



Uniwersytet Jagielloński
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Zakład Optyki Atomowej

Kompaktowe pułapki magnetoptyczne – w stronę kondensatu Bosego-Einsteina

Aleksander Gajos

*Praca licencjacka
wykonana pod kierunkiem
dra Tomasza Kawalca*

KRAKÓW 2011

*Serdecznie dziękuję dr Tomaszowi Kawalcowi
za poświęcony czas i pomoc w przygotowaniu niniejszej pracy
oraz mgr Dobrosławie Bartoszek-Bober
za cierpliwość i wprowadzenie w tajniki pracy doświadczalnej.*

Spis treści

Wstęp	1
1 Kondensat Bosego-Einsteina na chipie atomowym	3
2 Optyczne chłodzenie i pułapkowanie atomów	5
2.1 Podstawy	5
2.1.1 Oddziaływanie światła z atomami	5
2.1.2 Model atomu ubranego	6
2.1.3 Siła dysypatywna	6
2.1.4 Siła dipolowa	7
2.2 Chłodzenie dopplerowskie	8
2.3 Chłodzenie subdopplerowskie	9
2.4 Pułapki magnetoptyczne	10
3 Spektroskopia nasyceniowa	12
3.1 Naturalna szerokość linii	12
3.2 Poszerzenie dopplerowskie	13
3.3 Spektroskopia bezdopplerowska	13
4 Układ doświadczalny	16
4.1 Laser	16
4.2 Modulatory akustooptyczne	16
4.3 Układ spektroskopii nasyceniowej	18
4.4 Pułapkowanie ^{87}Rb	19
4.5 Układ RuBECi TM	20
4.6 Przygotowanie wiązek	23
4.7 Układ dolnej pułapki	24
5 Otrzymana pułapka	27
5.1 Zdjęcia fluorescencyjne MOT	27
5.2 Transport do górnej komórki	28
Bibliografia	30

Wstęp

Kondensat Bosego-Einsteina jest nowym stanem skupienia materii którego istnienie zapostulowali teoretycznie Satyendra Nath Bose i Albert Einstein w latach 1924–25. Przejście fazowe do tego stanu jest dla gazu atomów możliwe dopiero przy temperaturze krytycznej wynoszącej znacznie poniżej 1 K, dlatego też na pierwszy otrzymany doświadczalnie kondensat trzeba było czekać aż siedemdziesiąt lat. Dopiero w 1995 roku E.Cornell i C.Wiemann oraz niezależnie W.Ketterle wykonali z powodzeniem pionierskie eksperymenty w tej dziedzinie. Doświadczenie Ketterlego wymagało schłodzenia gazu atomów sodu do temperatury zaledwie 120 nK i otrzymania bardzo dużej jego gęstości, co nie byłoby możliwe bez metod optycznego pułapkowania i chłodzenia atomów. To właśnie ich rozwój otworzył drzwi do kondensacji Bosego-Einsteina w warunkach laboratoryjnych.

Pierwszy kondensat Bosego-Einsteina w Polsce został otrzymany 2 marca 2007 roku w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej (FAMO) w Toruniu. Obecnie w Laboratorium Zimnych Atomów Przy Powierzchni w Zakładzie Optyki Atomowej przygotowywany jest układ doświadczalny do kondensacji na chipie. Wykorzystuje on skonstruowany po raz pierwszy przez M.B. Squiresa [1] zintegrowany kompaktowy zestaw do produkcji kondensatu Bosego-Einsteina(BEC). Jego zastosowanie jest rewolucyjnym krokiem w kierunku miniaturyzacji podobnych układów i ułatwienia uzyskiwania BEC. Przygotowanie atomów do kondensacji w tym układzie, podobnie jak w innych rozwiązaniach odbywa się poprzez pułapkowanie magnetoptyczne i chłodzenie światłem laserowym. Niniejsza praca opisuje zestawienie układu dolnej pułapki magnetoptycznej w konfiguracji $2D^+$ MOT. Pułapka ta w przyszłości posłuży jako źródło wstępnie ochłodzonych atomów do kondensacji Bosego-Einsteina na chipie.

Rozdział 1

Kondensat Bosego-Einsteina na chipie atomowym

Kondensacja Bosego-Einsteina jest zjawiskiem zachodzącym dla bozonów w zewnętrznym potencjale i temperaturach bliskich zera bezwzględnego. W warunkach tych znaczna część populacji bozonów, np. atomów o spinie całkowitym, obsadza najniższy stan energetyczny zewnętrznego potencjału. Ponieważ długość fali de Broglie'a atomu maleje wraz z temperaturą, w pewnym momencie staje się ona porównywalna ze średnią odległością pomiędzy atomami, a ich funkcje falowe zaczynają się nakładać. W efekcie poszczególne atomy przestają być rozróżnialne i mogą być opisane jako jeden układ. Zjawisko to ma charakter przejścia fazowego i zachodzi po osiągnięciu pewnej granicznej temperatury, zazwyczaj rzędu nanokelwinów.

Spontaniczne siły optyczne nie wystarczają do osiągnięcia tak niskiej temperatury ze względu na emisję spontaniczną oraz uwięzienie promieniowania w gęstej chmurze atomów. Dlatego też pułapki magnetoopcyjne wykorzystywane są do wstępnego pułapkowania i chłodzenia atomów, jednak następnym krokiem przy otrzymywaniu BEC jest zazwyczaj przeniesienie atomów do pułapki magnetycznej. Pułapka taka sama nie chłodzi atomów, jednak nie występują w niej zjawiska nagrzewające je. Odpowiednie ochłodzenie atomów jest dokonywane poprzez usunięcie najbardziej energetycznych atomów z pułapki.

Wszystkie te procesy wymagają zastosowania pól magnetycznych i EM. Ponadto BEC może powstać tylko w bardzo wysokiej próżni, gdyż układ atomów nagrzewa się w wyniku zderzeń z termicznymi atomami otoczenia pułapki. W pierwszych eksperymentach z BEC stosowano cewki zamontowane na zewnątrz układów próżniowych jako źródła pola magnetycznego. Ze względu na duże wymiary układów próżniowych otrzymanie odpowiednich pól lub gradientów pola wymagało dużych prądów w cewkach, ponieważ pole od typowych stosowanych układów maleje kwadratowo z odległością. W związku z tym układy do produkcji BEC miały duży pobór mocy, a niektóre z cewek wymagały dodatkowego chłodzenia.

W 2001 roku T. Hänsch przeprowadził pionierski eksperyment, w którym zastosował tzw. chip atomowy z miedzianymi ścieżkami jako źródło pola magnetycznego. Od tego czasu technologia ta została dopracowana i w 2008 r. M.B. Squires zaprojektował oraz zbudował kompaktowy układ do produkcji BEC, w którym podstawą miniaturyzacji jest właśnie wykorzystanie chipu atomowego [1]. Rozwiązanie takie ma wiele przewag nad stosowanymi wcześniej cewkami. Przede wszystkim odległość pomiędzy chłodzonymi atomami a przewodnikiem będącym źródłem pola magnetycznego została diametralnie zmniejszona. Chip jest wbudowany w ścianę komórki próżniowej z atomami a sama kondensacja następuje w odległości kilkuset mikrometrów od jego powierzchni. Przy natężeniu pola silnie malejącym z odległością takie rozwiązanie wymaga znacznie mniejszych natężeń prądu w obwodach chipu niż w tradycyjnych cewkach, co skutkuje także obniżeniem poboru mocy i brakiem konieczności chłodzenia obwodów.

Jednocześnie odpowiednia geometria ścieżek pozwala otrzymać duże gradienty pola, co przyspiesza proces odparowania. Dzięki temu pułapka jest mniej wrażliwa na zderzenia z atomami spoza niej i nie jest potrzebna próżnia aż tak wysoka jak w klasycznych układach. To przyczynia się do miniaturyzacji układu próżniowego, a samo przyspieszenie odparowania skraca proces otrzymywania kondensatu. Squires przy pomocy swojego układu był w stanie otrzymywać nawet ok. $5 \cdot 10^4$ atomów w kondensacie co 2.65 s. Szczegóły dotyczące tego układu znaleźć można w pracy [1].

Rozdział 2

Optyczne chłodzenie i pułapkowanie atomów

2.1 Podstawy

2.1.1 Oddziaływanie światła z atomami

Światło propagujące w pewnym ośrodku może z nim oddziaływać poprzez dwie grupy zjawisk: procesy absorpcyjne i dyspersyjne. Propagacja ta opisana jest zespolonym współczynnikiem załamania

$$n = \chi + i\chi' \quad (2.1)$$

Część urojona χ' opisuje procesy absorpcyjne, które w skali mikroskopowej związane są z aktami absorpcji fotonów przez atomy ośrodka a następnie ich rozpraszaniem w wyniku emisji spontanicznej. Absorpcja fotonu przez atom wiąże się z jego wzbudzeniem do stanu, którego energia jest wyższa o $\hbar\omega_0$. W rzeczywistości jednak gdy częstość rezonansowa przejścia w atomie wynosi ω_0 , widmo absorbowanych częstości ω przedstawia rozkład Lorentza wokół ω_0 o skończonej szerokości połówkowej $\delta\omega$. Makroskopowym efektem zjawisk absorpcyjnych jest osłabienie natężenia wiązki światła przechodzącej przez ośrodek, zgodne z lorentzowską zależnością absorpcyjną.

Druga klasa procesów to zjawiska dyspersyjne, objawiające się zmianą prędkości światła przechodzącego przez ośrodek i opisane przez część rzeczywistą współczynnika załamania. Oddziaływanie dyspersyjne fotonów z atomami skutkują przesunięciem ich poziomów energetycznych przez dynamiczny efekt Starka.

Promieniste poszerzenie poziomów oraz ich przesunięcie na skutek oddziaływania atomów z fotonami świadczą o tym, że atom oraz pole światła, w którym się znajduje, nie mogą być rozpatrywane jako izolowane układy. Przy rozpatrywaniu oddziaływania fotonów światła z atomami użyteczny okazuje się model atomu ubranego, zaproponowany przez Claude'a Cohen-Tannoudji [2].

Idea tego podejścia zostanie naszkicowana poniżej.

