

SPIS TREŚCI

WSTĘP.....	5
1 PODSTAWY TEORETYCZNE	7
1.1 Pułapka magnetooptyczna	7
1.2 Optyczna pułapka dipolowa	9
1.2.1 Siła dipolowa	9
1.2.2 Pułapkowanie atomów w optycznym potencjale dipolowym.....	12
1.2.3 Głębokość potencjału i różnicowe przesunięcie światłem.....	14
1.2.4 Rodzaje optycznych pułapek dipolowych	15
1.3 Efekty magnetooptyczne	19
1.3.1 Liniowy i nieliniowy efekt Faradaya	19
1.3.2 Magnetorotacja ze światłem zmodulowanym amplitudowo.....	26
2 APARATURA DOŚWIADCZALNA	29
2.1 Tor optyczny.....	31
2.1.1 Dolna część stołu optycznego - przygotowanie wiązek laserowych	31
2.1.2 Górna część stołu optycznego – komora próżniowa.....	34
2.2 Lasery pułapki magnetooptycznej	37
2.2.1 Stabilizacja prądu diody	37
2.2.2 Stabilizacja temperatury diody.....	37
2.2.3 Zewnętrzny rezonator	38
2.2.4 Wzmacnianie światła	38
2.2.5 Stabilizacja częstotliwości	38
2.3 System próżniowy	41
2.3.1 Komora próżniowa.....	41
2.3.2 Pompy próżniowe	42
2.4 Laser optycznej pułapki dipolowej.....	43
2.5 Cewki pola magnetycznego.....	43
2.5.1 Cewki pułapki magnetooptycznej.....	43
2.5.2 Cewki kompensujące	44
2.5.3 Cewki dla pomiarów magnetorotacji	45

3 DIAGNOSTYKA SPULĄPKOWANYCH ATOMÓW	47
3.1 Obrazowanie	47
3.1.1 Obrazowanie absorpcyjne	47
3.1.2 Obrazowanie fluorescencyjne	49
3.1.3 Porównanie metod obrazowania na podstawie obliczeń liczby atomów	50
3.1.4 Wyznaczanie temperatury atomów w pułapkach	51
3.2 Dokładna diagnostyka optycznej pułapki dipolowej	52
3.2.1 Czas życia pułapki	54
3.2.2 Głębokość i częstotliwości pułapki	55
4 BADANIE NIELINIOWEJ MAGNETOROTACJI	59
4.1 Geometria układu pomiarowego	59
4.2 Kształt sygnałów magnetorotacji	60
4.3 Pomiar nieliniowego efektu Faradaya	64
4.3.1 Pierwsze sygnały	65
4.3.2 Optymalizacja sygnału	67
4.4 Pomiar magnetorotacji ze światłem zmodulowanym amplitudowo	73
4.5 Analiza wyników doświadczeń z nieliniowymi efektami magnetoptycznymi	75
4.5.1 Ograniczenia doświadczalne	75
4.5.2 Czułość pomiarów pola magnetycznego	77
5 PODSUMOWANIE	79
BIBLIOGRAFIA	81
SPIS UŻYTYCH SKRÓTÓW	85
DODATEK A – Współczynniki Einsteina dla przejść atomowych z poziomów $5^2S_{1/2}$ oraz $5^2P_{1/2}$ i $5^2P_{3/2}$ dla atomu Rb	87

PODZIĘKOWANIA

Na wstępie chciałbym podziękować mojemu promotorowi prof. Wojciechowi Gawlikowi. Pragnę mu podziękować za umożliwienie rozpoczęcia i skończenia studiów doktoranckich w Zakładzie Fotoniki UJ, za wszelką pomoc w trakcie prowadzenia doświadczeń, a także w trakcie pisania i poprawiania niniejszej pracy oraz za cierpliwość do mojej osoby.

Pragnę także podziękować Leszkowi Krzemieniowi oraz Adamowi Wojciechowskiemu. Lesiowi za nauczanie mnie wielu rzeczy, a szczególnie pracy doświadczalnej w warunkach chaosu oraz akceptacji otoczenia jakim jest. Adasiowi za to, że zawsze służył pomocą i radą. Bez Leszka i Adama moje studia byłyby o wiele trudniejsze.

Podziękowania składam także Michałowi Zawadzie za to, że zachęcił mnie do kontynuacji nauki.

Pragnę również podziękować pozostałym doktorantom i doktorom, których nie sposób wymienić, za miłą atmosferę i niejednokrotną pomoc.

Dziękuję także mojej Ani za to, że cały czas jest ze mną i motywuje mnie do działań. Za to, że jest moim odpoczynkiem od wszystkiego.

Dziękuję również moim rodzicom i dziadkom za to, że przyszedłem na świat, zostałem wychowany i mogłem skończyć doktorat, a także rodzicom Ani, których traktuję jak własnych.

Pracę swą dedykuję mojemu Dziadkowi.

Feci, quod potui, faciant meliora potentes.

WSTĘP

Badania zimnych atomów, jakie dotąd były prowadzone w Zakładzie Fotoniki IF UJ, obejmowały temperatury rzędu 10-100 μK . Kolejnym celem, który sobie stawiamy jest osiągnięcie temperatur rzędu 100 nK, w jakich będzie możliwa kondensacja Bosego-Einsteina. Do tego celu postanowiono stosować techniki doświadczalne wykorzystujące zachowawcze siły dipolowe, pozwalające m.in. na konstrukcję tzw. optycznej pułapki dipolowej.

Optyczne pułapki dipolowe są bardzo ważnym narzędziem w badaniach ultra-zimnej materii. Podobnie jak magnetyczne pułapki dipolowe, pozwalają na pułapkowanie atomów w temperaturach znacznie niższych niż popularne pułapki magnetoptyczne. Od magnetycznych pułapek dipolowych odróżnia je jednak to, że nie wymagają one przygotowania atomów w określonym stanie magnetycznym. Ogromnie rozszerza to zakres ich stosowalności – m.in. do atomów z zerowym momentem pędu w stanie podstawowym.

Głównym celem niniejszej pracy doktorskiej była budowa i diagnostyka optycznej pułapki dipolowej z laserem CO_2 , która w dalszej perspektywie powinna umożliwić osiągnięcie kondensacji Bosego-Einsteina metodami optycznymi.

W ramach pracy zbudowano taką pułapkę, a następnie poddano diagnostyce uwięzione w niej atomy. Postanowiono zbadać ewentualną przydatność efektów magnetoptycznych do celów diagnostycznych i wybrano do tego diagnostykę faradayowską wykorzystującą nieliniowy efekt Faradaya. Efekt ten jest wynikiem indukowanej przez wiązkę świetlną koherencji stanów zeemanowskich. Koherencje te są bardzo wrażliwe na rozmaite procesy dekoherencyjne, w tym zwłaszcza zderzenia atomowe i niejednorodności pól magnetycznych, które ograniczać mogą czas życia spułapkowanych atomów oraz szanse na otrzymanie kondensatu. Mogą one być więc bardzo czułym narzędziem w diagnostyce pułapki. Z drugiej strony – przy zoptymalizowaniu optycznej pułapki dipolowej – mogą pozwolić na prowadzenie doświadczeń z zakresu magnetometrii oraz informacji kwantowej.

