzie znajduje się pułapka MOT, natomiast wydłużony skośny kontur oznacza granice pułapki dipolowej.

ma jedynie znaczenie właśnie dla rezonansowego lasera repompującego, kiedy laser jest i tak odstrojony to niewielkie przesunięcie różnicowe jakie wprowadza ODT nie ma znaczenia.

4.4 Efekty geometryczne w ładowaniu ODT

W części 4.1 nie zastanawialiśmy się nad wpływem efektywnej powierzchni pułapki dipolowej na jej ładowanie (parametr A ze wzoru (4.1)). Częściowo było tak dlatego, że aby w ogóle załadować pułapkę dipolową przy użyciu lasera Nd:YAG o mocy 1W musieliśmy ją zogniskować tak bardzo jak było to możliwe. Nie mieliśmy zatem możliwości zamiany powierzchni A . Taką możliwość dało nam zastosowanie lasera Ti:Sa. Ma on wprawdzie nieco mniejszą moc niż laser Nd:YAG, ale dzięki małemu odstrojeniu możemy osiągnąć wielokrotnie większy stosunek głębokości pułapki do natężenia światła. To umożliwia zmianę efektywnej powierzchni pułapki dipolowej w bardzo szerokim zakresie. Moglibyśmy to robić skupiając wiązkę ODT do mniejszego lub większego ogniska, ale łatwiej było rozsuwać geometrycznie ognisko wiązki ODT w stosunku do pułapki MOT. Proces ładowania zachodził wówczas w miejscu, gdzie wiązka jest szersza i w ten sposób mogliśmy wygodnie regulować powierzchnią A . W tym przypadku nie badaliśmy

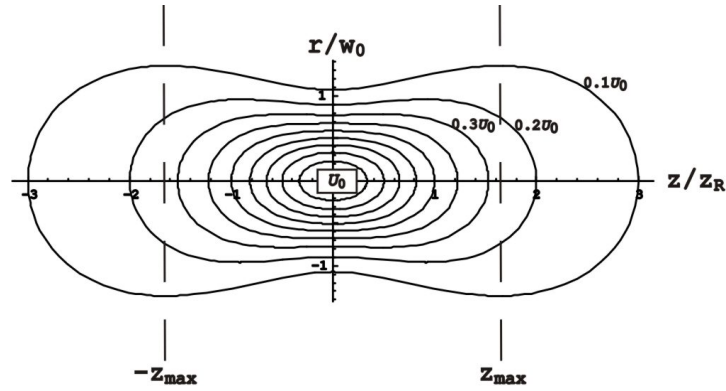
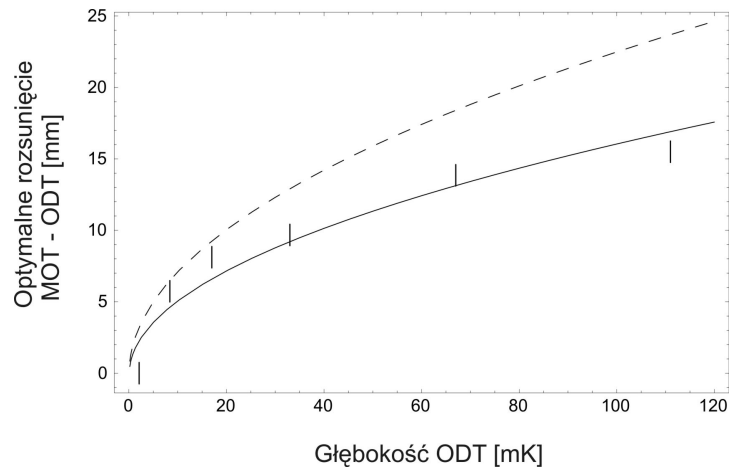


Rysunek 4.14: Fluorescencja z ODT (proporcjonalna do liczby atomów) od położenia ogniska. Głębokość ODT 33mK.

całego przebiegu krzywych ładowania. Okazało się, że sama analiza funkcji liczby atomów w pułapce w zależności od odsunięcia ogniska ODT w stosunku do MOT dało wiele ciekawych informacji na temat procesu ładowania ODT. Są one przedstawione w części 4.4.2. Badaliśmy wyżej wspomnianą zależność dla różnych odstrojeń i mocy Ti:Sa co dało imponujący zakres regulacji głębokości pułapki (w ognisku) od 2.1 do 111 mK [41].

4.4.1 Wyniki eksperymentalne

Przebieg pomiarów efektów geometrycznych z laserem Ti:Sa wygląda podobnie jak w przypadku pułapki na laserze Nd: YAG (podrozdział 4.1). Ładujemy pułapkę ODT według procedury opisanej w części 4.1.2, przy czym czas ładowania jest skrócony do 25ms a odstrojenie w tym czasie wynosi 100 MHz. Wiązka ODT jest zogniskowana do $12\mu\text{m}$. Przeprowadziliśmy pomiary dla mocy wynoszących 50, 100, 200, 400 i 660 mW dla odstrojeń od linii D2 wynoszących 0,43, 0,86 i 1.72 nm. Dla każdej z wyżej wymienionych mocy i odstrojeń mierzyliśmy zależność liczby atomów w ODT od rozsunięcia ogniska wiązki ODT od centrum MOT. Liczbę atomów wyznaczaliśmy za pomocą zdjęć fluorescencyjnych metodą opisaną w części 3.1.3. Rysunki 4.14 i 4.13 przedstawiają taki pomiar dla pułapki o głębokości U_0/k_B równej 33mK. Widać, że ładowanie nie zachodzi najlepiej w ognisku wiązki, lecz istnieje optymalne rozsunięcie ogniska w stosunku do centrum MOT, dla którego ładuje się najwięcej atomów. Zaobserwowaliśmy, że wartość tego optymalnego rozsunięcia nie zależy bezpośrednio od mocy lasera ani od

Rysunek 4.15: Kształt powierzchni ekwipotencjalnych dla różnych wartości U/U_0 Rysunek 4.16: Optymalne rozsuniecie MOT-ODT w zależności od głębokości pułapki. Czarne punkty to dane doświadczalne, linia ciągła jest wyliczona na podstawie równania (4.12) gdzie przyjęto $\alpha = 2.5$, a linia przerywana została wyliczona na podstawie teorii z [42]

odstrojenia, lecz od kombinacji tych parametrów opisującej głębokość pułapki. Tę zależność widać na wykresie 4.16. Warto zwrócić uwagę, że optymalne rozsuniecie dla najgłębszych pułapek wynosiło aż 15mm czyli ponad 10 razy więcej niż średnica MOT, czyli optymalne rozsuniecie opisane w pracy [33]. Ilustruje to jak niepełny jest opis teoretyczny procesów z ładowaniem ODT.

4.4.2 Analiza Teoretyczna

Według autorów pracy [33] wydajność ładowania jest proporcjonalna do efektywnego pola przekroju pułapki. Polem przekroju według autorów jest część wspólna pułapki MOT i powierzchni ekwipotencjalnej takiej, gdzie głębokość potencjału

jest porównywalna z energią kinetyczną atomów w MOT $U \approx k_B T_{MOT}$. Powierzchnię ekwipotencjalną dla potencjału U można opisać wzorem[¶].

$$r_{eff}(z) = \sqrt{\frac{w_0^2}{2} \left[1 + \left(z/z_R \right) \right] \ln \left(\frac{U_0}{U} \frac{1}{1 + (z/z_R)^2} \right)}, \quad (4.10)$$

gdzie: w_0 to przewężenie wiązki, z_R promień Rayleigha a U_0 głębokość pułapki.

Rysunek 4.15 przedstawia kontury powierzchni ekwipotencjalnych dla kilku wartości U/U_0 . Widać, że dla małych U/U_0 promień ma dwa maksima. Odległość takiego maksimum od ogniska można opisać wzorem:

$$z_{max} = z_R \sqrt{\frac{1}{e} \frac{U_0}{U} - 1} \quad (4.11)$$

Łatwo możemy więc obliczyć, w którym miejscu, dla danego U , efektywna powierzchnia pułapki jest największa, tyle że nie wiemy, którą z powierzchni ekwipotencjalnych przyjąć za powierzchnię ograniczającą naszą pułapkę. Dlatego do analizy danych pomiarowych dopasowano wzór

$$z_{max} = z_R \sqrt{\frac{1}{e} \frac{U_0}{\alpha k_B T_{MOT}} - 1}, \quad (4.12)$$

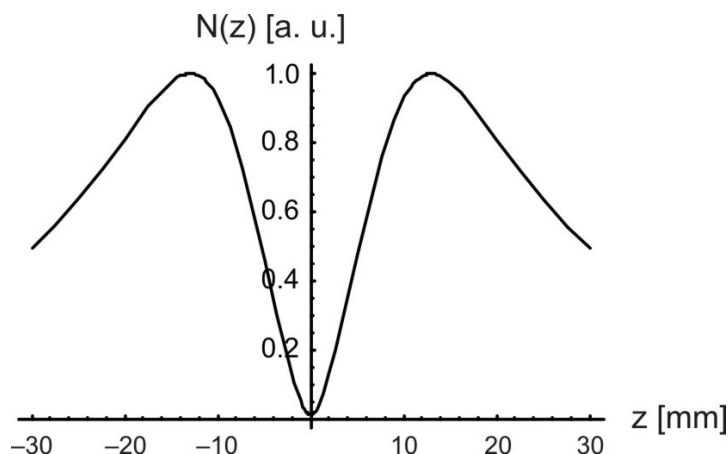
gdzie α jest wolnym parametrem określającym, którą z powierzchni ekwipotencjalnych uznajemy za granicę pułapki. Jeżeli zgodnie z intuicją zdecydowalibyśmy, że wybieramy powierzchnię dla której $U = k_B T_{MOT}$, to α wynosiłaby jeden. Tymczasem najlepsze dopasowanie do danych doświadczalnych daje wartość $\alpha = 2.5$. Znaczy to, że atomy „wołą” lądować się w miejscu, gdzie pułapka jest węższa i głębsza niż wynikałoby to z prostego rozumowania.