2.1.2 Model atomu ubranego

Rozważmy atom jako układ dwupoziomowy o stanie podstawowym $|i\rangle$ i wzbudzonym $|f\rangle$, o częstości rezonansowej $\omega_A = \frac{E_f - E_i}{\hbar}$. Niech na atom ten pada światło monochromatyczne o częstości ω_L . Stan pola fali świetlnej jest określony przez liczbę fotonów $|n\rangle$, zatem baza stanów układu atomu z polem będzie bazą iloczynową postaci $|N, e\rangle$. Taki wypadkowy stan, nazywany stanem ubranym, określa atom w stanie $|e\rangle$ w obecności n fotonów. Niech odległość pomiędzy stanami $|i, N\rangle$ oraz $|f, N-1\rangle$ wynosi $\hbar\delta = \hbar(\omega_L - \omega_A)$ jeżeli stany te nie są sprzężone. W hamiltonianie układu musi być jednak uwzględniony człon związany z oddziaływaniem atom-pole, którego elementy macierzowe są proporcjonalne do częstości Rabiego Ω : $V_{AL} = \frac{1}{2}\hbar\Omega$. Przez rachunek zaburzeń względem tego członu można pokazać [2, 3], że sprzężenie stanów doprowadzi do przesunięcia stanu podstawowego o pewną wartość $\hbar\Delta'$. Nowe stany własne układu będą natomiast superpozycją stanu podstawowego oraz wzbudzonego, którego naturalna szerokość wynosi Γ (co jest skutkiem skończonego czasu życia wzbudzenia). W efekcie nastąpi poszerzenie stanu podstawowego do szerokości Γ' . Rachunek zaburzeń w granicy $\Omega \ll \Gamma$ prowadzi do następujących wartości [2]:

$$\Gamma' = \Omega^2 \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + 4\delta^2} \quad (2.2)$$

$$\Delta' = \Omega^2 \frac{\delta}{\Gamma^2 + 4\delta^2}, \quad (2.3)$$

2.1.3 Siła dysypatywna

Zarówno ze zjawiskami absorpcyjnymi jak i dyspersyjnymi związane są pewne siły, jakie promieniowanie może wywierać na atom. Rozpraszanie jest źródłem siły dysypatywnej, która może zmieniać energię kinetyczną atomu. Kiedy atom znajduje się w polu fali świetlnej, może absorbować fotony. Foton o częstości ω_L niesie pęd:

$$p_f = \frac{\hbar\omega_L}{c} = \hbar k, \quad (2.4)$$

gdzie $k = |\vec{k}|$ jest liczbą falową padającego na atom światła. W wyniku absorpcji każdego fotonu atom otrzymuje zatem przekaz pędu $\hbar\omega_L$ w kierunku propagacji fali świetlnej \vec{k} . Średni przekaz pędu podczas absorpcji wynosi zatem $\hbar\vec{k}$. Jeżeli pole jest słabe, atom deekscytuje poprzez emisję spontaniczną związaną z emisją fotonu w losowym kierunku. Ponieważ emisja spontaniczna zachodzi izotropowo we wszystkich kierunkach, średni przekaz pędu po wielu aktach emisji wynosi $\vec{0}$. Po połączeniu obydwu zjawisk otrzymuje się przekaz pędu na oddziaływanie atomu z jednym fotonem światła równy $\hbar\vec{k}$. Wartość ta przemnożona przez częstotliwość aktów absorpcji ma in-

interpretację siły działającej na atom. Liczba aktów absorpcji fotonu w jednostce czasu wynosi:

$$\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\frac{\Omega^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4} + (\omega_L - \omega_A)^2} \quad (2.5)$$

Ostatecznie siła dysypatywna jest dana przez:

$$F_{dys} = \left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle \hbar k = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\frac{\Omega^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4} + (\omega_L - \omega_A)^2} \quad (2.6)$$

i działa na atom w kierunku propagacji światła. Jej działanie jest często nazywane ciśnieniem światła.

2.1.4 Siła dipolowa

Druga siła jest skutkiem zjawisk dyspersyjnych i wiąże się z występowaniem przestrzennego gradientu natężenia światła. Gradient taki występuje m.in. w fali stojącej, która może być rozpatrywana jako złożenie dwóch fal płaskich propagujących w przeciwnych kierunkach. Gdy atom zaabsorbuje foton z jednej z nich, może go wyemitować do fali przeciwnej w wyniku emisji wymuszonej. W efekcie następuje przekaz pędu pomiędzy składowymi falami świetlnymi i jednocześnie pęd atomu zmienia się o dwukrotność pędu zaabsorbowanego fotonu $2\hbar k$. Siła dipolowa jest opisana wzorem:

$$\vec{F}_{dip} = \frac{\hbar(\omega_L - \omega_A)}{4} \frac{\nabla(\Omega^2)}{\frac{\Omega^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4} + (\omega_L - \omega_A)^2} \quad (2.7)$$

Częstość Rabiego może być wyrażona poprzez stosunek natężenia światła I do natężenia nasycenia I_0 jako:

$$\Omega^2 = \frac{\Gamma^2}{2} \frac{I}{I_0} \quad (2.8)$$

Wówczas wzór (2.7) przyjmuje postać:

$$\vec{F}_{dip} = \frac{\hbar(\omega_L - \omega_A)}{2} \frac{\nabla\left(\frac{I}{I_0}\right)}{1 + \frac{I}{I_0} + \frac{(\omega_L - \omega_A)^2}{\Gamma^2/4}} \quad (2.9)$$

Wartość siły dipolowej jest liniowo zależna od gradientu natężenia. Ponadto ze względu na obecność członu $\omega_L - \omega_A$ w liczniku wzoru (2.7) kierunek siły zależy od znaku odstrojenia światła od częstości rezonansowej przejścia atomowego. Siłę taką można interpretować jako potencjalną, przy czym potencjałowi odpowiada natężenie światła. W przypadku odstrojenia ku czerwieni, a więc takiego, że częstość światła jest niższa od ω_A , siła wciąga atom w obszar o wyższym natężeniu światła. Światło odstrojone ku błękitowi spycha natomiast atomy w kierunku minimum natężenia. Dzięki temu siła dipolowa pozwala na pułapkowanie atomów w przestrzeni poprzez

utworzenie pola światła o odpowiednim rozkładzie natężenia.

2.2 Chłodzenie dopplerowskie

Ciśnienie promieniowania wywierane na atom zależy od odstrojenia światła od częstości rezonansowej przejścia atomowego, zgodnie ze wzorem (2.6). Jednakże atomy w gazie posiadają dużą termiczną energię kinetyczną i poruszają się z dużymi prędkościami, toteż znaczenia nabiera efekt Dopplera, który zmienia częstości fotonów rejestrowane przez poruszający się atom. Niech monochromatyczna wiązka światła o częstości ω i wektorze falowym \vec{k} propaguje w kierunku osi z , oświetlając atom dwupoziomowy o częstości rezonansowej ω_0 . Jeżeli atom ma składową prędkości w kierunku wiązki $-v_z$ to częstość fotonu z wiązki w układzie atomu wynosi:

$$\omega' = \omega - \vec{k} \cdot \vec{v} = \omega + kv \quad (2.10)$$

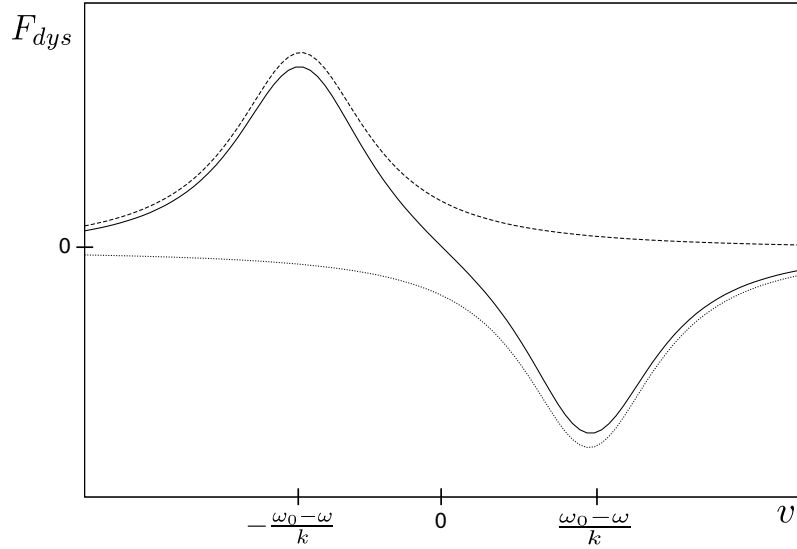
Dopplerowskie przesunięcie częstości może zatem kompensować odstrojenie wiązki, doprowadzając do rezonansu. Gdy atom zostanie umieszczony w polu dwóch przeciwbieżnych wiązek o równych częstościach ω , całkowita działająca na niego siła dysypatywna będzie sumą sił pochodzących od obydwu wiązek:

$$F_{dys} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\frac{\Omega^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4} + (\omega - \omega_0 - kv_z)^2} - \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\frac{\Omega^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4} + (\omega - \omega_0 + kv_z)^2} \quad (2.11)$$

W celu dopplerowskiego chłodzenia atomów używa się wiązek odstrojonych od rezonansu ku czerwieni, czyli $\omega < \omega_0$. Każdy z dwóch członów siły wypadkowej opisuje lorentzowski profil zależności siły o prędkości atomu. Zależności te zostały przedstawione na rys. 2.1. Dla atomów o prędkościach w pobliżu $\frac{\omega - \omega_0}{\hbar}$ maksimum przyjmuje wartość siły działającej przeciwnie do prędkości atomu, natomiast siła pochodząca od drugiej wiązki jest bliska zeru ze względu na małe prawdopodobieństwo absorpcji. Przy prędkościach o przeciwnym znaku sytuacja wygląda podobnie, jedynie zmieniają się role wiązek. W praktyce do chłodzenia atomów można wykorzystać obszar pomiędzy pikami lorentzowskimi, w którym siła wypadkowa jest w przybliżeniu liniową funkcją prędkości atomu:

$$F \approx -\alpha v_z. \quad (2.12)$$

Siła ta działa na atom zawsze przeciwnie do jego składowej prędkości v_z , stając się w tym podobna do siły lepkości. Do tej pory rozważanie dotyczyło tylko redukcji prędkości atomów w jednym wymiarze — wzdłuż osi z , jednak dodanie do układu kolejnych par przeciwbieżnych wiązek światła w ortogonalnych kierunkach pozwala na uzyskanie chłodzenia w dwóch lub trzech wymiarach. Obszar przecięcia takich wiązek nazywany jest melasą optyczną, ponieważ na atomy działa w nim izotropowo siła spowalniająca niczym w bardzo lepkiej cieczy.



Rysunek 2.1: Zależność siły dysypatywnej od prędkości atomu. Linie przerywane przedstawiają siły od dwóch przeciwbieżnych wiązek, linia ciągła odpowiada wypadkowej sile działającej na atom.