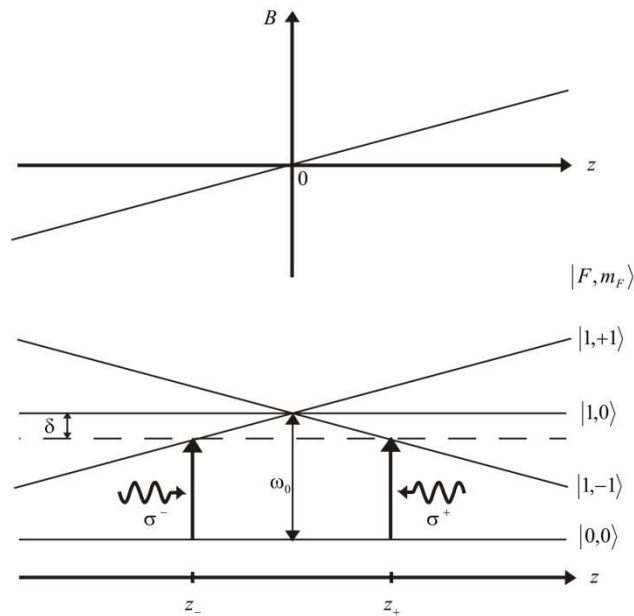
W trakcie realizacji pracy, zbudowano także optyczne pułapki dipolowe z laserami, takimi jak Nd:YAG oraz tytanowo-szafirowy (Ti:S). Kontynuowano badania procesów ich ładowania [37], zapoczątkowane w pracy doktorskiej dr Leszka Krzemienia [35]. W ramach optymalizacji ładowania, zaobserwowano różne rodzaje dynamiki chmury spułapkowanych atomów.

1 PODSTAWY TEORETYCZNE

1.1 Pułapka magnetoptyczna

W wyniku oddziaływania ciśnienia światła, czyli tzw. spontanicznych sił optycznych na atomy, odpowiednio modyfikowanych przez kwadropolowe pole magnetyczne, powstaje pułapka magnetoptyczna (*Magneto-Optical Trap*, MOT). To bardzo użyteczne narzędzie jest dokładnie opisane w wielu pracach – np. [1,2,3], dlatego w tej rozprawie zostanie przedstawione bardzo pobieżnie.

Rozważmy dwupoziomowy model atomu, który w stanie podstawowym posiada wypadkowy moment pędu $F=0$ i w stanie wzbudzonym $F'=1$. Gdy atom taki znajdzie się w polu magnetycznym, jego górny stan ulegnie rozszczepieniu na trzy podpoziomy zeemanowskie $|1,-1\rangle, |1,0\rangle, |1,+1\rangle$, gdzie $|F, m_F\rangle$ to stany własne rzutu momentu pędu. Działając na taki atom niejednorodnym polem magnetycznym o stałym gradiencie spowodujemy, że rozszczepienie będzie zależne od położenia atomu. Przyjrzyjmy się bliżej takiej sytuacji w jednym wymiarze dla niejednorodnego pola magnetycznego skierowanego wzdłuż osi z i przyjmującego wartość $B=0$ w punkcie $z=0$ (Rys. 1.1).



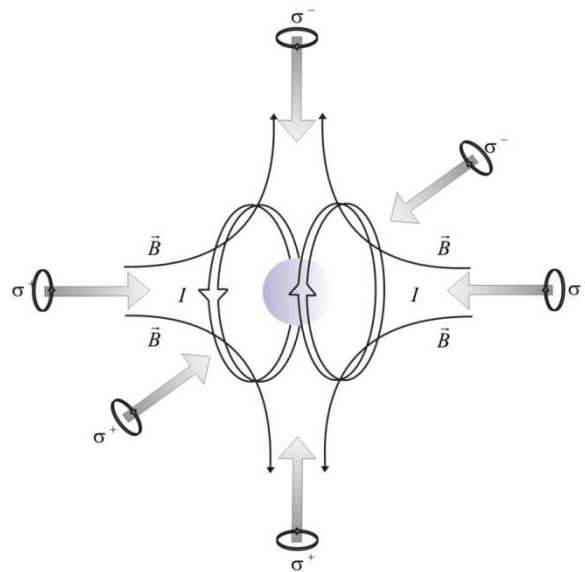
Rys. 1.1 Atom w polu dwóch przeciwniebieżnych wiązek o przeciwnie skrętnych polaryzacjach kołowych σ^+ i σ^- odstrojonych od atomowej częstości rezonansowej ω_0 o wartość δ , znajdujący się w niejednorodnym polu magnetycznym B o stałym gradiencie.

Poddajmy omawiany atom znajdujący się w zadanym polu magnetycznym oddziaływaniu z wiązką światła spolaryzowaną kołowo σ^+ rozchodzącą się wzdłuż kierunku z oraz o

częstotliwości ω odstrojonej od częstotliwości przejścia $|0,0\rangle \leftrightarrow |1,0\rangle$ (częstotliwość ω_0) o wartość $\delta = \omega - \omega_0$. Zgodnie z regułami wyboru, wiązka σ^+ będzie indukować przejścia ze zmianą magnetycznej liczby kwantowej $\Delta m = 1$. Poprzez efekt Dopplera oraz przesunięcie energii podpoziomów w polu B , dla pewnej klasy prędkości w punkcie z_+ (Rys. 1.1) wiązka ta będzie w rezonansie z przejściem $|0,0\rangle \leftrightarrow |1,1\rangle$. Dla atomów znajdujących się po przeciwnej stronie osi z w punkcie z_- wiązka ta będzie zbyt silnie odstrojona od rezonansu by indukować przejście. Analogiczną sytuację będziemy mieli w punkcie z_- dla wiązki propagującej w przeciwnym kierunku, spolaryzowanej kołowo σ^- , również odstrojonej od rezonansu o wartość δ .

Kiedy atom znajdzie się w punkcie innym niż $z=0$, zawsze będzie oddziaływał silniej z jedną z wiązek niż z drugą. W wyniku tego oddziaływania, dojdzie do wielu aktów absorpcji i emisji spontanicznej. Przekaz pędu podczas absorpcji będzie kierował atom zawsze do centrum układu, natomiast podczas emisji spontanicznej atom będzie doznawał odrzutu w przypadkowym kierunku (ze względu na to, że kierunek emitowanych spontanicznie fotonów jest przypadkowy). Po wielu aktach, pęd atomu związany z odrzutem uśredni się do zera i efektywnie atom poddany będzie jedynie działaniu siły, która będzie go spowalniać i spychać do centrum układu, $z=0$.

Stosując opisany mechanizm w trzech wymiarach dla układu trzech par przeciwbieżnych, odpowiednio spolaryzowanych wiązek z polem magnetycznym o trójwymiarowym gradiencie, takim że $B(z=0)=0$, otrzymamy pułapkę magnetoptyczną (Rys. 1.2).



Rys. 1.2 Trójwymiarowa pułapka magnetoptyczna.

W opisanym mechanizmie, średni pęd związany z odrzutem w wyniku emisji spontanicznej wynosi zero, niezerowa jest jednak średnia wartość kwadratowa pędu, czyli jego rozmycie. Wyznacza to granicę możliwości chłodzenia atomów w pułapce magnetoptycznej, zwaną dopplerowską granicą chłodzenia. Dla atomów ^{87}Rb używanych w naszych eksperymentach wynosi ona $T_D=140\text{ }\mu\text{K}$.

Dzięki występowaniu bardziej złożonych mechanizmów, takich jak chłodzenie z gradientem polaryzacji powstałym w wyniku interferencji wiązek chłodzących, które szczegółowo opisane zostało w pracy [4], można osiągnąć temperatury niższe od T_D . Dla atomów ^{87}Rb granica chłodzenia z gradientem polaryzacji wynosi $T_{GP}=184\text{ nK}$. W praktyce jednak typowe temperatury osiągane przy pomocy sił spontanicznych i gradientu polaryzacji są nie niższe niż $10\text{ }\mu\text{K}$.

1.2 Optyczna pułapka dipolowa

Pułapka dipolowa działa w oparciu o tzw. zachowawcze siły dipolowe. W wyniku oddziaływania odpowiednio ukształtowanych gradientów pól magnetycznych z atomowymi magnetycznymi momentami dipolowymi, lub niejednorodnych elektrycznych pól fal świetlnych z indukowanymi atomowymi momentami elektrycznymi, powstaje odpowiednio: magnetyczna (*magnetic trap*, MT) [5], lub optyczna pułapka dipolowa (*optical dipole trap*, ODT) [6]. Pułapki MT wymagają niejednorodnych pól o silnych gradientach wytwarzanych przez specjalne cewki lub magnesy, a także przygotowania atomów do odpowiedniego stanu magnetycznego (z określoną projekcją wypadkowego momentu magnetycznego). Pułapki ODT wykorzystują natomiast pole elektryczne fali świetlnej i jego oddziaływanie z indukowanymi przez to pole momentami dipolowymi, nie wymagają więc przygotowywania atomów do odpowiedniego stanu. Ze względu na zachowawczy charakter pułapek dipolowych nie mogą one ochładzać spułapkowanych atomów. By zgromadzić atomy w optycznej pułapce dipolowej, potrzeba je wstępnie schłodzić w omawianej wcześniej pułapce magnetoptycznej.