Aby uwolnić się od arbitralnego wyboru granic pułapki dipolowej postanowiliśmy zastosować formalizm zaproponowany w pracy [42]. W tej pracy autorzy nie wyróżniają jednego konturu ograniczającego ODT tylko rozpatrują pełny rozkład potencjału oraz obliczają, zakładając że atomy poruszają się w lepkiej melasie, czy atom z daną prędkością początkową zatrzyma się w pułapce, a następnie całkują wynik po rozkładzie prędkości atomów w MOT. Rachunki te prowadzą do wzoru na liczbę atomów w ODT:

$$N = \pi^3 / 2 R n_0 \frac{w^2}{2} q^2 \int_0^1 dv v (-\ln(v) \exp(-qv)), \quad (4.13)$$

gdzie: w to promień wiązki ODT, R i n_0 to średnica i gęstość atomów MOT a $q = U_0/k_B T_{MOT}$. Ten wzór został wyprowadzony dla przypadku, kiedy ogniska wiązki i centrum MOT znajdują się w jednym miejscu, ale można go rozszerzyć do naszego przypadku przyjmując zamiast globalnego U_0 , lokalną głębokość pułapki

[¶]jest to tylko wzór na promień, gdyż problem ma symetrię cylindryczną



Rysunek 4.17: Liczba atomów w ODT według równania (4.13) dla naszej pułapki o głębokości 33mK.

zależną od rozsunęcia MOT i ODT. Przy wyprowadzaniu wzoru (4.13) i tak brano pod uwagę tylko atomy wpadające radialnie do pułapki, więc przyjęcie, że nasza pułapka w miejscu ładowania jest równoległą rurą o promieniu zadanym przez równanie (1.20) i głębokości danej wzorem (4.14) jest w pełni uzasadniona.

$$U_0(z) = \frac{U_0}{1 + (z/z_R)^2}. \quad (4.14)$$

Podstawiając równanie (4.14) do wzoru (4.13) otrzymujemy zależność liczby atomów w ODT od rozsunęcia MOT i ODT widoczną na rys. 4.17. Zależność ta kształtem jest podobna do otrzymanej eksperymentalnie, a położenie maksimum na krzywej doświadczalnej tylko nieznacznie różni się w stosunku do teoretycznej. Jest to odpowiednio $z = \pm 10 \text{ mm}$ i $z = \pm 13 \text{ mm}$. Co do różnic pomiędzy wartościami przewidzianymi przez O'Hara a wartościami mierzonymi przez nas widocznymi na wykresie 4.16 to widać, że dla wszystkich głębokości pułapki rozsuniecie poziomów obliczane teoretycznie jest nieco przeszacowane. Innymi słowy, atomy lepiej ładują się w nieco głębszej i mniejszej pułapce niż wynikało by to z teorii. Należy jednak pamiętać, że O'Hara przeprowadzał rachunki dla atomów litu w pułapce na laserze CO_2 , gdzie różnicowe przesunięcie światłem jest znikome i zostało zupełnie zaniedbane. Jednak w naszej pułapce odstrojenie różnicowe spowodowane laserem Ti:Sa zmniejsza wydajność lasera repompującego kilkakrotnie, więc być może odstępstwa od teorii można wyjaśnić występowaniem efektu *dark SPOT* MOT opisanego w części 4.3. Ten efekt, jeżeli występuje, ma większe znaczenie w miejscu, gdzie pułapka jest głębsza i dlatego tam atomy ładują się lepiej.

4.5 Pułapka optyczna jak magnetyczna

4.5.1 Motywacja

Większość opisywanych w literaturze optycznych pułapek dipolowych działa przy użyciu wiązki spolaryzowanej liniowo^{||}. W takiej pułapce atomy odczuwają taki sam potencjał niezależnie od rzutu ich spinu na jakikolwiek kierunek. Jest to zasadnicza różnica w stosunku do pułapek magnetycznych, gdzie potencjał jest proporcjonalny do rzutu spinu atomu na oś kwantyzacji (m_F) zadaną przez pole magnetyczne. Brak tej zależności w pułapce dipolowej jest zaletą, przy większości zastosowań. Jednak jeżeli chcemy zastosować chłodzenie przez odparowanie - jest ograniczeniem. Jedynym sposobem na odparowanie w takiej pułapce jest obniżanie potencjału, wtedy najszybsze atomy wypadają z pułapki, a reszta termalizuje. Obniżanie potencjału powoduje jednak równocześnie to, że pułapka staje się mniej stroma, czyli zmniejszają się częstotliwości pułapki. Przy mniejszych częstotliwościach oscylacji, atomy rzadziej się zderzają, czyli termalizacja konieczna do odparowania, zachodzi coraz wolniej w miarę odparowania. Taka sytuacja jest niebezpieczna, ponieważ czas, jaki mamy na odparowanie jest ograniczony przez czas życia pułapki. Udało się wprowadzić osiągnąć kondensat Bosego-Einsteina metodami optycznymi dzięki dużej gęstości w przestrzeni fazowej zaraz po załadowaniu pułapki dipolowej [30], ale wydajność tego procesu jest ograniczona przez opisane zmniejszenie sztywności pułapki ODT. Można w niewielkim stopniu poprawić tę wydajność, stosując pułapkę z „dołeczkiem” [44] lub kompresując pułapkę podczas odparowania [45]. W przypadku pułapek, w których potencjał zależy od rzutu spinu, takich jak pułapki magnetyczne, możliwa jest znacznie bardziej skuteczna technika chłodzenia, mianowicie odparowanie wymuszone polem radiowym. W takiej pułapce można, przy użyciu pola częstotliwości radiowych, zmienić rzut spinu najszybszych atomów na przeciwny, co powoduje że atomy te będą wypychane z pułapki. Atomy takie opuszczają pułapkę a pozostałe termalizują. Dzięki temu odparowanie zachodzi bez zmiany kształtu potencjału czyli bez spowolnienia termalizacji. Ponadto coraz zimniejsze atomy, które pozostają w pułapce gromadzą się bliżej dna pułapki, co zwiększa gęstość i przyspiesza termalizację. Takie odparowanie zapewniające osiągnięcie czystego kondensatu nazywamy *runaway* **, co udało się osiągnąć w pułapkach dipolowych dopiero w 2009 roku [47].

Podejmowano próby budowy pułapki optycznej dla atomów tylko o konkretnym rzucie spinu oraz odparowania RF w takiej pułapce. Niestety żadna z tych prac nie zakończyła się spektakularnym sukcesem. Odparowanie RF w pułapce dipolowej udało się jedynie jednej grupie [48], lecz mimo tego nie osiągnęli tą metodą kondensatu.

^{||}wyjątkiem jest pułapka opisana w pracy [43]

**obszerny opis mechanizmów chłodzenia przez odparowanie można znaleźć w pracy [46]

4.5.2 Dynamiczny efekt Starka dla wiązki o polaryzacji kołowej

Jeżeli na atom działa wiązka spolaryzowana liniowo, to obliczenie przesunięć poziomów wywołanych dynamicznym efektem Starka jest proste. Wystarczy znać polaryzowalność skalarną ($\alpha(\omega)$) odpowiadającą za elektryczny moment dipolowy atomu, wyindukowany w kierunku wektora elektrycznego fali świetlnej.

$$U(nS_{1/2}, m_j) = \alpha(\omega) \mathcal{E}_0 \cdot \mathcal{E}_0^*, \quad (4.15)$$

gdzie $\mathcal{E}_0$ to natężenie pola elektrycznego fali świetlnej a ω to jej częstość. W pozostałych przypadkach trzeba uwzględnić nie tylko polaryzowalność skalarną, ale również tensorową odpowiadającą za moment dipolowy prostopadły do pola elektrycznego fali β [2, 39].

$$U(nS_{1/2}, m_J) = \alpha(\omega) \mathcal{E}_0 \cdot \mathcal{E}_0^* + i\beta(\omega)(\mathcal{E}_0^* \cdot \mathcal{E}_0^*) < nS_{1/2}, m_J | \sigma | nS_{1/2}, m_J >, \quad (4.16)$$