2.3 Chłodzenie subdopplerowskie

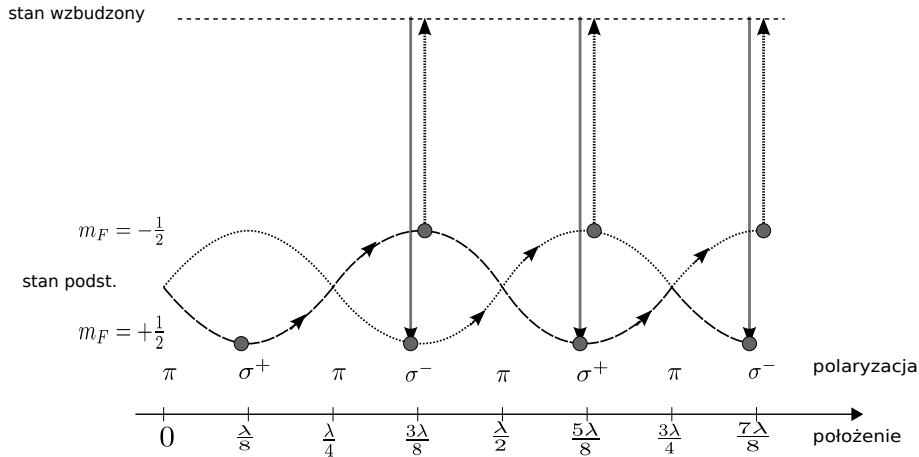
W wyniku chłodzenia dopplerowskiego siły dysypatywne powodują, że średnia prędkość atomu wynosi 0. Jednakże atom pod wpływem absorpcji fotonów i emisji spontanicznej wykonuje błądzenie przypadkowe w przestrzeni pędu wokół zera. Dyspersja pędu atomu jest zatem niezerowa i może być interpretowana jako nagrzewanie grupy atomów poprzez emisję spontaniczną. Przy pewnej energii ustala się równowaga termodynamiczna pomiędzy tym nagrzewaniem a chłodzeniem atomu. Energia ta stanowi dolną granicę energii, jakie można otrzymać poprzez chłodzenie dopplerowskie i jest równa:

$$k_B T_{min} = \frac{1}{2} \hbar \Gamma \quad (2.13)$$

gdzie k_B to stała Boltzmannna a Γ jest naturalną szerokością przejścia atomowego. W rzeczywistości jednak w melasie optycznej obserwuje się osiągnięcie wyraźnie niższych temperatur, co doprowadziło do odkrycia innych procesów chłodzenia, nazywanych subdopplerowskimi.

Zrozumienie podstawowego procesu chłodzenia subdopplerowskiego, wyjaśnionego przez Cohen-Tannoudji [2], wymaga wyjścia poza model dwustanowy atomu i rozważenia struktury podpoziomów zeemanowskich stanu podstawowego. Ponadto zjawisko to zależy od przestrzennych gradientów polaryzacji światła. W najprostszym przypadku rozważać można atom w polu dwóch przeciwbieżnych wiązek spolaryzowanych liniowo lecz wzajemnie ortogonalnie. Z prostych rozważań elektrodynamiki klasycznej wynika, że takie złożenie będzie w przestrzeni wyczerpywało wszystkie możliwe konfiguracje polaryzacji fali wypadkowej. Polaryzacja wypadkowa zmienia

się co $1/8$ długości fali od liniowej do kołowej σ^+ , dalej do liniowej ortogonalnej, do kołowej σ^- , itd. Rys. 2.2 przedstawia ten rozkład polaryzacji oraz poziomy energetyczne dla atomu o dwóch podpoziomach zeemanowskich stanu podstawowego w zależności od polaryzacji działającego nań światła. Zależnie od polaryzacji światła padającego na atom, będzie się zmieniało obsa-



Rysunek 2.2: Schemat chłodzenia syzyfowego. Energie dwóch podpoziomów zeemanowskich zmieniają się okresowo wraz z przestrzenną zmianą polaryzacji światła. Pionowe strzałki pokazują przejścia prowadzące do rozpraszania energii. Rys. na podstawie [2].

czenie podpoziomów zeemanowskich o $m_F = -\frac{1}{2}$ i $m_F = +\frac{1}{2}$ w wyniku pompowania optycznego. Jednocześnie zmieniać się będą energie tych podpoziomów. Pełne napompowanie podpoziomu trwa skończony czas τ . Jeżeli prędkość atomu jest taka, że przebywa on drogę $\frac{\lambda}{4}$ w czasie τ , wówczas na tym odcinku jego stan będzie niezmienny, podczas gdy energia obsadzonego poziomu będzie rosła wraz ze zmianą polaryzacji, jako to pokazano na rysunku. W efekcie na odcinkach długości $\frac{\lambda}{4}$ atom będzie się wspinał po zboczu potencjału, co wymaga zamiany jego energii kinetycznej na potencjalną. Po osiągnięciu maksimum reguła wyboru dla przeciwnej już polaryzacji kołowej sprawia, że atom absorbuje foton i wzbudza się do stanu, z którego powraca w wyniku emisji spontanicznej fotonu o energii wyższej niż zaabsorbowana, przechodząc do drugiego stanu zeemanowskiego, który w tym momencie ma niższą energię. W ten sposób uzyskana nadwyżka energii potencjalnej jest rozpraszana przez emisję spontaniczną i efektywnie atom jest chłodzony. Ze względu na regularne wspinanie po zboczu potencjału i następujące po nim pompowanie do dolnego stanu, mechanizm ten nazywany jest chłodzeniem Syzyfa.

2.4 Pułapki magnetoptyczne

W celu przygotowania chmury atomów do dalszego chłodzenia i otrzymania BEC, ważne jest nie tylko wstępne ich spowolnienie, ale także zlokalizowanie ich w przestrzeni. Jak pokazano wcześniej, siła dysypatywna od pary przeciwbieżnych wiązek laserowych (2.12) zależy jedynie

od prędkości atomu, a nie od jego położenia, toteż nie może służyć do pułapkowania atomów. Wykorzystując efekt Zeemana można jednak w łatwy sposób uzyskać występowanie siły zależnej od położenia. Zazwyczaj w pułapkach magnetoptycznych wytwarza się pole magnetyczne zmieniające się liniowo wraz z odległością od pożądanego środka pułapki oraz przyjmujące w tym środku wartość zerową. W jednowymiarowym przypadku rozważyć można pole magnetyczne o indukcji $B \sim z$ zmienne wzdłuż kierunku z , oraz dwie przeciwbieżne wiązki laserowe propagujące wzdłuż tego kierunku, spolaryzowane kołowo z przeciwnymi skrętnościami. Zeemanowskie przesunięcie energii podpoziomów będzie teraz zmieniało częstość rezonansową przejścia atomowego. Dla pól o małej indukcji wartość tego przesunięcia jest proporcjonalna do indukcji, a zatem także do współrzędnej z . Czynniki rezonansowe we wzorze (2.11) będą zatem wzbogaczone o człon zależny od z . Atomy odpowiednio oddalone od środka pułapki i mające odpowiednią prędkość będą w rezonansie z siłą dysypatywną pochodzącą od jednej z wiązek, spychającą je w kierunku zera pola. Jednocześnie rezonans z drugą wiązką nie nastąpi ze względu na duże odstrojenie. Aby pułapkowanie takie działało symetrycznie po obu stronach zera pola magnetycznego, konieczne jest użycie dwóch wiązek o przeciwnej polaryzacji kołowej. W zależności od znaku współrzędnej z zmienia się znak indukcji oraz to, który poziom zeemanowski ma niższą energię i może uczestniczyć w przejściu rezonansowym. Przeciwnie polaryzacje kołowe zapewniają spełnienie odpowiednich reguł wyboru $\Delta m_F = \pm 1$ tak, aby rezonans następował dla obydwu znaków pola.

Ponieważ pułapkowanie wykorzystuje siłę dysypatywną i zależy liniowo od położenia atomu z , można rozszerzyć wzór (2.12) o nowy człon pułapkujący:

$$F \approx -\alpha v_z - \beta z. \quad (2.14)$$

Powyższe rozważanie może być wykorzystane w trzech wymiarach, jeżeli zostanie wytworzone pole magnetyczne o odpowiednim gradiencie wzdłuż trzech ortogonalnych kierunków.

Rozdział 3

Spektroskopia nasyceniowa

3.1 Naturalna szerokość linii

Rozważmy atom jako układ dwupoziomowy o częstości rezonansowej przejścia $\omega_0 = \frac{E_f - E_i}{\hbar}$. W rzeczywistości linia widmowa tego przejścia, jaką można zmierzyć technikami spektroskopii np. absorpcyjnej nie będzie nieskończenie wąska, ale będzie miała kształt lorentzowski o środku w ω_0 i skończonej szerokości połówkowej $\delta\omega$. Jest to skutek rozkładu prawdopodobieństwa absorpcji fotonu w przejściu atomowym:

$$\langle P_{|i\rangle \rightarrow |f\rangle}(\omega) \rangle_t \sim \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{\tau}\right)^2}, \quad (3.1)$$

gdzie τ jest skończonym czasem życia poziomu wzbudzonego. Intuicyjnie to poszerzenie linii atomowej może być wytłumaczone przy pomocy zasady nieoznaczoności:

$$\Delta E \tau \geq \hbar. \quad (3.2)$$

Jeżeli czas życia poziomu wzbudzonego jest skończony, to z jego energią musi się wiązać pewne rozmycie $\Delta E = \frac{\hbar}{\tau}$, a zatem także rozmycie różnicy $E_f - E_i$ oraz częstości rezonansowej $\delta\omega = \frac{1}{\tau}$. Ta szerokość połówkowa profilu linii jest w spektroskopii zazwyczaj nazywana naturalną szerokością linii i oznaczana:

$$\Gamma = \frac{1}{\tau}. \quad (3.3)$$

Naturalna szerokość linii jest zwykle podawana w jednostkach częstotliwości zamiast częstości kołowej.

Warto dodać, że naturalne poszerzenie linii może być także wytłumaczone przy użyciu modelu atomu ubranego, opisanego w rozdz. 2.1.2. Podobnie jak poszerzenie radiacyjne jest wynikiem oddziaływania atomu z fotonami zewnętrznego pola, naturalne poszerzenie może być interpreto-

wane jako skutek oddziaływania z fotonami wirtualnymi [2].