1.2.1 Siła dipolowa

Działanie optycznej pułapki dipolowej jest możliwe dzięki istnieniu sił dipolowych, których pochodzenie i charakter jest inny niż sił spontanicznych, będących podstawą pułapek magnetoptycznych. W wyniku umieszczenia atomu w polu fali świetlnej o częstotliwości ω odstrojonej od częstotliwości rezonansowej atomu ω_0 o wartość δ , poprzez elektryczną

składową pola świetlnego \mathbf{E} o amplitudzie E indukowany zostanie moment dipolowy $d = -er = \epsilon_0 \chi_a E$, gdzie χ_a to tzw. skalarna polaryzowalność, ϵ_0 to przenikalność elektryczna próżni, a e to ładunek elektronu. Moment ten będzie oscylował z częstotliwością pola ω , które go indukuje. Energia takiego oddziaływania dana jest przez

$$U = - \int_0^{E_0} \epsilon_0 \chi_a E dE = - \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi_a E^2. \quad (1.1)$$

Poprzez różniczkowanie po położeniu wyrażenia (1.1) otrzymamy siłę wywieraną na atom przez wiązkę świetlną

$$\vec{F} = -\nabla U. \quad (1.2)$$

Rozpatrzmy z -tową składową F_z tej siły, czyli w kierunku rozchodzenia się wiązki świetlnej, która ją indukuje

$$F_z = - \frac{\partial}{\partial z} U = \epsilon_0 \chi_a E \frac{\partial}{\partial z} E. \quad (1.3)$$

Zapisując składową elektryczną pola świetlnego jako

$$\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - kz) \hat{e}_x, \quad (1.4)$$

gdzie \hat{e}_x to wersor kierunkowy (prostopadły do kierunku z), wzdłuż którego wiązka przyjmuje polaryzację liniową, a k to długość wektora falowego, możemy przekształcić wzór (1.3) do postaci

$$F_z = -ex \left\{ \frac{\partial}{\partial z} E_0 \cos(\omega t - kz) + k E_0 \sin(\omega t - kz) \right\}. \quad (1.5)$$

Posługując się klasycznym modelem oscylatora harmonicznego i uśredniając po czasie obejmującym wiele cykli drgań fali świetlnej, możemy wzór (1.5) sprowadzić do

$$F_z = \frac{e^2}{4m\omega} \left\{ \frac{-(\omega - \omega_0) E_0}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \frac{\partial E_0}{\partial z} + \frac{(\Gamma/2) k E_0^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \right\}, \quad (1.6)$$

gdzie m oznacza masę atomu, a Γ to szerokość naturalna, odwrotnie proporcjonalna do czasu życia wzbudzonego poziomu rezonansowego.

W podobny sposób można rozpatrzeć pozostałe składowe siły F_x i F_y oraz uogólnić wzór (1.6) do postaci

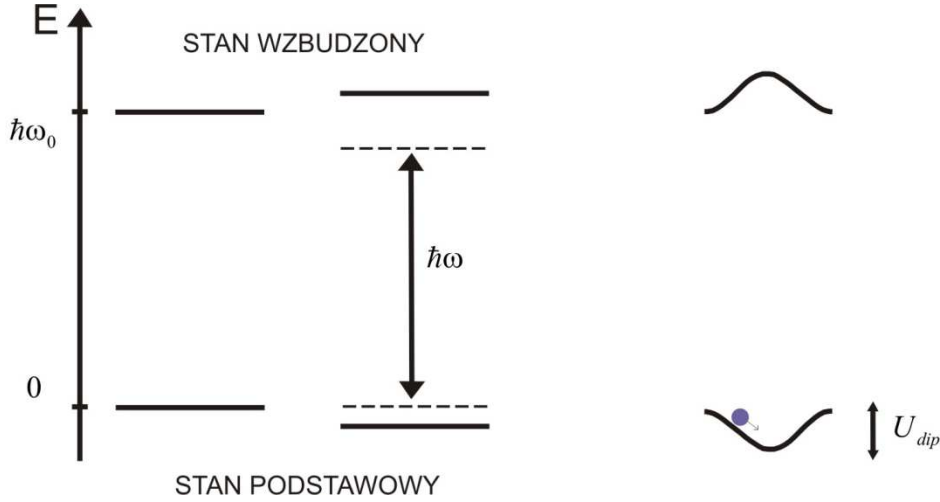
$$\vec{F} = \frac{e^2}{2\epsilon_0 mc} \left\{ \frac{-(\omega - \omega_0)}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \frac{\nabla I}{\omega} + \frac{\Gamma/2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \frac{I}{c} \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} \right\}, \quad (1.7)$$

gdzie c to prędkość światła, a I to natężenie wiązki światła oraz

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2. \quad (1.8)$$

We wzorze (1.7) można wyróżnić dwa człony. Pierwszy z nich o profilu dyspersyjnym, jest proporcjonalny do gradientu natężenia światła I . Dominuje on w warunkach dużego odstrojenia od rezonansu i odpowiedzialny jest za oddziaływania dipolowe (siła dipolowa). Drugi człon o profilu lorentzowskim, jest proporcjonalny do natężenia światła I . Dominuje on w warunkach małego odstrojenia od rezonansu ($\omega \approx \omega_0$) i odpowiedzialny jest za rezonansowe rozpraszanie fotonów (siła spontaniczna).

Efekt oddziaływania siły dipolowej na atom jest przesunięcie energii jego stanów atomowych, tzw. przesunięcie światłem (*light-shift*). Ponieważ przesunięcie to związane jest z przestrzenną niejednorodnością (gradientem) natężenia I , można tak uformować wiązkę świetlną, aby utworzyć pułapkę atomową. Będzie to możliwe jeżeli energia kinetyczna atomów będzie mniejsza od głębokości jamy potencjału wytworzonego przez *light-shift* (Rys. 1.3). Należy także pamiętać o kierunku odstrojenia wiązki δ . Tylko dla odstrojenia „ku czerwieni” $\delta < 0$, siła dipolowa będzie wciągać atomy do wytworzonej jamy potencjału. W przypadku odstrojenia „w stronę niebieską” $\delta > 0$, siła dipolowa wytworzy potencjał wypychający atomy z obszaru maksymalnego pola \mathbf{E} .



Rys.1.3 Przesunięcia energetycznych poziomów atomowych wywołane przez silną nierezonansową wiązkę o częstości $\omega < \omega_0$. Przykład atomu dwupoziomowego. Poziom dolny, którego energia zależy odpowiednio od współrzędnych tworząc jamę potencjału, może zostać wykorzystany do pułapkowania atomów.

1.2.2 Pułapkowanie atomów w optycznym potencjale dipolowym

Najprostszą optyczną pułapkę dipolową stanowi zatem silnie zogniskowana wiązka świetlna (gradient natężenia) odstrojona od rezonansu „ku czerwieni” ($\omega < \omega_0$).