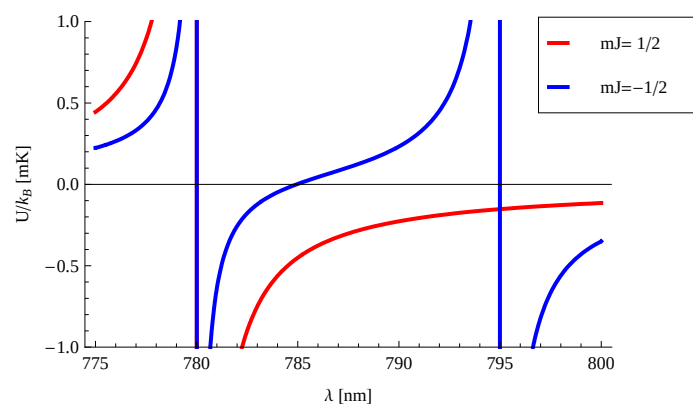
gdzie: m_J to rzut spinu na oś wiązki, a σ to operator spinu Pauliego. Jeżeli atom znajduje się w polu fali kołowo spolaryzowanej, to istnieje prosty wzór opisujący przesunięcia poziomów [49].

$$U(nS_{1/2}, m_J) = \alpha(\omega) |\epsilon_0|^2 - \beta(\omega) |\epsilon_0|^2 g_J m_J, \quad (4.17)$$

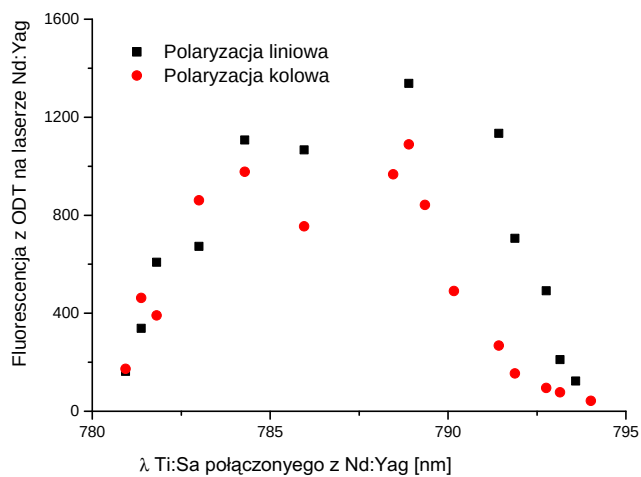
gdzie: ϵ to eliptyczność wiązki, a g_J to czynnik Landego. Widać, że oprócz znanego członu zawierającego polaryzowalność skalarną (α), istnieje człon tensorowy który znosi degenerację ze względu na różne rzuty spinu w podobny sposób jak pole magnetyczne w efekcie Zeemana [50]. Dla metali alkalicznych efekt ten jest największy, kiedy wiązka kołowo spolaryzowana jest dostrojona w okolice linii dubletowej. Wtedy dla ^{87}Rb przesunięcie poziomu dolnego dane jest wzorem [43]

$$U_0 = \frac{\hbar \gamma I_0}{24 I_S} \left[\left(\frac{1}{\delta_{1/2}} + \frac{2}{\delta_{3/2}} \right) - g_F m_F \sqrt{1 - \epsilon^2} \left(\frac{1}{\delta_{1/2}} - \frac{1}{\delta_{3/2}} \right) \right]. \quad (4.18)$$

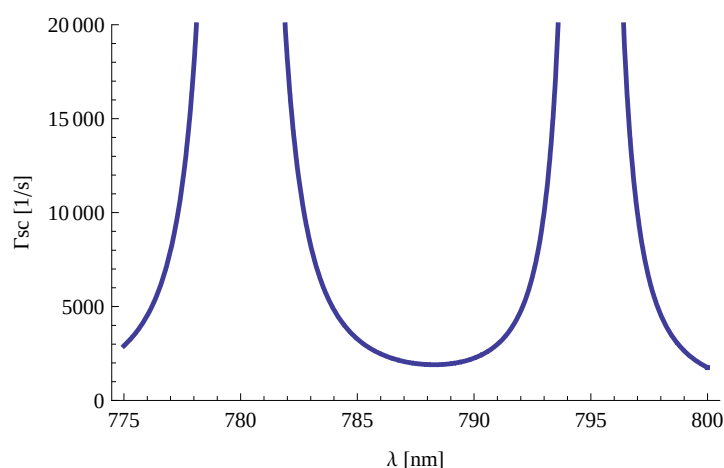
Rys. 4.18 obrazuje, jak przesunięcie światłem zależy od orientacji atomów. Widać, że dla długości fali powyżej 785nm tylko atomy o $m_J = 1/2$ są wciągane do wiązki a inne wypychane, więc pojedyncza zogniskowana, kołowo spolaryzowana wiązka o odpowiednim odstrojeniu, jest pułapką dla atomów o określonym m_J . Niestety takiej pułapki, ze względu na skomplikowane procesy zachodzące podczas ładowania [33], nie da się załadować tak, jak się ładuje pułapki na wiązkę liniowo spolaryzowanej. Dlatego postanowiliśmy użyć wiązki kołowo spolaryzowanej nie jako „pułapkującej”, ale do wyrzucania atomów z „normalnej” liniowo spolaryzowanej pułapki dipolowej. Dla odstrojenia w okolicach 793nm atomy o $m_J = 1/2$ odczuwają dużo mniejszy potencjał niż atomy o $m_J = -1/2$. Dodatkowo atomy o $m_J = -1/2$ odczuwają potencjał wypychający, a atomy o $m_J = 1/2$ wciągający. Naładowaliśmy pułapkę powstało z liniowo spolaryzowanej wiązki z



Rysunek 4.18: Przesunięcie światłem stanu podstawowego dla atomów o różnych rzutach krętu (m_J), przez wiązkę o polaryzacji σ_+ .



Rysunek 4.19: Fluorescencja z ODT (która jest proporcjonalna do liczby atomów pozostałych w pułapce) w zależności od odstrojenia oraz polaryzacji lasera Ti:Sa wyrzucającego atomy z pułapki na Nd:YAG

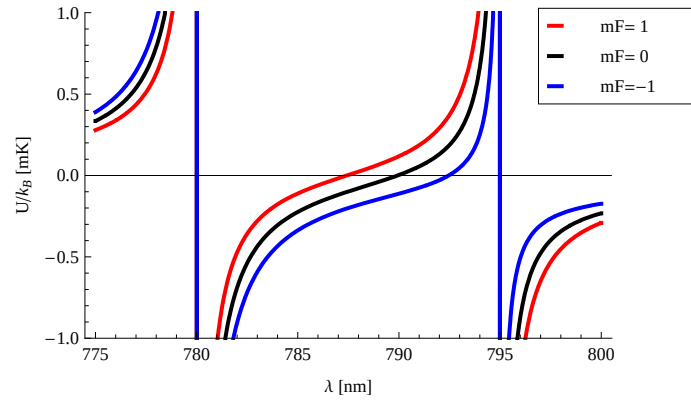


Rysunek 4.20: Częstość rozpraszania dla różnych długości fali lasera Ti:Sa o mocy 200 mW i promieniu przewężenia $12\mu m$

lasera Nd:YAG a następnie włączyliśmy wiązkę lasera Ti:Sa, tak aby wyrzucała atomy o rzucie $m_J = -1/2$ z pułapki.

Liczbę atomów pozostałych w pułapce w zależności od polaryzacji i odstrojenia wiązki Ti:Sa przedstawia wykres 4.19. Widać na nim, że dla długości fali około 793nm liczba atomów pozostałych w pułapce w istotny sposób zależy od polaryzacji wiązki wypychającej. Problem tkwi w tym, że zależność jest przeciwna niż się spodziewaliśmy. Jeżeli wiązka kołowa wyrzucałaby tylko część atomów, to powinno ich zostać więcej niż w przypadku wiązki o polaryzacji liniowej, tymczasem jest odwrotnie.

Przyczyny takiego stanu rzeczy można szukać w pompowaniu optycznym przez wiązkę Ti:Sa. Z powodu dużej koncentracji mocy częstość rozpraszania (rys. 4.20), dla interesującego nas odstrojenia, jest spora (rzędu kilkuset hertzów). Nie byłoby w tym nic nadzwyczajnego, gdyby atomy nie miały struktury nadsubtelnej, czyli stan podstawowy składałby się ze stanów o $m_J \pm 1/2$. Wtedy atomy byłyby pompowane do stanu o $m_J = 1/2$, który po pierwsze jest stanem pułapkowanym a po drugie jest stanem ciemnym dla przejścia D1 (795nm). Niestety kiedy weźmiemy pod uwagę strukturę nadsubtelną, sytuacja zmienia się diametralnie. Teraz stan, do którego są pompowane atomy ($m_F = 1$ dla σ_+) jest jednocześnie stanem najbardziej wypychanym z pułapki (rys. 4.21). Otrzymane wyniki można interpretować następująco. Kiedy wiązka Ti:Sa jest kołowo spolaryzowana, atomy są pompowane do stanu $m_F = 1$. Atomy będące w tym stanie są wypychane z pułapki znacznie bardziej niż atomy w przypadku wiązki Ti:Sa spolaryzowanej liniowo. Potencjał od wiązki spolaryzowanej liniowo (niezależny od m_F) jest taki sam jaki odczuwają atomy o $m_F = 0$ od wiązki spolaryzowanej kołowo (czarna linia na wykresie 4.21). Jeżeli ta interpretacja jest poprawna pokazaliśmy, że potencjał z jakim działa na atomy spolaryzowano kołowo wiązka światła istot-



Rysunek 4.21: Przesunięcie światłem stanu podstawowego z uwzględnieniem struktury nadsubtelnej, dla atomów o różnych rzutach spinu (m_F), przez wiązkę polaryzacji σ_+ .

nie zależy od rzutu spinu atomu, co może być pomocne w dalszych badaniach chłodzenia przez odparowanie RF.