3.2 Poszerzenie dopplerowskie

W związku z termicznym ruchem atomów w gazie, efekt Dopplera zmienia częstości fotonów. Gdy atom o prędkości \vec{v} znajduje się w polu fali świetlnej o częstości ω propagującej w kierunku z , częstość fotonów w układzie atomu jest przesunięta zgodnie z (2.10). W układzie laboratoryjnym rejestrowana będzie więc absorpcja częstości:

$$\omega_{abs} = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} = \omega + kv. \quad (3.4)$$

Prędkości w gazie są rozdystrybuowane zgodnie z rozkładem Maxwella, toteż widmo absorbowanych częstości jest opisane w przybliżeniu przez profil Gaussa (właściwie jest to profil Voigta ze względu na lorentzowskie poszerzenie ω_0) o środku w ω_0 . Szerokość połówkowa tego rozkładu dla przejścia atomowego o częstości ω_0 w temperaturze T jest opisana wzorem:

$$\Delta\omega_D = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{8k_B T \ln 2 \frac{1}{m}}, \quad (3.5)$$

gdzie m jest masą atomu a k_B to stała Boltzmannna.

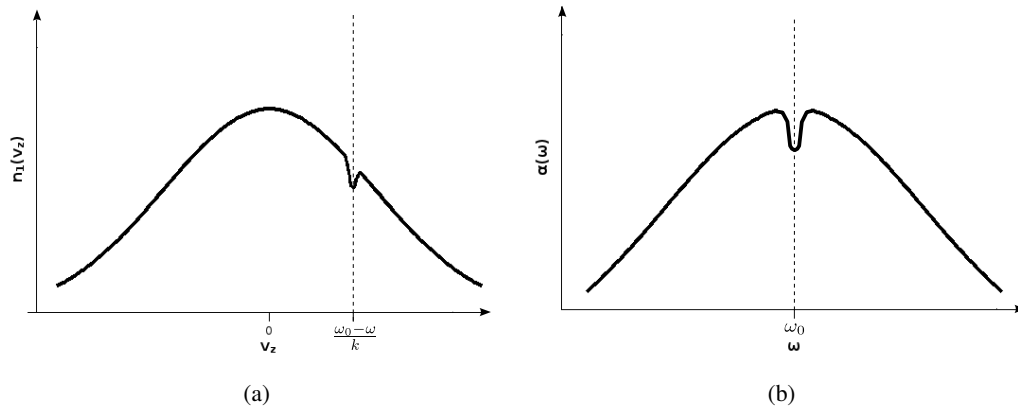
Wartość szerokości dopplerowskiej (w jednostkach częstości) dla linii D_2 ^{87}Rb wynosi ok. 511 MHz podczas gdy naturalna szerokość tej linii to zaledwie 6 MHz . Poszerzenie dopplerowskie widma jest zatem większe o dwa rzędy wielkości. Podobnie jest w przypadku innych atomów, przez co wąska linia przejścia całkowicie ginie w widmie dopplerowskim i nie jest możliwe jej precyzyjne zmierzenie bez zastosowania specjalnych technik.

3.3 Spektroskopia bezdopplerowska

Jedną z technik umożliwiających eliminację widma dopplerowskiego jest spektroskopia nasyceniowa. Wykorzystuje ona stosunkowo duże natężenia światła, przy których atom często napotyka fotony, które absorbuje. Jeżeli absorpcja zachodzi w odstępach czasu porównywalnych z czasem życia poziomu wzbudzonego atomu, ten deekscytuje poprzez emisję wymuszoną. W rezultacie populacje poziomu podstawowego i wzbudzonego zrównują się, przez co następuje nasycenie przejścia i atomy przestają absorbować światło (absorpcja następująca na przemian z emisją wymuszoną nie zmienia natężenia światła przechodzącego przez gaz atomów). Wykorzystując dopplerowskie przesunięcie częstości można selektywnie nasycić przejście w grupie atomów o określonej prędkości ($v_z \pm \Delta v_z$) za pomocą wiązki laserowej o częstości ω propagującej w kierunku osi z :

$$\omega - k(v_z \pm \Delta v_z) = \omega_0 \pm \delta\omega. \quad (3.6)$$

Wówczas w maxwellovskim rozkładzie populacji atomów o określonych wartościach składowej prędkości w kierunku wiązki v_z pojawi się minimum obsadzenia stanu dolnego (rys. 3.1(a)) oraz maksimum populacji stanu górnego przejścia rezonansowego. Jeżeli jednocześnie przez gaz ato-



Rysunek 3.1: (a) Dziura Benetta w obsadzeniu stanu dolnego atomów o określonej prędkości. (b) Dip Lamba w widmie absorpcyjnym.

mów przepuszczana jest w przeciwnym kierunku słaba wiązka sondująca, która nie powoduje nasycenia lecz pozwala zarejestrować absorpcję, i której częstość jest przestrajana przez cały zakres widma dopplerowskiego, w widmie absorpcji jej światła pojawi się minimum odpowiadające grupie atomów, które nie absorbowwały gdyż były nasycone przez silną wiązkę. Minimum to będzie w widmie miało postać podobną do minimum populacji stanu dolnego z rys. 3.1(a).

W prostym układzie do spektroskopii nasyceniowej używa się jednego lasera przestrajalnego, którego wiązka zostaje rozdzielona na silną część pompującą oraz słabą sondującą. Obie wiązki przepuszczane są przez gaz atomów w przeciwnych kierunkach. Natężenie wiązki sondującej po przejściu przez komórkę z atomami jest badane w celu wyznaczenia absorpcji jej światła. Gdy częstość lasera jest przestrajana przez cały zakres widma dopplerowskiego badanego przejścia atomowego, wówczas z wiązką pompującą oddziałują atomy o prędkościach $\frac{1}{k}(\omega_0 - \omega \pm \delta\omega)$, a z wiązką sondującą atomy o prędkościach $-\frac{1}{k}(\omega_0 - \omega \pm \delta\omega)$ ze względu na przeciwne wektory faliowe obydwu wiązek. Te dwie grupy atomów są rozłączne dla większości częstości światła lasera - wówczas słaba wiązka sondująca jest zwyczajnie absorbowana. Jednak gdy $\omega = \omega_0 \pm \delta\omega$, obie wiązki oddziałują z tymi samymi atomami, których prędkość w kierunku wiązek jest w przybliżeniu zerowa. Atomy te są nasycone przez wiązkę pompującą, dlatego też dla tej częstotliwości absorpcja wiązki sondującej wyraźnie spadnie, jawiąc się na widmie absorpcyjnym jako dip Lamba, przedstawiony na rys. 3.1(b). Dip Lamba pochodzi od grupy atomów, dla których $v_z \approx 0$, dla których efekt Dopplera nie występuje, a jego szerokość połowkowa jest porównywalna z naturalną szerokością linii.

Spektroskopia nasyceniowa pozwala nie tylko na precyzyjny pomiar częstości rezonansowej

przejść atomowych. Może być także wykorzystana do stabilizacji częstości lasera przestrajalnego na określonym przejściu. Nagły wzrost absorpcji przy oddalaniu się od rezonansu jest dobrym sygnałem wyzwalania korekty częstości światła lasera, co było wykorzystywane w opisanym dalej układzie.

Istotnym zjawiskiem dotyczącym spektroskopii nasyceniowej jest występowanie tzw. rezonansów krzyżowych. W opisanym powyżej układzie poszczególne wiązki powodują to samo przejście rezonansowe w różnych grupach atomów (z wyjątkiem przypadku $\omega = \omega_0$). Jeżeli jednak w atomie możliwe są dwa przejścia z tego samego stanu podstawowego o częstościach rezonansowych ω_1 i ω_2 odpowiednio i częstości te są zbliżone tak, że:

$$|\omega_1 - \omega_2| < \Delta\omega_D, \quad (3.7)$$

wówczas możliwe jest, że przy pewnej częstości światła ω_{co} znajdzie się grupa atomów o prędkości v takiej, że jedna w wiązek będzie w rezonansie z ich przejściem ω_1 , a przeciwbieżna wiązka — z przejściem ω_2 :

$$\omega_{co} - kv = \omega_1, \quad (3.8)$$

$$\omega_{co} + kv = \omega_2. \quad (3.9)$$

Ponieważ obydwie przejścia atomowe mają wspólny poziom, nasycenie jednego z nich powoduje spadek absorpcji przy drugim przejściu, który w widmie spektroskopii nasyceniowej również przejawia się w postaci dipu Lamba, teraz dla częstości średniej:

$$\omega_{co} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}. \quad (3.10)$$

Rezonans krzyżowy nie odpowiada rzeczywistemu przejściu atomowemu, lecz mimo to jego częstość może służyć np. do stabilizacji lasera. W opisanym w tej pracy układzie użyte lasery były stabilizowane właśnie na rezonansach krzyżowych.

Rozdział 4

Układ doświadczalny

4.1 Laser

Do otrzymania wiązki pułapkującej oraz przepychającej używano przestrajalnego lasera półprzewodnikowego Toptica TA PRO. Urządzenie to składa się z lasera DL Pro, który jako tzw. master wymusza pracę wzmacniacza TA. Sama dioda laserowa zasilana była prądem $I_{osc} = 146\text{ mA}$ i dawała natężenie wiązki nie większe niż 80 mW , natomiast prąd wzmacniacza ustawiony był na $I_{TA} = 2168\text{ mA}$. Zgodnie ze specyfikacją [4], przy używanym zakresie długości fali maksymalna moc oferowana przez wzmacniacz wynosi 1.5 W . Pierwszym zadaniem wykonanym przez autora niniejszej pracy było wyjustowanie układu optycznego kierującego wiązkę z diody do wzmacniacza w celu otrzymania jak najwyższej mocy wiązki. Otrzymano w ten sposób moc 1.26 W . Moce dwóch potrzebnych wiązek pułapkujących są rzędu 150 mW każda, mimo to na wejściu układu optycznego potrzebna jest tak duża moc ze względu na straty występujące przede wszystkim w układach modulatorów akustooptycznych (sięgające 40–50%) oraz w światłowodach (ok. 20%). Laser TA Pro posiada również wyprowadzenie drugiej wiązki bezpośrednio z lasera DL Pro. Wiązka ta może być wykorzystana w celach kontrolnych. W opisywanym układzie przeprowadzono spektroskopię nasyceniową tej wiązki.