Dla skupionej wiązki gaussowskiej przestrzenny rozkład jej natężenia można przedstawić wzorem

$$I(z, r) = I \frac{w_0^2}{w^2(z)} e^{-2r^2/w^2(z)}, \quad (1.9)$$

gdzie z i r to współrzędne cylindryczne: z wyznacza kierunek propagacji fali świetlnej, a r odległość od jej osi, I to natężenie początkowe światła,

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R}\right)^2}, \quad (1.10)$$

gdzie w_0 to promień ogniska, a z_R to tzw. długość Rayleigha

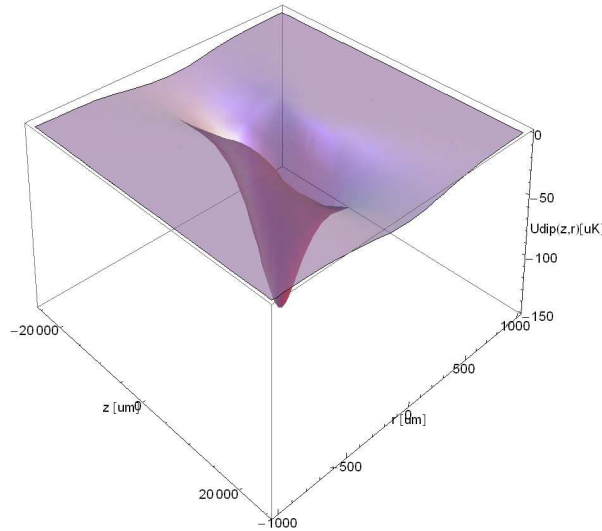
$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (1.11)$$

gdzie λ oznacza długość fali światła, a z_0 to lokalizacja ogniska gdzie $w(z_0) = w_0$.

Wiedząc, że potencjał dipolowy jest proporcjonalny do natężenia światła, możemy zapisać

$$U(z, r) = -U \frac{w_0^2}{w^2(z)} e^{-2r^2/w^2(z)}, \quad (1.12)$$

Kształt potencjału optycznej pułapki dipolowej w skupionej wiązce świetlnej odstrojonej ku czerwieni, ukazuje schematycznie poniższy rysunek (Rys. 1.4).



Rys. 1.4 Kształt potencjału optycznej pułapki dipolowej dla atomów ^{87}Rb w przewężonej wiązce laserowej odstrojonej ku czerwieni. Założono moc całkowitą wiązki 50 W oraz promień ogniska ($1/e^2$) 150 μm , co daje długość Rayleigha 6700 μm i głębokość pułapki 148 μK .

Zauważyć można, że pułapka ODT nie jest sferycznie symetryczna. Przyjmuje ona znacznie większy rozmiar z_R w kierunku podłużnym (względem propagacji wiązki) niż poprzecznym w_0 . Z uwagi na to, że ODT stanowi pułapkę harmoniczną, przekłada się to na różne częstotliwości oscylacji spułapkowanych atomów w różnych kierunkach, tzw. podłużną oraz poprzeczną częstotliwość pułapki, dane odpowiednio wzorami

$$\omega_z = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2U_{dip}}{mz_R}}, \quad (1.13)$$

oraz

$$\omega_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4U_{dip}}{mw_0}}. \quad (1.14)$$

1.2.3 Głębokość potencjału i różnicowe przesunięcie światłem

Oprócz przesunięcia światłem poziomu podstawowego U , które wykorzystywane jest do pułapkowania atomów w powstałej jamie potencjału dipolowego, przesunięciu ulegają też energie pozostałych poziomów atomowych. Różnicowe przesunięcie między poziomami podstawowym i wzbudzonym wykorzystywanymi do wytworzenia pułapki MOT, ma ogromny wpływ na jej pracę, dlatego w analizie działania pułapki ODT nie można zaniedbać przesunięcia poziomów wzbudzonych.

By obliczyć przesunięcie światłem danego poziomu atomowego, należy zsumować przyczynki ΔE_i przesunięć pochodzących od wszystkich możliwych przejść z tego stanu (i) do pozostałych stanów (f) [7],

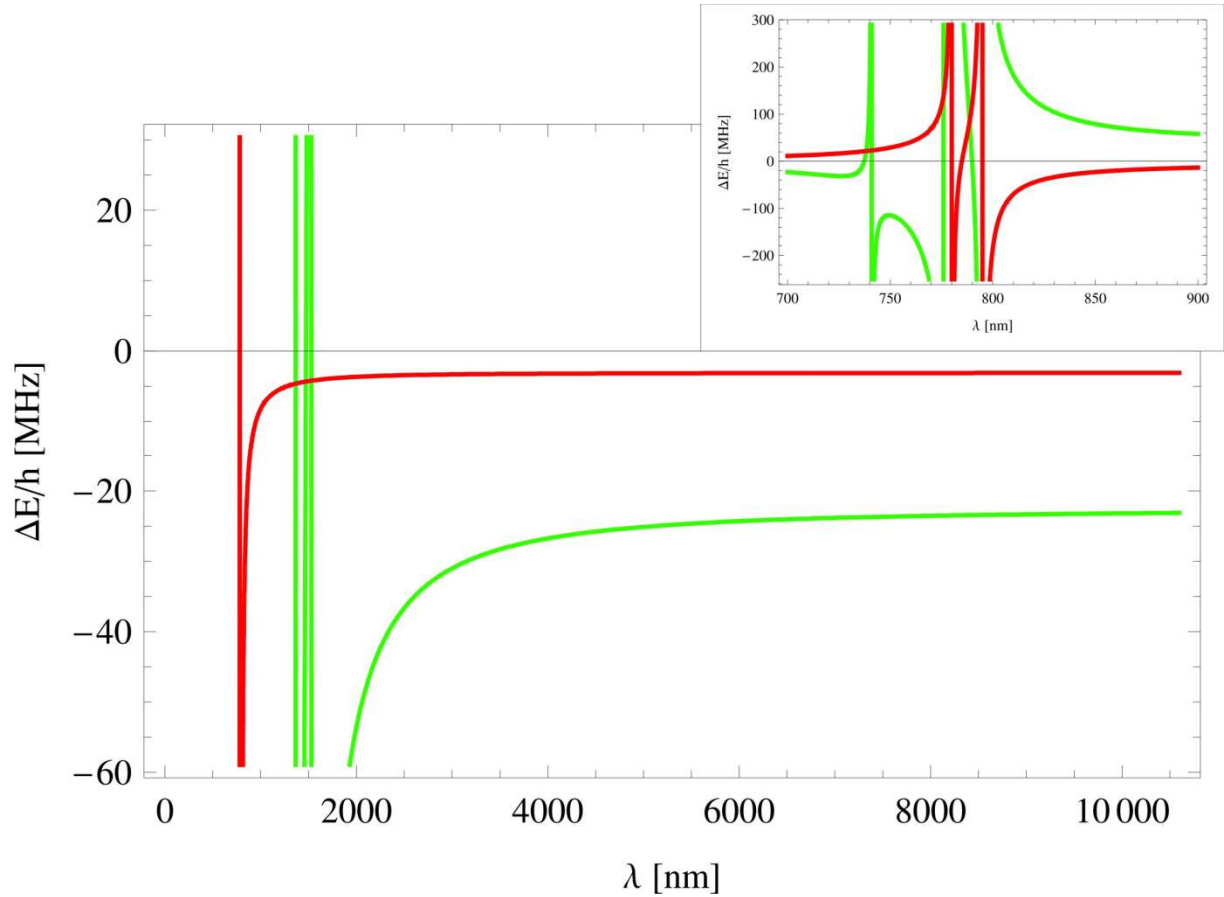
$$\Delta E_i = \frac{\pi c^2 I}{3} \sum_{f \neq i} \beta \frac{A_{if}}{\omega_{if}^3} \left(\frac{1}{\omega_{if} - \omega} + \frac{1}{\omega_{if} + \omega} \right), \quad (1.15)$$

gdzie A_{if} to współczynniki Einsteina, które można znaleźć m.in. w tablicach Kurucza [8], a β to współczynnik uwzględniający wagi związane z przejściem między konkretnymi stanami atomowymi F i F'

$$\beta = \frac{2F + 1}{2F' + 1}. \quad (1.16)$$

O ile w przypadku atomów alkalicznych, przesunięcie dolnego poziomu wykorzystywane do pułapkowania atomów wymaga uwzględnienia jedynie silnych przejść związanych z liniami dubletowymi D1 oraz D2, o tyle obliczenie przesunięcia poziomów wzbudzonych, wymaga sumowania z uwzględnieniem bardzo wielu przejść.