Wnioski

W trakcie pracy nad niniejszą rozprawą został zaprojektowany i zbudowany układ do chłodzenia laserowego i optycznego pułapkowania atomów. Cały eksperyment został zestawiony podczas trwania moich studiów doktoranckich. Powstał uniwersalny układ do badań nad zimnymi atomami składający się z pułapki MOT, pułapek dipolowych z użyciem laserów Nd:YAG, Ti:Sa, oraz CO₂, umożliwiający także badania jonizacyjne. Niniejsza rozprawa koncentruje się na badaniu mechanizmów ładowania optycznej pułapki dipolowej. Potwierdza słuszność teorii zaproponowanych przez Kuppensa i O’Harę do opisu takich zależności, do których te modele nie były do tej pory stosowane. Jedną z nich jest zależność parametrów ładowania ODT, takich jak szybkość ładowania R_0 i szybkość strat β_L od odstrojenia lasera pułapkującego. Drugą jest zależność wydajności ładowania od rozsunęcia środków pułapek MOT i ODT. W wyniku tych badań powstała praca [41]. Ponadto w ramach tej rozprawy została opracowana nowatorska metoda stabilizacji laserów do linii atomowej (MARS *Magnetically Amplified Rotation Spectroscopy*). Jest ona rozszerzeniem spektroskopii polaryzacyjnej. Zwiększa zakres odstrojzeń przy jakich możliwe jest stabilizowanie lasera przy jednoczesnym uproszczeniu układu spektroskopii.

Na opisywanym układzie prowadzone były badania widm jonizacyjnych na przejściach 5D i 7S^{††} oraz mechanizmów pompowania z udziałem tych przejść oraz elektromagnetycznie indukowanej przeźroczystości. Badania te będą opisane w pracy magisterskiej Kacpra Bastera oraz niebawem opublikowane. Obecnie na omawianym układzie prowadzone są badania nieliniowego efektu Faradaya w optycznej pułapce dipolowej na laserze CO₂. Badania te mają za zadanie sprawdzenie możliwości zaimplementowania ultraczułej metody pomiaru pola magnetycznego AMOR [51] w pułapce dipolowej.

Układ ten po modyfikacjach ma posłużyć do wytworzenia kondensatu Bosego-Einsteina metodami optycznymi, co umożliwi badania kondensatów komplementarne do tych jakie można obecnie wykonywać w krajowym laboratorium FAMO w Toruniu.

^{††}były to pierwsze badania przejścia 7S w zimnych atomach z użyciem lasera pracy ciągłej

Bibliografia

- [1] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. *Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989) 2023 [cytowanie na str. 7, 64]
- [2] P. F. Griffin. *Laser Cooling and Loading of Rb into A Large Period, Quasi-Electrostatic, Optical Lattice*. Ph.D. thesis, University of Duhram (2005) [cytowanie na str. 8, 75]
- [3] R. Grimm, M. Weidemüller and Y. B. Ovchinnikov. *Optical dipole traps for neutral atoms*. Molecular And Optocal Physics **42** (2000) 95 [cytowanie na str. 9, 65]
- [4] R. Kurucz and B. Bell. *"atomic line data"* (1995). Kurucz CD-ROM Nr 23 [cytowanie na str. 11]
- [5] C. J. Hawthorn, K. P. Weber and R. E. Scholten. *Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam*. Review of Scientific Instruments **72** (2001) 4477 [cytowanie na str. 19]
- [6] C. L. Tang and H. Statz. *Phase-Locking of Laser Oscillators by Injected Signal*. J. Appl. Phys. **38** (1967) 323 [cytowanie na str. 19]
- [7] N. P. Robins, B. J. J. Slagmolen, D. A. Shaddock, J. D. Close and M. B. Gray. *Interferometric, modulation-free laser stabilization*. Opt. Lett. **27** (2002) 1905 [cytowanie na str. 20]
- [8] H. D. Do, G. Moon and H.-R. Noh. *Polarization spectroscopy of rubidium atoms: Theory and experiment*. Phys. Rev. A **77** (2008) 032513 [cytowanie na str. 20, 28]
- [9] G. P. T. Lancaster, R. S. Conroy, M. A. Clifford, J. Arlt and K. Dholakia. *A polarisation spectrometer locked diode laser for trapping cold atoms*. Opt. Commun. **170** (1999) 79 [cytowanie na str. 20, 21]
- [10] C. P. Pearman, C. S. Adams, S. G. Cox, P. F. Griffin, D. A. Smith and I. G. Hughes. *Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking*. Journal of Physics B **35** (2002) 5141 [cytowanie na str. 20, 21]
- [11] V. Tiwari, S. Singh, S. Mishra, H. Rawat and S. Mehendale. *Laser frequency stabilization using doppler-free bi-polarization spectroscopy*. Opt. Commun. **263** (2006) 249 [cytowanie na str. 20, 23]

- [12] G. Wasik, W. Gawlik, J. Zachorowski and W. Zawadzki. *Laser frequency stabilization by Doppler-free magnetic dichroism*. Appl. Phys. B **75** (2002) 613 [cytowanie na str. 20]
- [13] C. Wieman and T. W. Hänsch. *Doppler-free laser polarization spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 1170 [cytowanie na str. 21]
- [14] A. Ratnapala, C. J. Vale, A. G. White, M. D. Harvey, N. R. Heckenberg and H. Rubinsztein-Dunlop. *Laser frequency locking by direct measurement of detuning*. Opt. Lett. **29** (2004) 2704 [cytowanie na str. 21, 23]
- [15] E. Wanninger, P.; Valdez. *Diode-laser frequency stabilization based on the resonant faraday effect*. Photonics Technology Letters, IEEE **4** (1992) 94 [cytowanie na str. 23]
- [16] S. Nakayama, G. W. Series and W. Gawlik. *Zeeman effect in the polarization spectroscopy of na*. Opt. Commun. **34** (1980) 382 [cytowanie na str. 25, 26]
- [17] R. Drampyan, A. D. Greentree and A. Durrant. *Two field nonlinear faraday rotation in rubidium vapor in a doppler-free geometry*. Opt. Commun **276** (2007) 251 [cytowanie na str. 27]
- [18] W. Gawlik. *Nonstationary effects in velocity-selective optical pumping*. Phys. Rev. A **34** (1986) 3760 [cytowanie na str. 28]
- [19] W. Gawlik. *Optical pumping effects in doppler-free laser spectroscopy*. Acta Physica Polonica **A66** (1984) 401 [cytowanie na str. 28]
- [20] R. W. O. Schmidt, K. Knaak and D. Meschede. *Cesium saturation spectroscopy revisited: How to reverse peaks and observe narrow resonances*. Appl. Phys. B **59** (1994) 167 [cytowanie na str. 29]
- [21] M. R. Matthews. *Two-Component Bose-Einstein Condensation*. Ph.D. thesis, University of Colorado Boulder (1999) [cytowanie na str. 43]
- [22] D. S. Jin, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell. *Collective excitations of a bose-einstein condensate in a dilute gas*. Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 420 [cytowanie na str. 43]
- [23] J. A. Gut. *Obrazowanie zimnych atomów w pułapkach dipolowej i magneto-optycznej*. Master's thesis, Uniwersytet Jagielloński (2008) [cytowanie na str. 43, 47]
- [24] G. Reinaudi, T. Lahaye, Z. Wang and D. Guéry-Odelin. *Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms*. Opt. Lett. **32** (2007) 3143 [cytowanie na str. 43]
- [25] F. Lienhart. *Imaging system of Bose-Einstein Condensation experiment*. Ph.D. thesis, UC Berkeley (2003) [cytowanie na str. 47]
- [26] M. D. Barrett. *A QUEST for BEC : An all optical alternative*. Ph.D. thesis, Georgia Institute of Technology (2002) [cytowanie na str. 47, 49]
- [27] D. S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. J. Ungar and S. Chu. *Optical molasses and multilevel atoms: experiment*. J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989) 2072 [cytowanie na str. 49]