4.2 Modulatory akustooptyczne

Elementem niezbędnym do przygotowania potrzebnych wiązek laserowych jest modulator akustooptyczny (ang. Acousto-Optic Modulator, AOM). Jest to urządzenie wykorzystujące dyfrakcję Bragga fali świetlnej na biegnącej fali akustycznej w kryształach w celu modulacji częstości światła. Biegnąca fala akustyczna o długości fali Λ i częstości Ω w ciele stałym jest źródłem lokalnych zmian jego gęstości, przesuujących się z prędkością fali. Te zagęszczenia i rozrzedzenia zachowują się jak ruchoma siatka dyfrakcyjna. Warunkiem wystąpienia maksimum dyfrakcyjnych

po przejściu przez AOM jest:

$$\sin\theta = m \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (4.1)$$

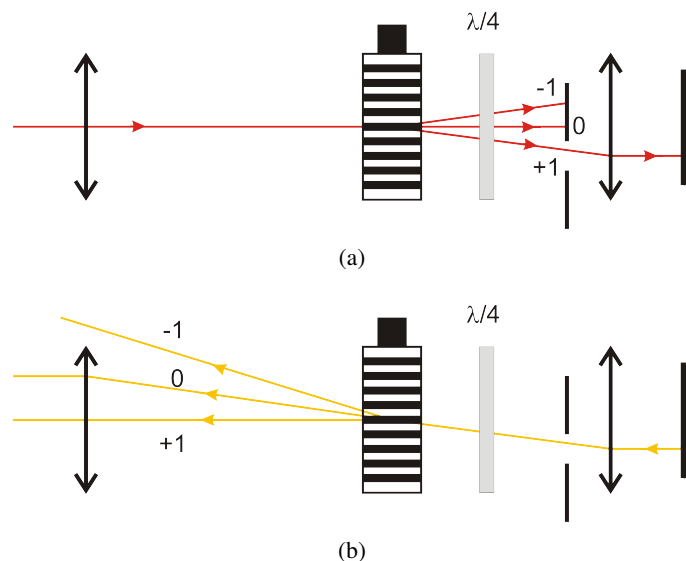
gdzie θ jest kątem wyjścia promienia rozproszonego w stosunku do wejściowej wiązki, λ to długość fali światła padającego a m określa rząd dyfrakcji. Ponadto ze względu na poruszanie się siatki dyfrakcyjnej przesunięcie dopplerowskie zmienia częstość światła po przejściu przez AOM:

$$\omega' = \omega + m\Omega. \quad (4.2)$$

Właśnie to zjawisko jest podstawą użyteczności modulatorów akustooptycznych — przejście wiązki laserowej przez AOM pozwala na łatwą regulację jej częstości. Można w ten sposób uzyskać z jednego lasera kilka wiązek o różnych częstościach. Ponieważ regulacja odstrojona wiązek odbywa się poprzez zmianę częstotliwości fal akustycznych podawanych do poszczególnych AOM-ów, proces ten jest dużo prostszy niż np. przestrajanie lasera. Szczegóły na temat teorii działania modulatorów akustooptycznych można znaleźć w pozycji [5].

Z zastosowaniem AOM-ów wiążą się jednak dwie niedogodności. Pierwszą z nich jest strata mocy wiązki, ponieważ po przejściu przez AOM wiązka pierwotna zostaje rozszczepiona na kilka rzędów dyfrakcyjnych. Możliwe jest wykorzystanie tylko jednego z nich — w praktyce wybiera się $+1$ lub -1 rząd, pozostałe natomiast zostają stracone. Poprzez zmianę geometrii padania wiązki na AOM można w znacznym stopniu kontrolować rozkład mocy pomiędzy poszczególne rzędy i uzyskać nawet 80% mocy pierwotnej wiązki w pierwszym rzędzie, lecz pozostała część jest tracona.

Drugim problemem jest zależność kąta wyjścia wiązki w pierwszym rzędzie dyfrakcji od wartości przestrojenia Ω , zgodnie z (4.1). Przy pojedynczym przejściu wiązki przez AOM regulacja przestrojenia wymagałaby zmian w geometrii układu, dlatego zazwyczaj modulatory stosuje się w tzw. podwójnym przejściu. Idea tej metody została przedstawiona na rys. 4.1. Pierwotna przechodzi przez AOM prostopadle do kierunku propagacji fali akustycznej w jego kryształ, po czym za pomocą przysłony z otworem rzędu $1 - 2 \text{ mm}$ wybierany jest pierwszy rząd dyfrakcji. Pada on na soczewkę o ogniskowej 150 mm , ustawioną tak, aby środek modulatora znajdował się w jej ognisku, dzięki czemu po przejściu przez soczewkę wiązka propaguje równoległe do pierwotnego kierunku. W praktyce przez przepuszczeniem wiązki laserowej przez AOM jest zwykle konieczne zmniejszenie jej przekroju za pomocą teleskopu tak, aby zmieściła się ona do apertury modulatora. Alternatywnym podejściem, które stosowano w opisanym dalej układzie, jest umieszczenie AOM we wspólnym ognisku teleskopu złożonego z dwóch soczewek. Po odbiciu od zwierciadła 0° wiązka przechodzi taką samą drogę w przeciwnym kierunku, po czym ulega ponownej dyfrakcji w modulatorze (rys. 4.1(b)). W efekcie wiązka pochodząca z podwójnego pierwszego rzędu dyfrakcji (oznaczana $+1/+1$) propaguje w kierunku równoległym do pierwotnej wiązki niezależnie od wartości ugięcia w pojedynczym przejściu.



Rysunek 4.1: AOM w podwójnym przejściu. (a) Pierwsze przejście. (b) Drugie przejście.

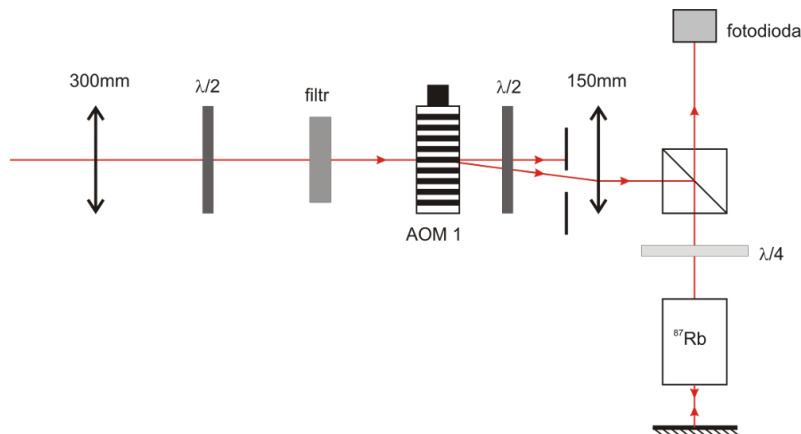
Wiązka przepuszczana przez taki układ jest spolaryzowana liniowo. Przed i po odbiciu od zwierciadła przechodzi przez płytkę ćwierćfalową, dzięki czemu wyjściowa wiązka ma polaryzację liniową ortogonalną do pierwotnej. Pozwala to na łatwe wydzielenie wiązki wyjściowej przy pomocy kostki PBS (Polarized Beam Splitter).

Zastosowanie AOM w podwójnym przejściu pozwala wyeliminować zmiany geometrii, jednak wiąże się ze zwiększeniem strat mocy. Przemnożenie wiązki wynosi oczywiście 2Ω .

Pojedyncze przejście wiązki przez AOM może być jednak bardzo użyteczne z innych względów. Wiązka ugięta propaguje pod różnym kątem do pierwotnej zależnie od wartości Λ , zgodnie ze wzorem (4.1). Jeżeli za modulatorem umieszczona zostanie przysłona, przepuszczająca tylko wiązkę propagującą w określonym kierunku (czyli dla określonej wartości Λ), wówczas zmiany długości fali akustycznej podawanej na AOM umożliwiają bardzo szybkie włączanie i wyłączanie wiązki w układzie optycznym.

4.3 Układ spektroskopii nasyceniowej

Na wiązkę kontrolnej wyprowadzonej z lasera zbudowano prosty układ do spektroskopii nasyceniowej, przedstawiony na rys. 4.2. Wiązka ta przechodzi przez teleskop, w ognisku którego znajduje się AOM, powodujący przestrojenie wiązki o 65 MHz w pierwszym rzędzie. Następnie wiązka ta jako pompująca przechodzi przez komórkę z parami rubidu. Wiązkę sondującą otrzymuje się przez odbicie wiązki za komórką od płytki szklanej. Płytkę ta odbija zaledwie ok. 4% mocy, toteż wiązka sondująca jest odpowiednio osłabiona. Po ponownym przejściu przez parę rubidu natężenie wiązki sondującej jest rejestrowane przez fotodiode. Sygnał z fotodiody jest proporcjo-



Rysunek 4.2: Układ spektroskopii nasyceniowej wiązki kontrolnej.

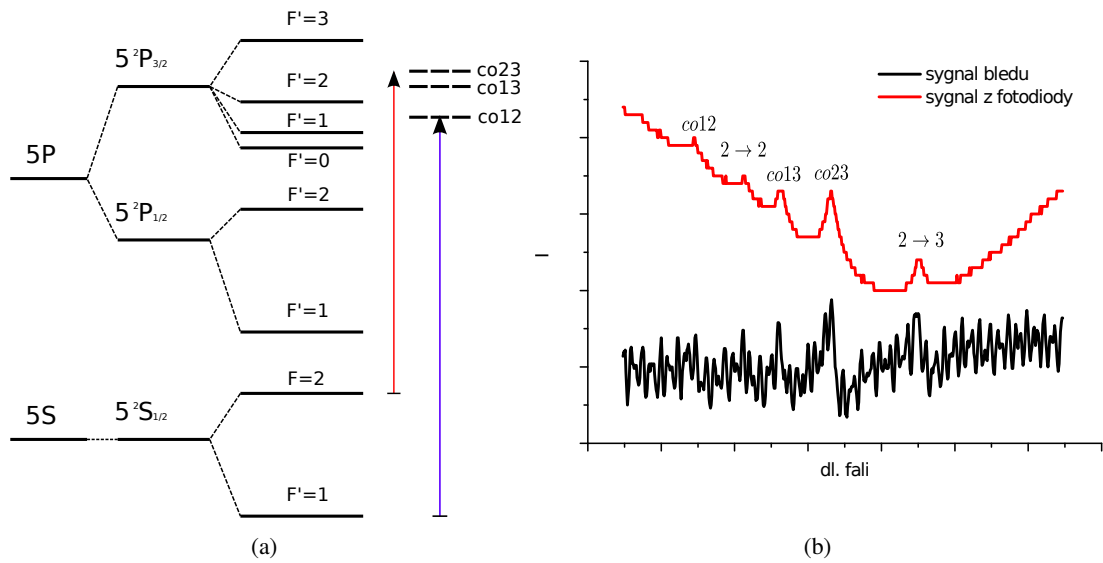
nalny do natężenia światła, zatem absorpcyjnym dipom Lamba odpowiadają maksima sygnału.