Poniższy wykres (Rys. 1.5) pokazuje zależność przesunięcia światłem poziomu $5^2S_{1/2}$ (kolor zielony) oraz poziomu $5^2P_{3/2}$ (kolor czerwony) dla atomów ^{87}Rb pułapkowanych w naszym eksperymencie, w zależności od długości fali wiązki pułapki ODT obliczone na podstawie (1.15). Założono moc całkowitą wiązki 50 W oraz promień ogniska ($1/e^2$) 150 μm .



Rys. 1.5 Przesunięcie światłem poziomów atomowych $5^2S_{1/2}$ (kolor zielony) oraz $5^2P_{3/2}$ (kolor czerwony) dla atomów ^{87}Rb , w zależności od długości fali wiązki pułapki ODT. Założono moc całkowitą wiązki 50 W oraz promień ogniska ($1/e^2$) $150\text{ }\mu\text{m}$. W dodatkowym okienku pokazano dokładniej przesunięcia energii w zakresie 700–900 nm.

Więcej o różnicowym przesunięciu można znaleźć w pracy [7].

1.2.4 Rodzaje optycznych pułapek dipolowych

Optyczne pułapki dipolowe, można podzielić na trzy rodzaje w zależności od wielkości odstrojenia częstotliwości lasera ω od rezonansu atomowego ω_0 . Można wyróżnić pułapki blisko odstrojone, pułapki daleko odstrojone – tzw. *Far Off Resonance Trap* (FORT) oraz pułapki prawie elektrostatyczne – tzw. *Quasi ElectroStatic Trap* (QUEST).

Pułapki blisko odstrojone są rzadko stosowane, ponieważ mała wartość odstrojenia sprawia, że występuje w nich silne rezonansowe rozpraszanie fotonów, powodujące podgrzewanie atomów przez emisję spontaniczną.

W odróżnieniu od nich, pułapki FORT to takie, dla których częstotliwość lasera pułapkującego dipolowo jest odstrojona od rezonansu atomowego tak bardzo, że

prawdopodobieństwo absorpcji przez atom fotonu pochodzącego z wiązki pułapki i związany z absorpcją proces emisji spontanicznej są bardzo małe. Inaczej mówiąc, częstość rozpraszania rezonansowych fotonów dla pułapki FORT jest tak mała, że mechanizm rezonansowego podgrzewania atomów w pułapce ma małe znaczenie. Dzięki temu pułapki FORT pozwalają na zgromadzenie większej liczby atomów i przetrzymywanie ich (czas życia pułapki) przez dłuższy czas niż w przypadku pułapek blisko odstrojonych.

Pułapki QUEST to takie, dla których częstotliwość lasera pułapkującego dipolowo jest bardzo mała, o wiele mniejsza niż w przypadku pułapki FORT ($\omega \ll \omega_0$). W konsekwencji polaryzacja atomu jest w stanie podążać za polem elektrycznym fali świetlnej nie doznając przesunięcia fazowego. Pole elektryczne wiązki pułapkującej może być w przypadku takiej pułapki uznane z dobrym przybliżeniem za elektrostatyczne. Ponadto odstrojenie częstotliwości lasera pułapki QUEST od rezonansu atomowego jest tak duże, że głębokość takiej pułapki nie zależy od tego odstrojenia. Pułapka QUEST pozwala na zgromadzenie bardzo dużej liczby atomów w małej objętości, zapewniając dużą gęstość atomów. Częstość rozpraszania rezonansowych fotonów w przypadku pułapki QUEST jest całkowicie zaniedbywalna. Dzięki temu pułapka QUEST charakteryzuje się bardzo długim czasem życia ze względu na znikomy wpływ mechanizmu podgrzewania uwięzionych atomów przez rezonansowe fotony, znacznie dłuższym niż w przypadku pułapki FORT.

W naszym doświadczeniu, do wytworzenia optycznej pułapki dipolowej postanowiliśmy użyć lasera CO₂. W eksperymencie pułapkujemy atomy ⁸⁷Rb, które są wstępnie chłodzone w pułapce magnetoptycznej, z użyciem rezonansowego światła o długości fali 780 nm (linia D2 dla ⁸⁷Rb). Długość fali światła emitowanego przez laser CO₂ tj. 10600 nm jest 13,6 razy większa od rezonansowej (780 nm), co zapewnia warunki potrzebne do wytworzenia pułapki typu QUEST.

Warto także zauważyć, że ze względu na długość fali lasera CO₂, znacznie dłuższą od długości fali linii widmowych, wiązka takiego lasera dla atomów każdego pierwiastka zawsze będzie odstrojona od rezonansu „ku czerwieni”. Odstrojenie to zawsze będzie bardzo duże, co czyni w praktyce laser CO₂ doskonałym narzędziem do wytwarzania pułapek QUEST. Poza tym jest to jedyny łatwo dostępny laser pozwalający na uzyskanie takich warunków.

Inną zaletą lasera CO₂ jest duża moc emitowanego światła która wynosi 50 W, co umożliwia uzyskanie dużej głębokości potencjału pułapkującego.

Zalety lasera CO₂ jako jedni z pierwszych wykorzystali T. W. Hänsch oraz M. Weitz do wytworzenia pułapki QUEST dla atomów ⁸⁷Rb oraz sieci optycznej poprzez odbicie wiązki lasera CO₂ i wytworzenie fali stojącej [9, 10]. Wcześniej, sieci optyczne wytwarzane były z użyciem laserów emitujących światło o częstotliwości o wiele mniejszej niż częstotliwość światła emitowanego przez laser CO₂ (długości fali o rząd wielkości mniejsze) i dawały niewielkie możliwości badawcze. Z uwagi na małe odstrojenie częstotliwości światła od rezonansu atomowego oraz małą stałą sieci, we wcześniejszych eksperymentach pułapkowano bardzo niewielką liczbę atomów nie wypełniając wszystkich oczek sieci. Stała sieci wytworzonej z laserem CO₂ to połowa emitowanej przez niego długości fali czyli 5300 nm. Z uwagi na duży rozmiar oczek sieci oraz bardzo duże odstrojenie użytej fali świetlnej od rezonansu atomowego, czyli brak mechanizmu rezonansowego podgrzewania atomów (częstość rozpraszania rezonansowych fotonów dla sieci wytworzonej z laserem CO₂ w eksperymencie T. W. Hänscha oraz M. Weitz to 1 foton na 20 minut), udało się spuławkować bardzo dużą liczbę atomów w każdym z wytworzonych oczek sieci.

Podobny eksperyment wykonał P. Griffin [7], a także C. S. Adams we współpracy z P. Griffinem [11], budując sieć optyczną z użyciem lasera CO₂ oraz dodatkowego lasera Nd:YAG. Budowa sieci optycznych z użyciem lasera CO₂, daje m.in. możliwość badań związanych z logiką kwantową oraz stanów splątanych.

Mimo osiągnięcia stanu, w którym atomy w oczkach sieci znalazły się w najniższych stanach wibracyjnych, gęstość atomowa w eksperymencie T. W. Hänscha oraz M. Weitz była zbyt niska do osiągnięcia degeneracji kwantowej. Przełomem na tej drodze był eksperyment M. S. Chapmana, który użył lasera CO₂ do wytworzenia pierwszego kondensatu Bosego-Einsteina (*Bose-Einstein Condensation*, BEC) na drodze czysto optycznej [12]. Eksperyment ten został dokładnie opisany w pracy doktorskiej M. D. Barreta [13].