- [28] M. Vengalattore, R. S. Conroy and M. G. Prentiss. *Enhancement of phase space density by increasing trap anisotropy in a magneto-optical trap with a large number of atoms*. Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 183001 [cytowanie na str. 55]
- [29] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin and J. Dalibard. *Phase-space density in the magneto-optical trap*. Phys. Rev. A **52** (1995) 1423 [cytowanie na str. 55, 62]
- [30] M. D. Barrett, J. A. Sauer and M. S. Chapman. *All-optical formation of an atomic bose-einstein condensate*. Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 010404 [cytowanie na str. 55, 74]
- [31] R. Newell, J. Sebby and T. G. Walker. *Dense atom clouds in a holographic atom trap*. Opt. Lett. **28** (2003) 1266 [cytowanie na str. 55]
- [32] M. Zawada, R. Abdoul, J. Chwedenczuk, R. Gartman, J. Szczepkowski, L. Tracewski, M. Witkowski and W. Gawlik. *Free-fall expansion of finite-temperature bose-einstein condensed gas in the non thomas-fermi regime* (2008) [cytowanie na str. 55]
- [33] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp and C. E. Wieman. *Loading an optical dipole trap*. Phys. Rev. A **62** (2000) 013406 [cytowanie na str. 56, 64, 65, 66, 67, 71, 75]
- [34] D. W. Sesko, T. G. Walker and C. E. Wieman. *Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap*. J. Opt. Soc. Am. B **8** (1991) 946 [cytowanie na str. 56]
- [35] A. Gallagher and D. E. Pritchard. *Exoergic collisions of cold $na^* - na$* . Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 957 [cytowanie na str. 56]
- [36] B. Lounis, J.-Y. Courtois, P. Verkerk, C. Salomon and G. Grynberg. *Measurement of the friction coefficient in 1d corkscrew optical molasses by stimulated rayleigh spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3029 [cytowanie na str. 65]
- [37] S. Dürr, K. W. Miller and C. E. Wieman. *Improved loading of an optical dipole trap by suppression of radiative escape*. Phys. Rev. A **63** (2001) 011401 [cytowanie na str. 65]
- [38] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin and D. E. Pritchard. *High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap*. Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2253 [cytowanie na str. 67]
- [39] S. G. M. R. M. P. P. F. Griffin, K. J. Weatherill and C. S. Adams. *Spatially selective loading of an optical lattice by light-shift engineering using an auxiliary laser field*. New Journal of Physics **8** (2006) [cytowanie na str. 68, 75]
- [40] S. R. Muniz, K. M. F. Magalhães, E. A. L. Henn, L. G. Marcassa and V. S. Bagnato. *Creating a self-induced dark spontaneous-force optical trap for neutral atoms*. Opt. Commun. **235** (2004) 333 [cytowanie na str. 68]
- [41] A. Szczepkiewicz, L. Krzemień, A. Wojciechowski, K. Brzozowski, M. Krüger, M. Zawada, M. Witkowski, J. Zachorowski and W. Gawlik. *Optimal geometry for efficient loading of an optical dipole trap*. Phys. Rev. A **79** (2009) 013408 [cytowanie na str. 70, 79]
- [42] K. M. O'Hara, S. R. Granade, M. E. Gehm and J. E. Thomas. *Loading dynamics of co_2 laser traps*. Phys. Rev. A **63** (2001) 043403 [cytowanie na str. 71, 72, 99]

- [43] K. L. Corwin, S. J. M. Kuppens, D. Cho and C. E. Wieman. *Spin-polarized atoms in a circularly polarized optical dipole trap*. Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 1311 [cytowanie na str. 74, 75]
- [44] Z.-Y. Ma, C. J. Foot and S. L. Cornish. *Optimized evaporative cooling using a dimple potential: an efficient route to Bose Einstein condensation*. Journal of Physics **37** (2004) 3187 [cytowanie na str. 74]
- [45] T. Kinoshita, T. Wenger and D. S. Weiss. *All-optical bose-einstein condensation using a compressible crossed dipole trap*. Phys. Rev. A **71** (2005) 011602 [cytowanie na str. 74]
- [46] I. V.V. *Cold atoms: modified radiative properties and evaporative cooling from optical traps*. Ph.D. thesis, University of Amsterdam (2007) [cytowanie na str. 74]
- [47] J.-F. Clement, J.-P. Brantut, M. R. D. S. Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel and P. Bouyer. *All-optical runaway evaporation to bose-einstein condensation* (2009) [cytowanie na str. 74]
- [48] D. J. Han. *Microwave-induced evaporation in a crossed dipole trap*. Journal of the Physical Society of Japan **76** (2007) 023301 [cytowanie na str. 74]
- [49] C. Y. Park, H. Noh, C. Lee and D. Cho. *Measurement of the Zeeman-like ac Stark shift*. Phys. Rev. A **63** (2001) 032512 [cytowanie na str. 75]
- [50] C. Cohen-Tannoudji and J. Dupont-Roc. *Experimental study of zeeman light shifts in weak magnetic fields*. Phys. Rev. A **5** (1972) 968 [cytowanie na str. 75]
- [51] W. Gawlik, L. Krzemień, S. Pustelny, D. Sangla, J. Zachorowski, M. Graf, A. O. Sushkov and D. Budker. *Nonlinear magneto-optical rotation with amplitude modulated light*. Appl. Phys. Lett. **88** (2006) 131108 [cytowanie na str. 79]

Dodatki

Dodatek A

Sterowanie

A.1 System czasu rzeczywistego *National Instruments*

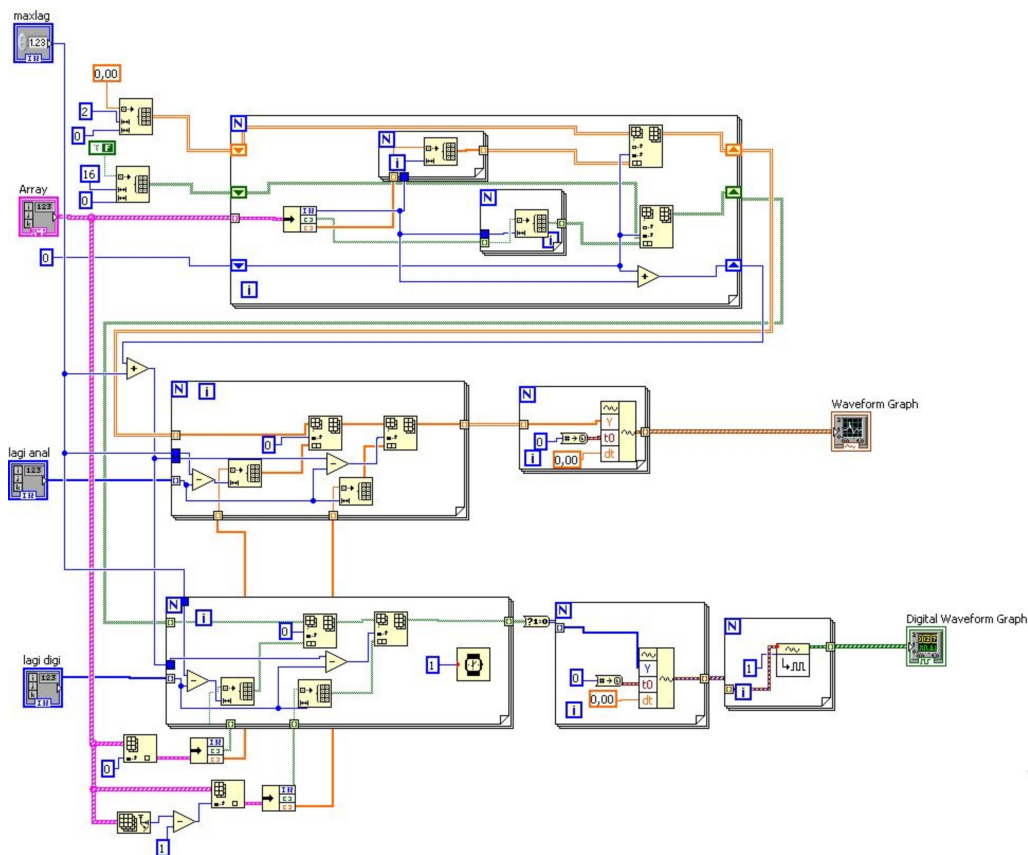
Do załadowania i wykonania pomiaru na pułapce dipolowej konieczna jest zmiana takich parametrów, jak natężenia i odstrojenia laserów, natężenia pola magnetycznego, a także sczytanie wyników w odpowiedniej sekwencji czasowej. Do tego potrzebne jest urządzenie sterujące, które generuje odpowiedni zestaw sygnałów kierujących innymi urządzeniami, jak migawki, lasery, cewki pola magnetycznego. Jako urządzenie sterujące wybraliśmy komputer klasy PC. O ile sam komputer wyposażony w odpowiednie karty świetnie nadaje się do sterowania eksperymentem, to nie można tego powiedzieć o systemie operacyjnym. Systemy operacyjne ogólnego zastosowania takie, jak *Windows* są zbudowane w ten sposób aby umożliwić działanie kilku programów "na raz". W praktyce oznacza to, że każdy z działających na nim programów ma dostęp do zasobów komputera, a w szczególności procesora, raz na jakiś czas. Taki system uniemożliwia deterministyczne działanie programu. Program działający deterministycznie to taki program, który potrafi w zadanym czasie zareagować na jakiś bodziec lub nawet przeanalizować sytuację i zareagować w odpowiednim momencie. Deterministycznie musi działać na przykład kontroler PID. Żeby uporać się z tego typu zadaniami, przeważnie stosuje się systemy operacyjne czasu rzeczywistego. Taki system oddaje programowi całkowitą kontrolę nad komputerem. Tu trzeba podkreślić, że taki system tylko umożliwia deterministyczne działanie programu, ale tego nie gwarantuje. To jak dany program będzie działał, zależy od programisty.