W celu sprawdzenia działania układu zebrano za jego pomocą widmo przejścia ze stanu $5^2S_{1/2}, F = 2$ do stanów $5^2P_{3/2}, F' = 1, 2, 3$ w rubidzie ^{87}Rb . Uzyskano je poprzez włączenie przestrajania lasera i odpowiedni dobór środka oraz zakresu przestrajania. Jednocześnie rejestrowano sygnał błędu będący zróżniczkowanym sygnałem z fotodiody. Otrzymane widmo oraz sygnał błędu przedstawione jest na rys. 4.3(b) w następnej sekcji, gdzie omówione zostaną najważniejsze przejścia atomowe ^{87}Rb .

4.4 Pułapkowanie ^{87}Rb

W opisywanym układzie pułapkowano atomy rubidu ^{87}Rb , którego strukturę poziomów energetycznych przedstawia rys. 4.3(a). Do chłodzenia i pułapkowania atomów wykorzystywano przejście $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3$. Laser stabilizowany był na częstotliwości rezonansu krzyżowego przejść $F = 2 \rightarrow F' = 2$ i $F = 2 \rightarrow F' = 3$, oznaczanego jako *co23*. Obydwa przejścia oraz rezonans krzyżowy widoczne są w widmie spektroskopii nasyceniowej przejścia pułapkującego, przedstawionej na rys. 4.3(b). Częstotliwość *co23* jest odstrojona od rezonansu z przejściem pułapkującym o -133.5 MHz . Ponieważ jednak spektroskopia przeprowadzana była na wiązce odstrojonej już przez AOM w pierwszym rzędzie o 65 MHz , w rzeczywistości częstotliwość światła lasera była stabilizowana na wartości o 65 MHz niższej niż częstotliwość *co23*, czyli 198.5 MHz poniżej rezonansu z przejściem pułapkującym. Pożądane odstrojenie wiązek ku czerwieni od rezonansu uzyskiwano dalej za pomocą przetworników akustooptycznych.

Ze względu na regułę wyboru dla przejść dipolowych $\Delta F \in \{-1, 0, 1\}$, atomy wzbudzone po absorpcji do poziomu $F' = 3$ mogą spontanicznie deekscytować jedynie do $F = 2$, z którego ponownie mogą absorbować fotony wiązki pułapkującej. Takie przejście nazywane jest przejściem zamkniętym. Istnieje jednak niezerowe prawdopodobieństwo wzbudzenia do stanu $F' = 2$ w wy-



Rysunek 4.3: (a) Struktura poziomów energetycznych ^{87}Rb . Strzałkami zaznaczono przejście pułapkujące (czerwona) oraz repompujące (niebieska). (b) Widmo spektroskopii nasyceniowej przejścia $5^2S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F'=1, 2, 3$ rubidu 87 (czerwone) oraz sygnał błędny otrzymany na jego podstawie (czarny).

niku absorpcji. Wtedy atom może wyemitować foton przechodząc do stanu $F=1$. Przestaje być wówczas podatny na pułapkowanie, gdyż poziom $5^2S_{1/2}, F=1$ jest zbyt daleko od rezonansu z wiązką pułapkującą. Aby uniknąć tego zjawiska atomy należy oświetlić dodatkową wiązką, zwaną repompującą, która będzie w rezonansie z przejściem $5^2S_{1/2}, F=1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F'=1, 2, 3$. Taka wiązka wzbudza atomy do stanów, z których mogą one wrócić do $5^2S_{1/2}, F=2$, dzięki czemu chłodzenie i pułapkowanie nadal działa. Ze względu na dużą różnicę energetyczną dwóch stanów struktury nadsubtelnej stanu podstawowego rubidu 87 , wiązka repompująca nie może być otrzymana z tego samego lasera co pułapkująca — potrzebne przestrojenie jest poza zakresem oferowanym przez AOM. W opisywanym tutaj układzie źródłem wiązki repompującej był drugi laser stabilizowany na rezonansie krzyżowym przejść $F=1 \rightarrow F'=1$ i $F=1 \rightarrow F'=2$ (rys. 4.3(a)).

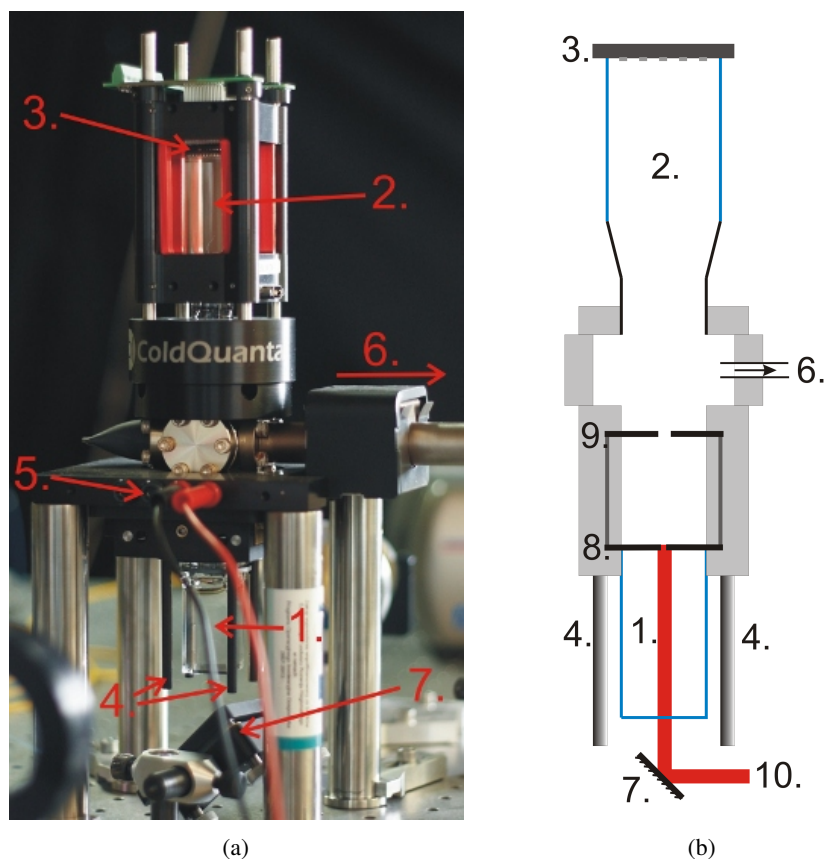
4.5 Układ RuBECi™

Sercem aparatury do produkcji kondensatu Bosego-Einsteina jest układ próżniowy, w którym chłodzone są atomy, wyposażony w odpowiednie źródła pola magnetycznego. Urządzenie RuBECi wyprodukowane przez ColdQuanta jest zintegrowanym układem próżniowym, składającym się z dwóch szklanych komórek, dyspenserów rubidu oraz cewek i magnesów stałych. Zdjęcie oraz schemat układu przedstawia rys. 4.4. Poniżej znajduje się wyjaśnienie elementów układu

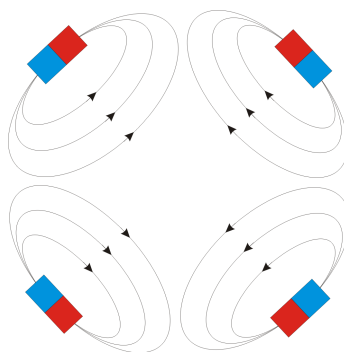
oznaczonych liczbami na rysunku:

1. dolna komórka — tutaj otrzymywany jest $2D^+ - MOT$
2. górna komórka — tutaj powstaje najpierw $3D - MOT$ a następnie kondensat
3. chip atomowy
4. magnesy trwałe
5. zasilanie dyspenserów rubidu
6. doprowadzenie pompy jonowej
7. zwierciadło kierujące wiązkę przepychającą
8. krzemowa przesłona z otworem $\phi 0.75\text{ mm}$
9. druga przesłona
10. wiązka przepychająca

Zintegrowane dyspensery uwalniają pary rubidu do dolnej komórki. Atomy te są pułapkowane w dwuwymiarowej pułapce magnetoptycznej złożonej z wiązek laserowych doprowadzonych prostopadle do szklanych ścianek dolnej komórki oraz z pola magnetycznego o zerowej indukcji w geometrycznym środku komórki oraz symetrii wzdłuż osi pionowej. Źródłem tego pola są cztery magnesy trwałe w układzie kwadrupolowym, co jest innowacją wprowadzoną w tym właśnie urządzeniu. Dotychczas stosowano liniowe przewody lub cewki w układzie anty-Helmholta, większe i wymagające więcej obsługi. Rys. 4.5 pokazuje rozkład pola magnetycznego od magnesów stałych w płaszczyźnie poziomej. Widoczne jest, że w pobliżu centrum pułapki taki układ dobrze realizuje warunki potrzebne do stworzenia MOT, opisane w rozdz. 2.4. Dużą zaletą magnesów trwałych jest ich mały rozmiar i punktowe zamocowanie, dzięki czemu można łatwo regulować ich położenie względem komórki, przesuując w ten sposób całą pułapkę. Dolna komórka jest zamknięta od góry krzemowym dyskiem, na środku którego znajduje się otwór o średnicy 0.75 mm . Otwór ten służy transportowi atomów rubidu z dolnej do górnej pułapki magnetoptycznej, która formowana jest w górnej komórce. Przesłona ogranicza przepływ gazu pomiędzy dolną i górną częścią układu do $0.1 \frac{1}{s}$, co wystarcza do utrzymania w górnej części układu ciśnienia o dwa rzędy wielkości niższego niż w komórce dolnej poprzez pompowanie różnicowe. W dolnej komórce stosunkowo duża prężność par rubidu jest pożądana gdyż celem dolnej pułapki jest zgromadzenie dużej liczby atomów. Górna część układu wymaga natomiast ultrawysokiej próżni, zapewnianej przez pompę jonową Varian MicroVac o wydajności $2 \frac{1}{s}$.



Rysunek 4.4: Zdjęcie(a) i schematyczny przekrój(b) układu RuBECi. Oznaczenia elementów zostały wyjaśnione w tekście. Schemat (b) wykonany na podstawie [1].