By doprowadzić do kwantowej degeneracji i uzyskać kondensację Bosego-Einsteina na drodze czysto optycznej, należy zapewnić odpowiednie warunki początkowe, tj. uzyskać maksymalną możliwą gęstość atomów w przestrzeni fazowej (degeneracja zachodzi gdy gęstość ta osiąga 1). Laser CO₂ doskonale nadaje się do tego celu, z uwagi na to, że pozwala on na wytworzenie bardzo głębokiej pułapki, która może pomieścić bardzo dużą liczbę atomów w małej objętości. Konstruuując pułapkę z użyciem wiązki o bardzo małym promieniu ogniska (rzędu kilkadziesiąt mikrometrów), można wytworzyć bardzo „ciasną” pułapkę, ale tylko w kierunku radialnym ze względu na symetrię pułapki. M. S. Chapman postanowił użyć

konfiguracji pozwalającej dodatkowo polepszyć warunki początkowe i wytworzyć pułapkę QUEST w dwóch skrzyżowanych wiązkach lasera CO₂. W ten sposób można uzyskać symetryczną pułapkę, „ciasną” we wszystkich kierunkach. M. S. Chapman spułapkował w ten sposób $3,5 \cdot 10^4$ atomów, uzyskując gęstość w przestrzeni fazowej rzędu 1/200.

Poprzez stopniowe zmniejszanie głębokości jamy potencjału wytworzonej w przewężonej wiązce optycznej pułapki dipolowej, można pozbyć się najgorętszych atomów pozwalając pozostałym na osiągnięcie stanu równowagi termicznej. W ten sposób dochodzi do zwiększenia gęstości atomów w przestrzeni fazowej, która po osiągnięciu krytycznej wartości pozwala na degenerację kwantową i otrzymanie kondensatu. Odległości między atomami stają się rzędu długości fali de Broglie’a, a atomy (tylko bozony ze względu na zakaz Pauliego) obsadzają ten sam stan energetyczny. Jest to tzw. proces chłodzenia poprzez odparowanie. W przypadku konfiguracji z użyciem skrzyżowanych wiązek, jak w pierwszym eksperymencie M. S. Chapmana, doprowadzenie do kondensacji Bosego-Einsteina poprzez odparowanie zajmuje około 2 s. Tak krótkie czasy odparowania to jedna z konsekwencji jakie niesie za sobą wytworzenie pułapki „ciasnej” we wszystkich kierunkach. W późniejszych eksperymentach, używano także pojedynczej wiązki. Czas odparowania i osiągnięcia degeneracji wydłużył się do 7 s.

W ślady M. S. Chapmana poszli także M. Weitz [14], którego eksperyment został szczegółowo opisany w pracy [15] oraz H. Helm, którego eksperyment został dokładnie opisany w pracach doktorskich [16, 17]. Podobnej konfiguracji, użył D. Hoogerland [18].

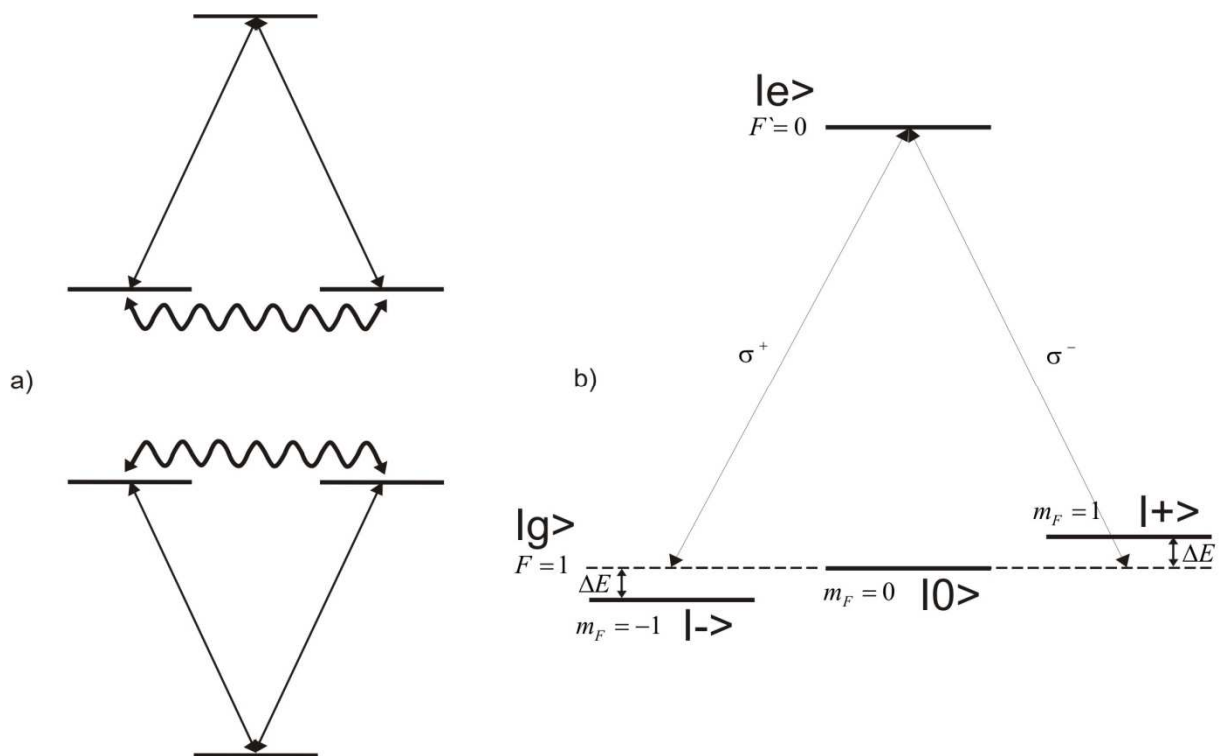
W odróżnieniu od kondensatów otrzymywanych z użyciem pułapek magnetycznych, konfiguracja wykorzystująca optyczną pułapkę dipolową pozwala na spułapkowanie atomów o wszystkich możliwych rzutach momentu pędu, co daje nowe możliwości badawcze (np. doświadczenia z tzw. kondensatami spinorowymi). W szczególności możliwym staje się spułapkowanie atomów o zerowym momencie pędu w stanie podstawowym, co ma ogromne znaczenie dla kondensacji atomów ziem alkalicznych takich jak Yb i Sr [19, 20].

Autorzy wymienieni w tym rozdziale stosowali do wytworzenia kondensatu konfigurację dwóch skrzyżowanych jak i pojedynczej wiązki lasera CO₂.

1.3 Efekty magnetoptyczne

1.3.1 Liniowy i nieliniowy efekt Faradaya

Posłużmy się modelem atomu, który posiada co najmniej trzy stany energetyczne, z których dwa są podpoziomami zeemanowskimi. Do takich rozważań można wykorzystać dwa typy układów - układ typu Λ i V (Rys. 1.6a). Najprostszym rzeczywistym układem, jaki realizuje taką sytuację jest przejście elektronowe między atomowym stanem wzbudzonym o momencie pędu $F'=0$ i stanem podstawowym z $F=1$, rozszczepionym w zewnętrznym polu magnetycznym na trzy składowe zeemanowskie $m_F=-1,0,1$ (Rys. 1.6b).



Rys.1.6 a) Przykłady dwóch możliwych układów (Λ i V), w których można modelować nieliniowy efekt Faradaya. b) Atom dwu-poziomowy z górnym poziomem $F'=0$ i dolnym $F=1$ rozszczepionym w zewnętrznym polu magnetycznym na 3 podpoziomy zeemanowskie - układ typu Λ . Linie ciągłe oznaczają przejścia indukowane przez światło, a faliste - koherencje zeemanowskie. ΔE to przesunięcie poziomów w podłużnym polu magnetycznym B – rozszczepienie zeemanowskie proporcjonalne do B .