Do naszego eksperymentu użyto systemu czasu rzeczywistego firmy *National Instruments*. W tym rozwiązaniu do sterowania eksperymentem używa się dwóch komputerów. Na jednym z nich (*Host*) zainstalowany jest system ogólnego zastosowania i na tym komputerze powstaje kod programu deterministycznego. Na drugim komputerze (*Target*) jest system czasu rzeczywistego i to na nim uruchamiany jest program powstały na komputerze *Host*.

Mówiąc o koncepcjach *National Instruments* nie sposób pominąć "zadania" (*Task*). Zadanie to zbiór kilku kanałów (czyli wyjść lub wejść) z dodatkowymi właściwościami, takimi jak wyzwalanie, częstość próbkowania itp. Koncepcyjnie zadanie reprezentuje generację lub odczyt jakiegoś sygnału. Kolejnym tworem *National Instruments* jest język programowania LabView. Właśnie tego języka użyliśmy do tworzenia programu sterującego eksperymentem. LabView jest to język, którego stosunkowo łatwo można się nauczyć, a programy tworzy się w nim dosyć szybko, a kod źródłowy jest przejrzysty. Ponadto budowa środowiska programistycznego LabView powoduje, że kod źródłowy nie jest oddzielany od wersji binarnej. To wszystko powoduje, że przyszli użytkownicy bez problemu będą mogli modyfikować program sterujący. Niestety LabView jest mało uniwersalny, został zaprojektowany z myślą o tworzeniu wirtualnych urządzeń w stylu generator czy oscyloskop. Dlatego interfejs użytkownika w nim powstały jest mało satysfakcjonujący.

A.2 Instalacja sprzętu i oprogramowania

Na komputerze *Host* zainstalowano LabView *development system*, LabView *Real Time Module* i sterowniki (DAQmx). Zainstalowano też *Measurment and Automation Explorer (MAX)*, program służący do wykrywania i testowania sprzętu. W tym programie jest także możliwe stworzenie dysku startowego dla komputera *Target* (tools»RT disc utilities). Po połączeniu komputerów *Target* i *Host* kablem sieciowym program MAX wykrywa *Target* (można to zobaczyć rozwijając menu *Remote Systems*). Teraz można ustawić adres IP komputera *Target* oraz zainstalować na nim oprogramowanie. (remotesystem»"nasz target"»software »add/ remove). Należy zwrócić uwagę na to, aby wersja sterowników (DAQmx) była taka sama na obu komputerach. Po instalacji oprogramowania przystąpiliśmy do tworzenia zadań (data neighbourhood»nev). Jeżeli zadanie ma polegać na generacji sygnału, a nie tylko na wystawieniu jednej wartości, należy to zaznaczyć w polu *Genration Mode* ustawiając "N samples". Następnie należy wybrać zegar próbkujący dla zadania (zakładka *Advanced timing* pola *Sample Clock Type* oraz *Lock Source*). Należy mieć na uwadze dwa fakty: Pierwszy - zadania cyfrowe nie mogą mieć zegara wewnętrznego. Drugi: zegar znajduje się na każdej karcie pomiarowej, więc jeżeli w komputerze znajduje się kilka kart LabView, należy wybrać zegar z karty, której dotyczy zadanie. Po stworzeniu i próbnym uruchomieniu każdego z zadań (z programu MAX), sprawdzono oscyloskopem, że sygnał testowy jest rzeczywiście generowany. Następnie stworzono projekt czasu rzeczywistego. Do tego celu posłużono się kreatorem (*Real-Time Project* z menu startowego LabView). Program stworzony w ten sposób składa się z dwóch pętli. Różnią się one od siebie priorytetem: w górnej pętli, o wysokim priorytecie, umieściliśmy deterministyczną część programu służącą do generacji sygnałów sterujących, a w dolnej, o niższym priorytecie, pozostała część programu odpowiedzialna za interfejs użytkownika oraz tworzenie tablic.



Rysunek A.1: Schemat programu sterującego. Dwie pętle różnią się priorytetem, w górnej pętli znajduje się deterministyczna część programu, tj. generacji sygnałów sterujących, a w dolnej, o niższym priorytecie, pozostała część programu odpowiedzialna za interfejs użytkownika oraz tworzenie tablic.

A.3 Opis programu sterującego

Proces ładowania i badania pułapki dipolowej można podzielić na kilka etapów takich jak, ładowanie MOT, ładowanie ODT, fotografowanie. Pomiędzy etapami trzeba zmieniać odstrojenia laserów, przysłaniać - odsłaniać wiązki oraz włączać i wyłączać prąd w cewkach. Jednak podczas trwania etapu parametry są stałe. Te wymagania kształtują wygląd interfejsu użytkownika. Użytkownik ustawia długość trwania poszczególnych faz oraz poziomy sygnałów. W ten sposób powstaje ciąg zlepek danych zawierających czas trwania etapu oraz poziomy sygnału na poszczególnych wyjściach, po jednym dla każdego etapu. Następnie zlepki te zostają zwielokrotniane tak, aby ich liczba była proporcjonalna do czasu trwania danej fazy. Teraz jeden zlepek przypada na jedno tyknięcie zegara próbkującego. Kolejny krok programu jest wymuszony przez działanie niektórych urządzeń, np. migawek. Chodzi o to, że migawki działają z pewnym stałym opóźnieniem dlatego sygnał wyzwalający taką migawkę musi być

podany wcześniej w stosunku do sygnałów wyzwalających inne urządzenia. Dlatego w kolejnym kroku program opóźnia wszystkie kanały o pewną ilość tyknień zegara, odpowiednia mniejszą dla tych kanałów, gdzie konieczna jest kompensacja opóźnień. Tak przygotowany sygnał jest wysyłany na odpowiednie wyjścia karty. Warto tu zwrócić uwagę na konieczność synchronizacji zadań. Przy synchronizacji zadań trzeba wyróżnić jedno zadanie (*Master Task*), do którego inne będą synchronizowane. To zadanie powinno być uruchamiane jako ostatnie. W naszym przypadku polega ono na generacji sygnału analogowego. Najprostszą metodą synchronizacji jest użycie wspólnego zegara. Wtedy zegar próbkujący zadania master ustawiamy na wewnętrzny. Dla pozostałych zadań jako zegar próbkujący wybieramy zegar próbkujący wyjścia analogowego. W naszym programie jest to "PXI 1 slot 3 ao Sample clock". Do ustawiania zegarów i częstości próbkowania, a także liczby próbek służy element "DAQmx Timing". Nadpisuje on ustawienia z programu DAQmx. Ustawienia zegara to pierwsza z kilku faz przez jakie trzeba przeprowadzić zadanie w celu wygenerowania sygnału. Następną jest wpisanie danych do zadania za pomocą *DAQmx write*. Należy pamiętać że *DAQmxwrite* to funkcja polimorficzna i należy ręcznie ustawić z jakim typem zadania i liczbą kanałów mamy do czynienia. Następnie uruchamiamy zadanie (*DAQmx write*), to ono rozpoczyna generację sygnału. Po upewnieniu się, za pomocą *DAQmx wait until done*, że cały sygnał został wygenerowany, program zatrzymuje i wymazuje zadanie zwalniając wyjścia karty oraz inne zasoby.

Dodatek B

Dopasowanie niecałkowalnych równań różniczkowych

B.1 Zarysowanie problemu

Aby przeanalizować dane doświadczalne dotyczące przebiegu czasowego ładowania ODT trzeba do nich oczywiście dopasować krzywą teoretyczną. Problemem jest to, że tą krzywą jest rozwiązanie niecałkowalnego równania różniczkowego. Problem wydawałby się bez wyjścia, bo z jednej strony jedynym sposobem rozwiązania równania (4.1) jest rozwiązanie numeryczne, do którego potrzebna jest znajomość wszystkich parametrów w równaniu, które to parametry mamy właśnie wyliczyć. I koło się zamyka.

Rozwiązanie problemu jest dosyć "siłowe". Rozwiązujemy równanie różniczkowe z jakimiś próbnymi parametrami, i sprawdzamy czy to rozwiązanie pasuje do naszych danych. jeżeli nie pasuje, to wracamy do punktu pierwszego, tylko ze zmienionymi parametrami. Ja robiłem to w programie Mathematica i oto krótki poradnik jak to zrobić.