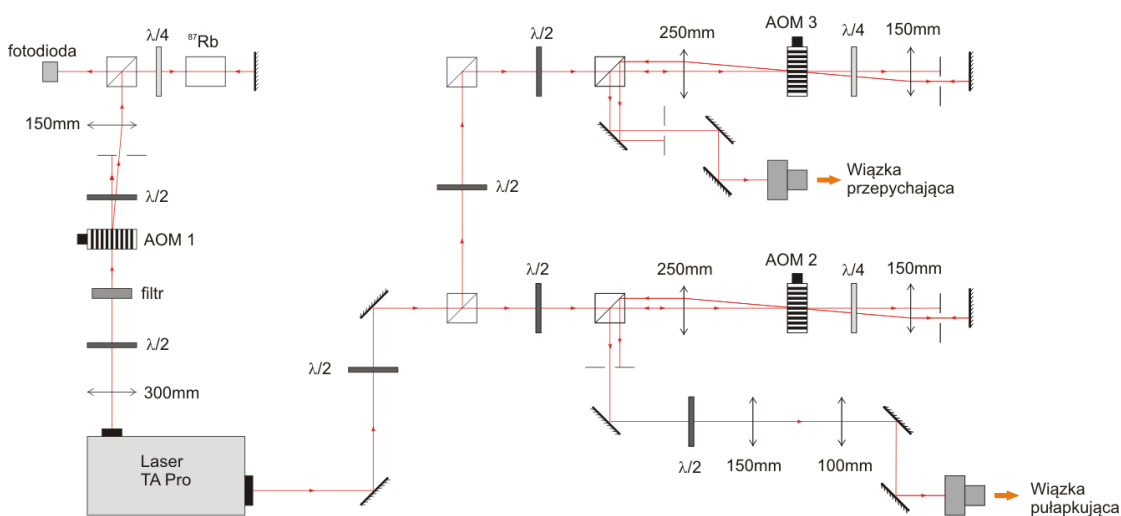


Rysunek 4.5: Poziomy rozkład pola magnetycznego od magnesów trwałych w układzie kwadrupolowym. Rys. na podstawie [1].

Transport atomów pomiędzy dolną a górną pułapką magnetoptyczną odbywa się przy pomocy wiązki przepychającej, doprowadzonej od spodu komórki poprzez umieszczone pod nią zwierciadło i skierowanej pionowo (rys. 4.4(b)). Wiązka ta wraz z dwuwymiarową poziomą pułapką

tworzy konfigurację określaną jako $2D^+ - MOT$. Ciśnienie promieniowania od wiązki przepychającej działa na spułapkowane atomy pionową siłą, przepychając je przez otwór w przesłonie do górnej komórki. Działanie tej wiązki jest przy tym źródłem dodatkowego chłodzenia atomów. Zaletą konfiguracji $2D^+ - MOT$ jest nie tylko lepsze chłodzenie niż w przypadku innych rozwiązań (np. $2D - MOT$), ale także możliwość uzyskania z dolnej pułapki większej liczby atomów, co wykazano w pracy [6].

4.6 Przygotowanie wiązek



Rysunek 4.6: Schemat układu optycznego przygotowującego wiązki pułapkującą oraz przepychającą.

Wiązki pułapkujące oraz przepychająca otrzymywane były z lasera TA PRO stabilizowanego na rezonansie krzyżowym $co23$ przejścia $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}$. Układ, przy pomocy którego uzyskiwano odpowiednie częstotliwości wiązek przedstawiono na rys. 4.6. Stabilizacja lasera odbywała się przy pomocy układu spektroskopii nasyceniowej na wiązce kontrolnej lasera. Z kolei główna wiązka po przeprowadzeniu przez układ zwierciadeł służący do kontroli toru wiązki była rozdzielana pomiędzy dwa bliźniacze układy przygotowujące poszczególne wiązki. Układ wiązki pułapkującej (ozn. 2D MOT na schemacie) zestawiony był przez autora niniejszej pracy, natomiast układ wiązki przepychającej — przez studentów odbywających praktyki w Laboratorium Zimnych Atomów Przy Powierzchni.

Każdy z dwóch układów wykorzystuje AOM w podwójnym przejściu $+1/+1$. Przeestrojona wiązka jest wyprowadzana z układu przez polaryzującą kostkę światłodzielącą (PBS). Przez kostkę przechodzi także odchylona pod małym kątem wiązka po przejściu $+1/0$, która za kostką PBS jest zatrzymywana na przesłonie. Następnie za pomocą układu zwierciadeł i sprzęgacza wiązka

jest kierowana do światłowodu, który przesyła ją do drugiej części układu. Przekrój wiązki pułapkującej jest ponadto zmniejszany za pomocą teleskopu przed trafieniem do światłowodu, co służy uzyskaniu lepszej transmisji. Przesył wiązek przez światłowody daje dodatkową korzyść w postaci poprawy własności przestrzennych wiązek.

Umieszczenie przed każdą kostką PBS polaryzatora liniowego pozwala na regulację podziału mocy pomiędzy poszczególne wiązki. Niestety zastosowanie AOM w podwójnym przejściu oraz światłowodów wiąże się z dużymi wypadkowymi stratami mocy. Łącznie każdy z układów przygotowujących wiązki ma sprawność ok. 30%.

Zarówno AOM2 jak i AOM3 przestrajały wiązkę o 92 MHz w pojedynczym przejściu. Jak wspomniano wcześniej, laser był stabilizowany $133.5\text{ MHz} + 65\text{ MHz}$ poniżej rezonansu z przejściem pułapkującym. Całkowite odstrojenie wiązek po podwójnym przejściu przez AOM wynosiło zatem:

$$\delta = -133\text{ MHz} - 65\text{ MHz} + 2 \cdot 92\text{ MHz} = -14.5\text{ MHz}. \quad (4.3)$$

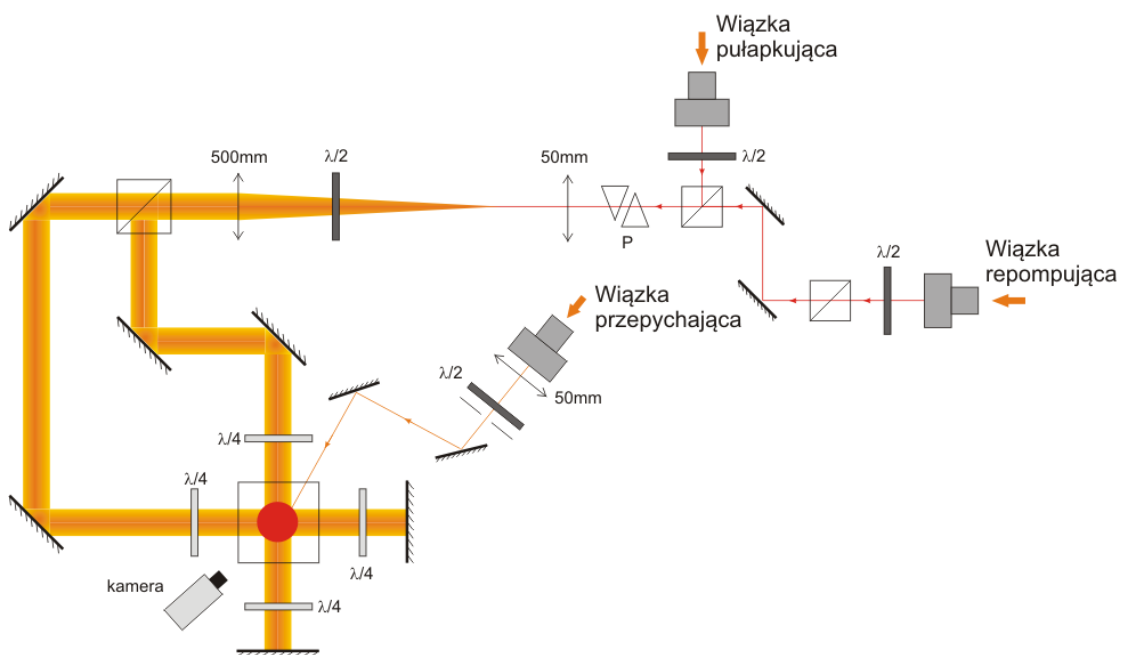
Tabela 4.1 zawiera najważniejsze parametry obydwu układów przygotowujących wiązki.

ukł. wiązki	$\Delta\nu$ na AOM [MHz]	odstr. wiązki δ [MHz]	moc [mW]	wyd. układu
przepychającej	92	14.5	4.5	23%
pułapkującej	92	14.5	151	30%

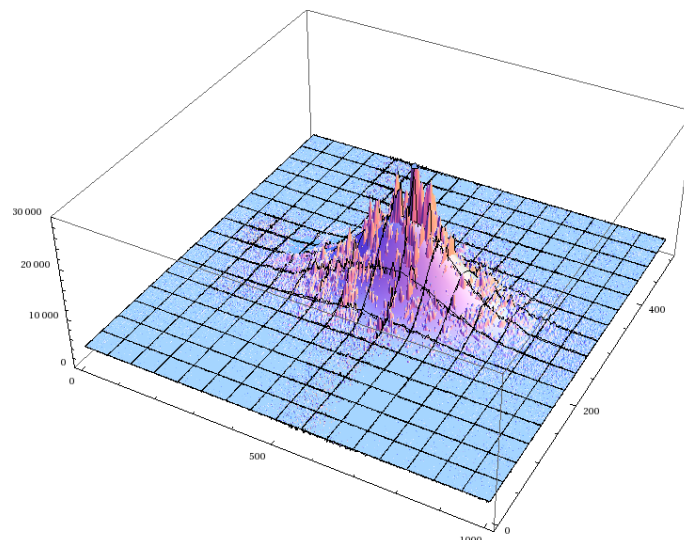
Tabela 4.1: Podstawowe parametry układów przygotowujących wiązki pułapkującą i przepychającą.

4.7 Układ dolnej pułapki

Odpowiednio przygotowane wiązki były za pomocą światłowodów przesłane do drugiej części układu, która stanowiła właściwą pułapkę magnetoptyczną (rys. 4.7). Po wyjściu ze światłowodu wiązka pułapkująca jest za pomocą kostki PBS mieszana ze światłem wiązki repompującej, doprowadzonej z lasera z innego układu doświadczalnego za pomocą światłowodu. Połączone wiązki przechodzą następnie przez układ dwóch pryzmatów, które zmieniają przekrój wiązki z kołowego na eliptyczny o stosunku półosi ok 3.95. Stosunek ten zmierzono poprzez wykonanie zdjęcia wiązki za soczewką znajdującą się za pryzmatami. Otrzymano w ten sposób przekrój wiązki, w którym rozkład natężenia światła powinien mieć rozkład gaussowski. Do otrzymanego przekroju dopasowano zatem dwuwymiarową funkcję Gaussa. Dopasowanie przedstawione jest na rys. 4.8. Stosunek szerokości półowkowych rozkładu wzdłuż ortogonalnych kierunków, otrzymanych w dopasowaniu, zinterpretowano jako stosunek długości półosi eliptycznego przekroju wiązki. Wiązka o takim przekroju pozwala lepiej wykorzystać przestrzeń w dolnej komórce, której wysokość jest znacznie większa niż szerokość. Przekrój wiązki wydłużony w pionie powoduje, że otrzymana pułapka rozciąga się na większą część wysokości komórki.