Podajmy układ z rysunku 1.6b oddziaływaniu z liniowo spolaryzowaną, rezonansową wiązką światła, której polaryzacja jest koherentną superpozycją polaryzacji kołowej lewo- (σ^-) i prawo- (σ^+) skrętnej (kierunek rozchodzenia się wiązki i kierunek pola magnetycznego są równoległe, a oś kwantyzacji z obrona jest równoległa do nich). Ze względu na regułę wyboru $\Delta m=\pm 1$ dla składowych σ^- i σ^+ , z wiązką światła oddziałują tylko poziomy $|F=1, m_F=\pm 1\rangle$ i $|F'=0, m_{F'}=0\rangle$, co odtwarza modelowy układ Λ (o ile zaniedbamy emisję

spontaniczną z $F'=0$ do $|F=1, m_F=0\rangle$). W obecności podłużnego pola magnetycznego podpoziomy zeemanowski z $m_F=1$ i -1 ulegną rozsunięciu o wartość $2\Delta E$ proporcjonalną do wartości przyłożonego pola magnetycznego B . Dojdzie do zniesienia degeneracji ze względu na m_F i rodzaj polaryzacji kołowej, co odpowiada za anizotropię ośrodka – dichroizm i dwójłomność. Prędkości rozchodzenia się poszczególnych składowych polaryzacji (σ^- i σ^+), czyli zmiany współczynnika załamania, będą różne w zależności od polaryzacji światła. Zależności widmowe współczynników załamania światła dla wiązek σ^- i σ^+ będą przesunięte względem siebie o wartość rozszczepienia zeemanowskiego podpoziomów $m_F=-1$ i $m_F=+1$. Po opuszczeniu ośrodka i ponownym złożeniu polaryzacji kołowych w liniową pojawi się skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła, wynikłe z różnicy faz między poszczególnymi składowymi, nabytej ze względu na anizotropię ośrodka.

Kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła po przejściu przez ośrodek o długości l dany jest wzorem

$$\theta = \frac{n_+ - n_-}{2} l, \quad (1.17)$$

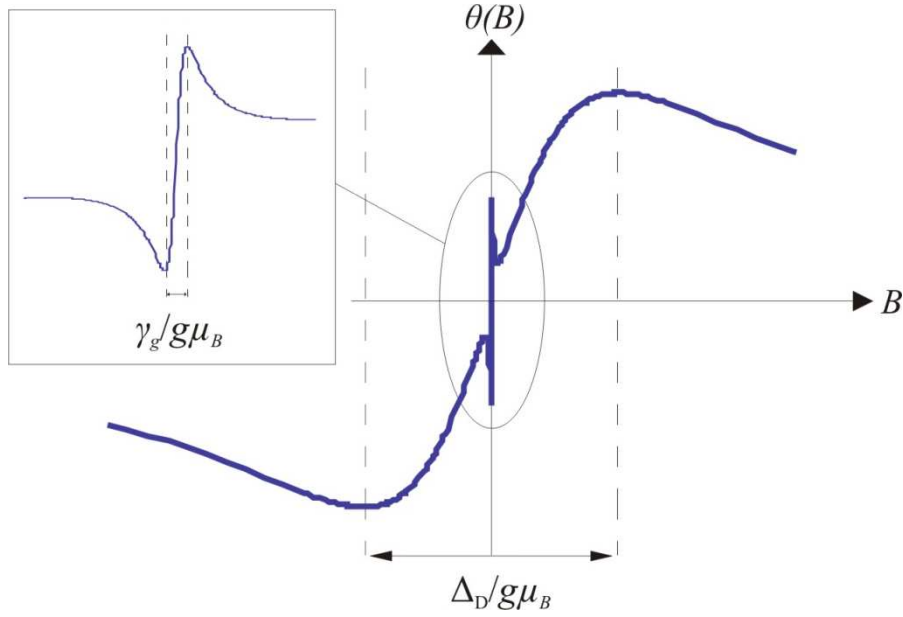
gdzie n_- i n_+ to współczynniki załamania światła odpowiednio dla składowych σ^- i σ^+ . Kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła można wyrazić także przez

$$\theta = V \cdot B \cdot l, \quad (1.18)$$

gdzie V jest stałą materiałową tzw. stałą Verdetą charakteryzującą ośrodek.

Opisany mechanizm, w którym V jest wielkością stałą, jest podstawą liniowego efektu Faradaya (*Linear Faraday Rotation*, LFR) [21-24].

Biorąc pod uwagę rozszerzenie dopplerowskie każdego z przejść σ^- i σ^+ , zależność $\theta(B)$ obejmuje w przypadku liniowego efektu Faradaya szeroki zakres pól magnetycznych – szeroka krzywa na poniższym rysunku (Rys. 1.7). Szerokość tej krzywej jest rzędu $\Delta_D/g\mu_B$, gdzie Δ_D oznacza szerokość dopplerowską przejścia, zaś g to różnica czynników Landego górnego i dolnego stanu. Gdyby nie było rozszerzenia dopplerowskiego, szerokość tej krzywej związanej z LFR byłaby rzędu $\gamma_e/g\mu_B$.



Rys. 1.7 Schematyczna ilustracja zależności kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji θ od wartości pola magnetycznego B . W $B=0$ widoczne są dwa rezonanse o kształcie dyspersyjnym: szeroki związany z liniowym efektem Faradaya i wąski związany z efektem nieliniowym.

Nieliniowy efekt Faradaya (*Nonlinear Faraday Rotation*, NFR) [25-27] polega na zależnym od natężenia światła skręceniu θ płaszczyzny polaryzacji światła, przechodzącego przez ośrodek umieszczony w podłużnym (względem propagacji wiązki) polu magnetycznym B . Efekt ten charakteryzuje się bardzo wąskim rezonansem (wąska krzywa na rysunku 1.7) o szerokości $\gamma_g/g\mu_B$ w zależności $\theta(B)$ wokół $B=0$, wynikającym z długiego czasu życia koherencji zeemanowskich (faliste strzałki na rysunku Rys. 1.6a) odpowiedzialnych za nieliniowość zjawiska.

Pierwsze obserwacje NFR zostały opisane w pracach [28, 29], a jego mechanizm i zastosowania są przedstawione w [25-27].

Aby lepiej zrozumieć NFR, wprowadźmy pojęcie macierzy gęstości, która opisuje stan omawianego układu z rysunku 1.6b

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{--} & \rho_{-0} & \rho_{-+} & \rho_{-e} \\ \rho_{0-} & \rho_{00} & \rho_{0+} & \rho_{0e} \\ \rho_{+-} & \rho_{+0} & \rho_{++} & \rho_{+e} \\ \rho_{e-} & \rho_{e0} & \rho_{e+} & \rho_{ee} \end{bmatrix}, \quad (1.19)$$

gdzie ρ_{ij} oznaczają odpowiednie elementy macierzy gęstości (jak populacje i koherencje atomowe), i i j są zgodne z oznaczeniami z rysunku 1.6b (diagonalne elementy ρ : $\rho_{--}, \rho_{00}, \rho_{++}$

oraz ρ_{ee} , oznaczają populacje odpowiednich podpoziomów zeemanowskich oraz poziomu wzbudzonego, a ρ_{-+} , ρ_{+-} , koherencję zeemanowską między podpoziomami o $m_F=1$ i -1 – należy tu pamiętać że macierz ρ , jest samosprężona $\rho=\rho^+$ i dlatego $\rho_{ij}=\rho_{ji}^*$, gdzie $+$ oznacza sprzężenie hermitowskie).