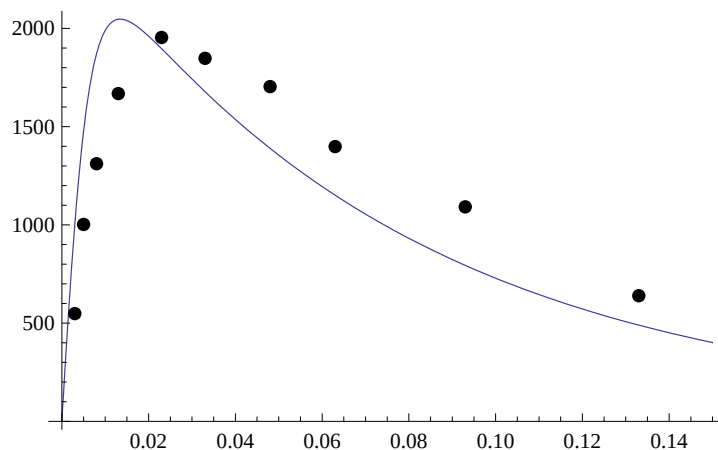
B.2 Rozwiązanie problemu

Przed wszystkim trzeba mieć dane, oto przykładowe dane doświadczalne

```
dane={{0, 818.413}, {2, 1271.9}, {5, 1581.07}, {10, 1938.28},  
      {20, 2223.71}, {30, 2118.02}, {45, 1973.58}, {60, 1668.65},  
      {90, 1361.73}, {130, 908.937}};
```

Dla przejrzystości rachunku dobrze jest oddzielić argumenty od wartości :

```
yExp = Table[dane[[i, 2]], {i, 1, Length[dane]}];
```



Rysunek B.1: Rozwiązanie równania 4.1 z parametrami próbnymi

```
czasy = Table[dane[[i, 1]], {i, 1, Length[dane]}];
```

Teraz można spróbować odgadnąć szukane parametry. Czas zaniku MOT (γ_{MOT}) wyznaczyliśmy wcześniej, więc ustalamy jego wartość

```
gMOT = 1/0.03817 ;
```

Następnie do równania różniczkowego (4.1) wstawiamy jakieś odgadnięte dane próbne.

```
parametryProbne = {Ro -> 1.3*10^5, b -> .05, G -> .009}
funkcja = Ro Exp[-gMOT x] - G y[x] - b y[x]^2 /.%;
```

i rozwiązujemy numerycznie nasze równanie różniczkowe

```
sol[x_] = y[x]/.NDSolve[{y'[x]==funkcja, y[0]==0}, y, {x, 0, .15}];
```

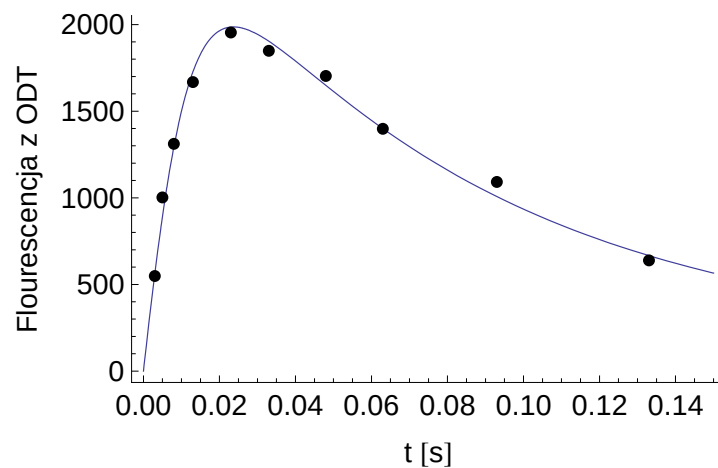
które po wykreśleniu wraz z danymi doświadczalnymi przedstawia rysunek B.1

```
Plot[sol[x], {x,0,0.15}, Epilog -> Prepend[Point/@ dane,PointSize[.02]]]
```

Widać, że parametry zostały określone nieźle ale nie najlepiej. Dlatego trzeba je dobrać posługując się metodą najmniejszych kwadratów. Trzeba po prostu zminimalizować funkcję

$$\sum (yExp[x] - y[x])^2 \quad (B.1)$$

gdzie $yExp[x]$ to punkt pomiarowy w danej chwili x , a $y[x]$ to wartość dopasowywanej funkcji w tej samej chwili. Przy minimalizowaniu tej funkcji należy pamiętać, że w każdym kroku iteracji trzeba rozwiązać równanie różniczkowe (4.1) z nowymi parametrami. Dlatego w naszym programie minimalizowałem funkcję



Rysunek B.2: Rozwiązanie równania (4.1) z parametrami dopasowanymi opisywaną metodą

```
see[Ro_?NumberQ, b_?NumberQ, G_?NumberQ] :=
Block[{solb, y},
  solb =
    NDSolve[{y'[x] ==
      Ro Exp[-gMOT x]-G y[x]-b y[x]^2,y[0.0] == 0},y,{x, 0, .15}][[1]];
  Apply[Plus, ((y[x] /. solb /. x -> czasy) - yExp)^2]
]
```

Wygląda to dosyć skomplikowanie, ale przyjrzyjmy się składni po kolei. "see" jest to funkcja trzech zmiennych (Ro, b, G). Dodatek *_?NumberQ* oznacza to, że argumentami tej funkcji mogą być tylko wartości numeryczne. Pierwsza część funkcji *see* rozwiązuje numerycznie równanie, za pomocą NDSolve. Druga część ma za zadanie obliczyć wartość wyrażenia (B.1), która będzie rezultatem funkcji. Teraz przechodzimy do sedna, czyli minimalizacji funkcji *see* z parametrami początkowymi takimi samymi, jak w wykresie B.1.

```
paramsMin =
FindMinimum[{see[Ro,b,G], gMOT>.001, G>.000001,b.00000001}},
  {{Ro,1.310^5}, {b,.05 }, {G,.009 }}}
```

Wynikiem tej procedury są nowe parametry

```
{31075.8,{Ro->198969.,b->0.0264013,G->1.42871}}
```

które po wykonaniu wykresu znacznie lepiej pasują do danych doświadczalnych. Wiadać to na rysunku B.2

Spis symboli i skrótów

Skrót	Rozwinięcie	Opis
AOM	Acusto-Optical Modulator	page 18
dark SPOT	dark Spontaneus-Force Optical Trap	page 67
DFDL	Doppler- Free Dichroic Lock	page 20
FORT	Far Off-Resonance Trap	page 9
MARS	Magnetically Amplified Rotation Spectroscopy	page 21
MOT	Magneto-Optical Trap	page 5
ODT	Optical Dipole Trap	page 7
QUEST	QUasi ElectroStatic Trap	page 9
RMS	Root Mean Square	page 49
VSOP	Velocity Selective Optical Pumping	page 25

Spis rysunków

1.1	Schemat działania MOT	4
1.2	Schemat poziomów energetycznych dla rubidu 87 linii D2	5
1.3	Zależność przesunięcia światłem poziomów podstawowego: ($^2S_{1/2}$, ciągła linia) i wzbudzonego ($^2P_{3/2}$, przerywana linia) od długości fali lasera o mocy 1W i przewężeniu $22\mu\text{m}$	12
1.4	Porównanie przesunięć światłem stanu wzbudzonego ($^2P_{3/2}$, przerywana linia) znormalizowanych do głębokości pułapki dla małego odstrojenia (1 nm) oraz dwóch długości fali popularnych przy pułapkowaniu rubidu, to jest 781 nm, 1064 nm (Nd:YAG) oraz 10,6 μm (CO_2) . . .	12
2.1	Schemat poglądowy układu doświadczalnego. Oznaczenia: AOM to modulator akustooptyczny, <i>Master</i> , <i>Slave</i> , <i>Repumper</i> do lasery diodowe, Fabry-Perot to konfokalny analizator widma, spektroskopia to układ optyczny do stabilizacji lasera a $\lambda/4$ to płytka ćwierćfalowa. . .	16
2.2	Schemat szczegółowy części układu służącej do przygotowania laserów. Oznaczenia: IO to izolator optyczny, $\lambda/4$ i $\lambda/2$ to odpowiednio płytki ćwierćfalowa i półfalowa, liczby przy soczewkach oznaczają ogniskowe, P to polarymetr	17
2.3	Porównanie szerokości spektralnej lasera <i>Slave</i> sprzężonego z laserem <i>Master</i> do tego samego lasera w wolnej generacji	19
2.4	Zasada działania DFDL. Lewy rysunek: Widma absorpcyjne dla ortogonalnych polaryzacji kołowych. Prawy rysunek: Widma z lewego rysunku po odjęciu dają sygnał dyspersyjny.	20
2.5	Schemat układu spektroskopii DFDL. Oznaczenia: B to pole magnetyczne, Rb to komórka z parami rubidu, $\lambda/4$ i $\lambda/2$ to odpowiednio płytki ćwierćfalowa i półfalowa, a P to polarymetr	21
2.6	Skręcenie płaszczyzny polaryzacji przy kołowo spolaryzowanej wiązce pompującej. Poprzeczne pola magnetyczne są kompensowane	22