Rysunek 4.7: Schemat układ optyczny tworzący dolną pułpkę magnetooptyczną.



Rysunek 4.8: Rozkład natężenia światła w wiązce eliptycznej wraz z dopasowanym do niego dwuwymiarowym rozkładem Gaussa.

Po zmianie przekroju wiązka jest silnie powiększana za pomocą teleskopu z soczewek o ogniskowych 50 mm i 500 mm , co daje 10-krotne powiększenie. Następnie za pomocą kostki PBS jest rozdzielana na dwie wiązki, doprowadzone z ortogonalnych kierunków do dolnej komórki układu RuBECi. Liniowe polaryzacje wiązek po przejściu przez PBS są zmieniane na kołowe przez

płytki ćwierćfalowe, co jest konieczne do działania pułapki magnetoptycznej. Po przejściu przez komórkę każda z wiązek jest odbijana przez zwierciadło 0° z powrotem do komórki, przy czym jej polaryzacja zmienia skrętność przy odbiciu.

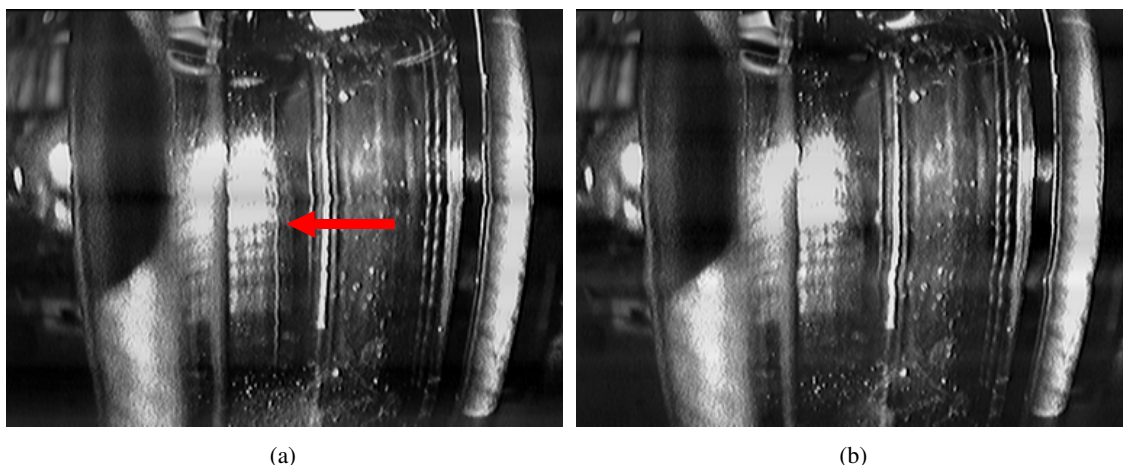
Ostatnim elementem układu $2D^+ - MOT$ jest wiązka przepychająca, która przez układ trzech zwierciadeł (jedno znajduje się pod komórką) jest kierowana pod komórkę a następnie w kierunku pionowym wzdłuż osi układu RuBECi.

Rozdział 5

Otrzymana pułapka

5.1 Zdjęcia fluorescencyjne MOT

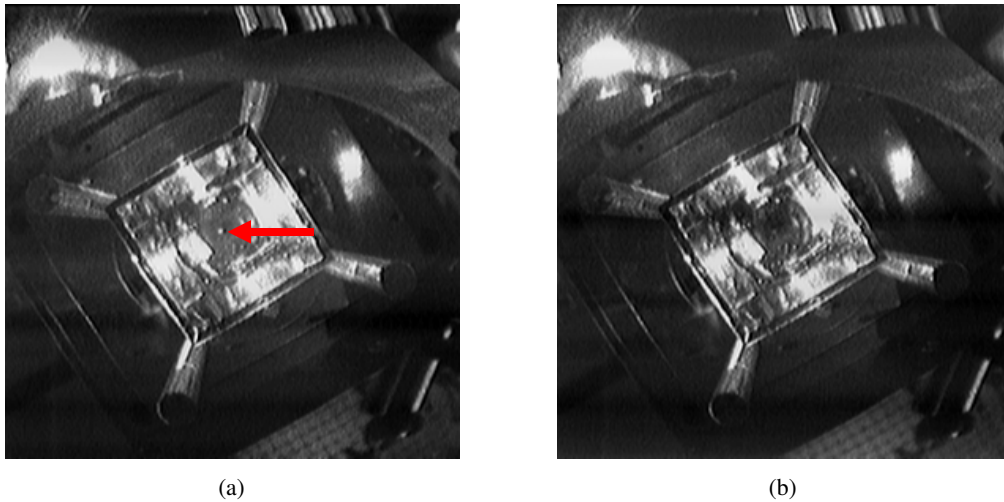
Diagnostykę powstającej pułapki magnetoptycznej przeprowadza się poprzez obserwację fluorescencji atomów zgromadzonych w pułapce. W tym celu obok dolnej komórki umieszczona została kamera (rys. 4.7). Na rys. 5.1(a) widoczna jest fluorescencja MOT w postaci białej pionowej linii. Ponieważ obraz z kamery zawiera wiele odblasków powstających na ściankach komórki, w celu lepszej identyfikacji MOT pośród nich wykonano drugie, porównawcze zdjęcie (rys. 5.1(b)) przy wyłączonej pułapce. Jej działanie można łatwo przerwać poprzez chwilowe zasłonięcie wiązki repompującej. Bardzo szybko wszystkie atomy zostają wówczas przepompowane do stanu podstawowego o $F = 1$ i pułapka znika.



Rysunek 5.1: (a) Zdjęcie fluorescencji pułapki magnetoptycznej (zaznaczona strzałką). (b) Porównawcze zdjęcie tej samej komórki bez MOT.

W celu określenia położenia MOT w płaszczyźnie poziomej względem geometrycznego środ-

ka układu, wykonano także zdjęcia od spodu komórki. Wykorzystano w tym celu dolne zwierciadło (nr 7. na rys 4.4) a wiązka przepychająca nie była przy tym obecna. Rys. 5.2 prezentuje otrzymane w ten sposób zdjęcia.



Rysunek 5.2: Zdjęcia wykonane od spodu komórki. (a) MOT widoczny jako biała plamka na środku komórki. (b) Zdjęcie porównawcze bez MOT.

5.2 Transport do górnej komórki

Aby transport atomów z dolnej do górnej pułapki magnetoptycznej był skuteczny, bardzo istotne są dwa czynniki — po pierwsze wiązka przepychająca musi propagować dokładnie wzdłuż pionowej osi układu. Droga, którą muszą przebyć atomy podczas transportu jest długa i każde odchylenie od tego kierunku skutkuje zatrzymaniem atomów przez pierwszą lub drugą przesłonę (rys. 4.4(b)). Justowanie wiązki do pionu wykonywano poprzez zwiększenie jej natężenia tak, aby część wiązki przechodząca przez przesłony była wyraźnie widoczna na chipie. Następnie tak ustalano tor wiązki za pomocą trzech zwierciadeł, aby odbicie na chipie znajdowało się na jego środku, a jednocześnie by wiązka przechodziła przez środek spodu dolnej komórki.

Drugim istotnym warunkiem jest położenie pułapki magnetoptycznej dokładnie pod szczeliną przesłony. W tym celu regulować można położenie zera pola magnetycznego poprzez przesuwanie układu magnesów. Ustawienie kamery tak, aby obserwowała ona położenie MOT od spodu komórki dokładnie w kierunku pionowym, jak na zdjęciu 5.2(a), pozwala w pewnym stopniu na ocenę wzajemnego położenia MOT i szczeliny i jego korektę.

Podczas wstępnych prób nie udało się zaobserwować fluorescencji atomów w górnej komórce układu. Należy jednak pamiętać, że po przetransportowaniu do górnej komórki atomy stają się swobodne, a ich niewielka liczba w stosunku do rozmiarów komórki może nie być wystarczająca

do obserwacji rejestrowalnej fluorescencji. Nie jest zatem wykluczone, że diagnostyka wiązki przepychającej stanie się możliwa dopiero po uruchomieniu górnej pułapki magnetoptycznej.

Bibliografia

- [1] M. B. Squires. *High repetition rate Bose-Einstein condensate production in a compact, transportable vacuum system*. Rozprawa doktorska, University of Colorado (2008)
- [2] C. Cohen-Tannoudji. *Manipulowanie atomami za pomocą fotonów. wykład noblowski*. Postępy fizyki, **50** (1999)
- [3] M. Mączyńska. *Pułapkowanie i pomiar temperatury zimnych atomów*. Praca magisterska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2001)
- [4] http://www.toptica.com/products/diode_lasers/research_grade_diode_lasers/high_power_amplifies_diode_lasers/ultra_stable_amplified_tunable_diode_laser_system_ta_pro.html. Specyfikacja lasera TA Pro
- [5] E. Mustiel, W. Parygin. *Metody modulacji światła*. PWN, Warszawa (1974)
- [6] R. Conroy, Y. Xiao, M. Vengalattore, W. Rooijakkers, M. Prentiss. *Compact, robust source of cold atoms for efficient loading of a magnetic guide*. Optics Communications, **226** (2003)
- [7] K. Davis, M.-O. Mewes, M. Andrews, N. van Druten, D. Durfee, D. Kurn, W. Ketterle. *Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms*. Phys. Rev. Lett., **75** (1995)
- [8] W. Demtroeder. *Spektroskopia laserowa*. PWN, Warszawa (1993)
- [9] H. Haken, H. Wolf. *Atomy i kwanty*. PWN, Warszawa (1997)
- [10] H. Metcalf, P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer (1999)
- [11] T. Kawalec. *Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka*. Rozprawa doktorska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2005)
- [12] K. Kiersnowski. *Badanie własności zimnych atomów przy powierzchni oraz ich modów orbitalnych w pułapce magneto optycznej*. Rozprawa doktorska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2007)
- [13] D. Bartoszek. *Absorpcyjne obrazowanie zimnych atomów*. Praca magisterska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2008)
- [14] A. K. Będkowska. *Transport zimnych atomów między pułapkami magneto-optycznymi*. Praca magisterska, Zakład Fotoniki UJ (2004)
- [15] M. Mączyńska, T. Brzozowski. *Krótki kurs efektywnego justowania układu optycznego*. www.if.uj.edu.pl/ZF/qnog/tutorials/insKrotkiKursJustowania.pdf