2.7	Skreślenie płaszczyzny polaryzacji przy liniowo spolaryzowanej wiązce pompującej. Poprzeczne pola magnetyczne są kompensowane	22
2.8	Schemat układu spektroskopii MARS. Oznaczenia jak na rysunku 2.5	23
2.9	Porównanie sygnałów spektroskopii polaryzacyjnej przy skompensowanych i nieskompensowanych poprzecznych polach magnetycznych dla różnych wartości pola kierującego	24
2.10	Schematyczne przedstawienie wkładu różnych przyczynków od poszczególnych rezonansów krzyżowych na sygnał magnetorotacji. Pogrubiona strzałka oznacza światło pompujące, cieńsza - światło próbujące, natomiast falista - emisję spontaniczną.	25
2.11	Krzywe teoretyczne dopasowane do danych doświadczalnych dla rotacji Faradaya. Pole magnetyczne w eksperymencie wynosiło: a – 8.6 G , b – 17.6 G c – 26.7 G, d – 45.1 G. Pole magnetyczne wyznaczone z dopasowania krzywych wynosiło odpowiednio: 7.5 G, 14.7 G, 21 G, 34 G	27
2.12	Krzywe teoretyczne dopasowane do danych doświadczalnych dla rotacji Faradaya dla kołowo spolaryzowanej wiązki pompującej. Pole magnetyczne w eksperymencie wynosiło: a – 0 , b – 13.4 G , c – 22.5 G, d – 31 G. Przy dopasowaniu krzywej do wykresu „a” , natężenie pola magnetycznego nie było wolnym parametrem tylko było zadane - równe zero. Natomiast dla pozostałych przypadków, wyznaczone z dopasowania krzywych, wynosiło odpowiednio: 9.2 G, 19.3 G oraz 27 G	28
2.13	Rozkład pola magnetycznego na osi cewek pola kierującego w pobliżu środka odległości pomiędzy nimi	31
2.14	Wykres przedstawiający jak szybko laser <i>Master</i> przestawia się przy zmianie prądu. W chwili $T=0$ zmieniono prąd w celu zwiększenia odstrojenia a w chwili $T=0,02s$ zmieniono prąd w celu powrotu do oryginalnego odstrojenia.	31
2.15	Rysunek poglądowy migawki naszej konstrukcji	33
2.16	Pomiar opóźnień i czasów przełączania migawki w ognisku i w wiązce równoległej	34
2.17	Sekwencja czasowa pozwalająca uzyskać krótki błysk światła przy zachowaniu stabilnej pracy AOM	34
2.18	Widok komory próżniowej	36
2.19	Przesłony zapobiegające przedostawaniu się jonów z pompy jonowej do komory eksperymentalnej. Przesłony po prawej stronie (bliżej pompy) wykonane są z jednego kawałka blachy miedzianej. Przysłona po lewej stronie (bliżej komory doświadczalnej) jest wykonana ze stali nierdzewnej i jest zatknięta w walec z grafitu, który ma dodatkowo absorbować rubid	37

2.20	Schemat toru optycznego Lasera Nd:Yag i Ti:Sa	38
2.21	Profil wiązki lasera Nd:YAG wyznaczony przy pomocy poprzecznego skanowania jej za pomocą przesuwanej krawędzi	40
2.22	Promień wiązki w zależności od z	40
3.1	Rysunek poglądowy obrazowania fluorescencyjnego (a) oraz absorpcyjnego (b)	45
3.2	Zdjęcie absorpcyjne chmury zimnych atomów 20ms po wypuszczeniu z pułapki MOT	46
3.3	Liczba atomów w pułapce dipolowej wyznaczona za pomocą obrazowania absorpcyjnego w zależności od czasu po jej wyłączeniu	47
3.4	Zdjęcie absorpcyjne chmury z pułapki dipolowej 3 ms po jej wyłączeniu. Atomy z pułapki widoczne są w postaci wrzecionowatego kształtu w górnej części zdjęcia, rozmyte półkole w dole części zdjęcia to opadające grawitacyjnie atomy które nie załadowały się do pułapki.	48
3.5	Zdjęcie fluorescencyjne (lewe) i absorpcyjne (prawe) atomów z pułapki MOT wykonane w tych samych warunkach.	49
3.6	Sekwencja zdjęć fluorescencyjnych ekspandującej chmury z pułapki MOT, po czasie, odpowiednio: 1,3,5,7,9 ms.	50
3.7	Zależność temperatury atomów od odstrojenia wiązek chłodzących w fazie dMOT	50
3.8	Zależność wielkości chmury atomów (σ_0) odstrojenia wiązek chłodzących w fazie dMOT	51
3.9	Seria zdjęć przedstawiających ekspandujące atomy odpowiednio 1,2,3,4,5 ms po wypuszczeniu z ODT	52
3.10	Poprzeczny rozkład gęstości atomów ekspandujących z ODT	52
3.11	Zależność temperatury atomów w zależności od położenia podłużnego w ODT dla różnych czasów od załadowania pułapki	53
3.12	Zależność temperatury atomów w zależności od podłużnego położenia w ODT dla różnych czasów od załadowania pułapki	54
4.1	Sekwencja czasowa ładowania i diagnostyki atomów w ODT	56
4.2	Fluorescencja z ODT (proporcjonalna do liczby atomów) w zależności od czasu ładowania przy laserze repompującym działającym na przejściu $F=1-F'=1$ z natężeniem $700\mu W/cm^2$	58
4.3	Fluorescencja z ODT (proporcjonalna do liczby atomów) w zależności od czasu ładowania przy laserze repompującym działającym na przejściu $F=1-F'=1$ z natężeniem $70\mu W/cm^2$	58
4.4	Fluorescencja z ODT (proporcjonalna do liczby atomów) w zależności od czasu ładowania przy laserze repompującym działającym na przejściu $F=1-F'=2$ z natężeniem $70\mu W/cm^2$	59

4.5	Przykładowy pomiar zaniku fluorescencji z MOT, przy mocy lasera Repumper $70\mu W/cm^2$ i odstrojeniu wiązek MOT 55 MHz.	59
4.6	Zależność szybkości zaniku pułapki MOT γ_{MOT} od odstrojenia laserów chłodzących	60
4.7	Przykładowe wyniki wraz z dopasowaną krzywą. Są to wyniki dla odstrojenia MOT = 55 MHz przy laserze repompującym o mocy $700\mu W/cm^2$ działającym na przejściu $F=1-F'=1$. Parametry z dopasowania to: $R_0 = 1.43 * 10^7$ atom/s , $\beta_L = 4.50 * 10^{-4}$ 1/(atom s) . . .	61
4.8	Wyznaczone doświadczalnie wartości parametrów β_L oraz krzywa teoretyczna (patrz 4.2.1) dla natężenia światła wiązek chłodzących i repompujących odpowiednio 20 mW/cm^2 i $70\mu W/cm^2$	61
4.9	Wyznaczone doświadczalnie wartości parametrów β_L oraz krzywa teoretyczna (patrz 4.2.1) dla natężenia światła wiązek chłodzących i repompujących odpowiednio 20 mW/cm^2 i $700\mu W/cm^2$	62
4.10	Wyznaczone doświadczalnie wartości parametrów R_0 dla wartości natężenia światła wiązek chłodzących 20 mW/cm^2	63
4.11	Wyznaczone doświadczalnie wartości parametrów R_0 , oraz krzywa teoretyczna (patrz 4.2.1) dla natężenia światła wiązki repompującej $70\mu W/cm^2$	64
4.12	Fluorescencja z ODT w zależności od odstrojenia lasera <i>Repumper</i> . Pionowe proste oznaczają położenie przejść biorących udział w repompowaniu.	68
4.13	Zdjęcia fluorescencyjne atomów z ODT o głębokości 33mK dla różnych rozsunień MOT-ODT Elipsa oznacza miejsce gdzie znajduje się pułapka MOT, natomiast wydłużony skośny kontur oznacza granice pułapki dipolowej	69
4.14	Fluorescencja z ODT (proporcjonalna do liczby atomów) od położenia ogniska. Głębokość ODT 33mK.	70
4.15	Kształt powierzchni ekwipotencjalnych dla różnych wartości U/U_0 . .	71
4.16	Optymalne rozsunienie MOT-ODT w zależności od głębokości pułapki. Czarne punkty to dane doświadczalne, linia ciągła jest wyliczona na podstawie równania (4.12) gdzie przyjęto $\alpha = 2.5$, a linia przerywana została wyliczona na podstawie teorii z [42]	71
4.17	Liczba atomów w ODT według równania (4.13) dla naszej pułapki o głębokości 33mK.	73
4.18	Przesunięcie światłem stanu podstawowego dla atomów o różnych rzutach krętu (m_J), przez wiązkę o polaryzacji σ_+	76
4.19	Fluorescencja z ODT (która jest proporcjonalna do liczby atomów pozostałych w pułapce) w zależności od odstrojenia oraz polaryzacji lasera Ti:Sa wyrzucającego atomy z pułapki na Nd:YAG	76

4.20	Częstość rozpraszania dla różnych długości fali lasera Ti:Sa o mocy 200 mW i promieniu przewężenia $12\mu m$	77
4.21	Przesunięcie światłem stanu podstawowego z uwzględnieniem struktury nadsubtelnej, dla atomów o różnych rzutach spinu (m_F), przez wiązkę polaryzacji σ_+	78
A.1	Schemat programu sterującego. Dwie pętle różnią się priorytetem, w górnej pętli znajduje się deterministyczna część programu, tj. generacji sygnałów sterujących, a w dolnej, o niższym priorytecie, pozostała część programu odpowiedzialna za interfejs użytkownika oraz tworzenie tablic.	89
B.1	Rozwiązanie równania 4.1 z parametrami próbnymi	92
B.2	Rozwiązanie równania (4.1) z parametrami dopasowanymi opisywaną metodą	93

Spis tabel

2.1	Opóźnienia przy otwieraniu i zamykaniu poszczególnych migawek względem sygnału sterującego	34
3.1	Wyznaczona liczba atomów z pułapki MOT w zależności od czasu ekspozycji zdjęcia absorpcyjnego	46
4.1	Przyjęte wartości natężenia nasycającego	67