Ewolucja macierzy gęstości opisana jest równaniem master

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] - \Gamma\rho, \quad (1.20)$$

gdzie H to hamiltonian układu, $[\]$ oznacza komutator, $\Gamma\rho$ to macierz opisująca procesy relaksacji w układzie

$$\Gamma\rho = \begin{bmatrix} \gamma_g(\rho_{--} - \rho_{--}^{(0)}) & \Gamma_{-0}\rho_{-0} & \Gamma_{-+}\rho_{-+} & \Gamma_{-e}\rho_{-e} \\ \Gamma_{0-}\rho_{0-} & \gamma_g(\rho_{00} - \rho_{00}^{(0)}) & \Gamma_{0+}\rho_{0+} & \Gamma_{0e}\rho_{0e} \\ \Gamma_{+-}\rho_{+-} & \Gamma_{+0}\rho_{+0} & \gamma_g(\rho_{++} - \rho_{++}^{(0)}) & \Gamma_{+e}\rho_{+e} \\ \Gamma_{e-}\rho_{e-} & \Gamma_{e0}\rho_{e0} & \Gamma_{e+}\rho_{e+} & \gamma_e\rho_{ee} \end{bmatrix}, \quad (1.21a)$$

gdzie, γ_g i γ_e to stałe relaksacji odwrotnie proporcjonalne do czasów życia poziomów odpowiednio podstawowego (g) i wzbudzonego (e), a pozostałe Γ_{ij} opisują pozostałe relaksacje). Elementy $\rho_{--}^{(0)}$, $\rho_{00}^{(0)}$ oraz $\rho_{++}^{(0)}$ oznaczają początkowy rozkład populacji unormowany do 1, dany przez

$$\rho^{(0)} = \begin{bmatrix} 1/3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.21b)$$

Hamiltonian układu składa się z dwóch części

$$H = H_{at} + H_{oddz}, \quad (1.22)$$

gdzie H_{at} związana jest z atomami, a w H_{oddz} uwzględnić należy oddziaływanie z polem magnetycznym oraz z polem elektrycznym fali świetlnej indukującym momenty dipolowe

$$H_{oddz} = -E \cdot D - \mu_B B, \quad (1.23)$$

gdzie D to macierz indukowanego momentu dipolowego przez składową elektryczną E pola fali świetlnej, która w rozważanym przypadku dana jest przez

$$D = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{-e} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{+e} \\ d_{e-} & 0 & d_{e+} & 0 \end{bmatrix}, \quad (1.24)$$

a μ_B to magneton Bohra.

Poprzez wstawienie (1.21–23) do równania master (1.20), możemy otrzymać równania ruchu w postaci

$$\dot{\rho}_{ij} = -i\omega_{ik}\rho_{kj} - \frac{i}{\hbar}[H_{ik}\rho_{kj} - \rho_{ik}H_{kj}] - \Gamma_{ik}\rho_{kj}. \quad (1.25)$$

Z otrzymanych równań ruchu (1.25) poprzez perturbacyjne rozwinięcie macierzy gęstości w szereg potęgowy ze względu na natężenie pola elektrycznego fali świetlnej E

$$\rho = \sum_{n=0}^{\infty} \rho^{(n)} E^{(n)}, \quad (1.26)$$

przy zastosowaniu tzw. przybliżenia stacjonarnego (*steady state approximation*, SSA), w którym przyrównujemy lewą stronę równań (1.25) do zera, otrzymamy wyrażenia na populacje oraz koherencje atomowe w omawianym układzie, które w kolejnych rzędach rachunku zaburzeń ⁽ⁿ⁾ przyjmą postaci [26]:

$$\rho_{gg}^{(0)} = \frac{N}{3}, \quad (1.27a)$$

(w zerowym rzędzie rachunku zaburzeń),

$$\sigma_{0\pm}^{(1)} = \frac{\Omega_{\alpha\beta} N}{2A_{\pm}}, \quad (1.27b)$$

(w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń),

$$\rho_{\pm\pm}^{(0)} + \rho_{\pm\pm}^{(2)} = \frac{N}{3} \left[1 - \frac{i\Omega_{\alpha\beta}^2}{\gamma_g} \left(\frac{1}{A_{\pm}^*} - \frac{1}{A_{\pm}} \right) \right], \quad (1.27c)$$

$$\rho_{00}^{(2)} = \frac{i\Omega_{\alpha\beta}^2 N}{2\gamma_e} \left(\frac{1}{A_-^*} - \frac{1}{A_-} + \frac{1}{A_+^*} - \frac{1}{A_+} \right), \quad (1.27d)$$

$$\rho_{+-}^{(2)} = \frac{\Omega_{\alpha\beta}^2 N}{2(2\Omega_L + i\gamma_g)} \left(\frac{1}{A_-^*} - \frac{1}{A_+} \right), \quad (1.27e)$$

(w drugim rzędzie rachunku zaburzeń),

$$\sigma_{0\pm}^{(1)} + \sigma_{0\pm}^{(3)} = \frac{\Omega_{\alpha\beta} N}{3A_{\pm}} \left[1 - \frac{i\Omega_{\alpha\beta}^2}{\gamma_g} \left(\frac{1}{A_{\pm}^*} - \frac{1}{A_{\pm}} \right) - \frac{i\Omega_{\alpha\beta}^2}{\gamma_e} \left(\frac{1}{A_{\mp}^*} - \frac{1}{A_{\mp}} \right) + \frac{\Omega_{\alpha\beta}^2}{2\Omega_L - i\gamma_g} \left(\frac{1}{A_{\pm}} - \frac{1}{A_{\mp}^*} \right) \right], \quad (1.27f)$$

(w trzecim rzędzie rachunku zaburzeń), itd.

W obliczeniach prowadzących do powyższych wzorów przyjęto przybliżenie fali rotującej (*rotating wave approximation*, RWA) i zastosowano kilka podstawień prowadzących m.in. do uproszczeń zapisu [26]:

$$\rho_{ij}(t) = \sigma_{ij}(t) e^{-i\omega t}, \quad (1.38)$$

$$\Omega_{\alpha\beta} = \frac{E \cdot d_{\alpha\beta}}{\hbar}, \quad (1.29)$$

(częstość oscylacji Rabiego dla przejścia $\alpha \leftrightarrow \beta$)

$$A_{\pm} = \delta \mp \Omega_L - i \frac{\gamma_e}{2}, \quad (1.30)$$

$$\Omega_L = \frac{g_F \mu_B B}{\hbar}, \quad (1.31)$$

(częstość Larmora - precesji spinów atomowych), N to liczba atomów, g_F to czynnik Landego, a δ to odstrojenie częstotliwości wiązki świetlnej od częstości rezonansu atomowego.

W zerowym rzędzie rachunku zaburzeń, kiedy atomy nie oddziałują ze światłem, występują jedynie równowagowe początkowe populacje (1.27a) podpoziomów zeemanowskich poziomu podstawowego rozważanego układu (Rys. 1.6b).

Jeżeli będziemy interpretować pojawienie się czynnika $\Omega_{\alpha\beta}^{(n)}$ jako procesy związane z oddziaływaniem atomu z n fotonami, wówczas otrzymane wyrażenie (1.27b), w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń, możemy rozumieć jako koherencję optyczną między poziomami

podstawowym i wzbudzonym, która jest tworzona z udziałem pojedynczego fotonu. Koherencje optyczne odpowiedzialne są za zjawiska takie jak liniowa absorpcja, liniowa dyspersja oraz liniowy efekt Faradaya.

Przy takiej interpretacji, w drugim rzędzie rachunku zaburzeń uwzględnione zostały oddziaływania związane z udziałem dwóch fotonów. W wyniku takich oddziaływań można zaobserwować fluorescencję związaną z emisją wymuszoną, a także koherencję zeemanowską między podpoziomami $m_F=1$ i -1 stanu podstawowego w rozważanym układzie (1.27e).

W trzecim rzędzie rachunku zaburzeń – oddziaływanie z trzema fotonami, wytłumaczyć można zjawiska takie jak nieliniowa absorpcja i dyspersja. Możliwe jest powstanie jednoczesnych koherencji zeemanowskich podpoziomów stanu podstawowego i wzbudzonego (przypadku układu z rysunku 1.6b powstałe koherencje trójfotonowe obejmą jedynie strukturę nadsubtelną poziomu podstawowego ponieważ poziom wzbudzony takiej struktury nie posiada).

Ponieważ kąt θ skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła (1.17) jest proporcjonalny do różnicy współczynników załamania światła $n_+ - n_-$ (odpowiednio dla składowych polaryzacji σ^+ i σ^-) oraz

$$n_{\pm} - 1 \propto \sum_{eg} \text{Re}(d_{eg}^{(\pm)} \rho_{eg}^{(\pm)}), \quad (1.33)$$

gdzie d_{eg} to odpowiednie elementy macierzy indukowanego momentu dipolowego (1.24) – w przypadku rozważanego układu d_{e+} i d_{e-} , a koherencje optyczne

$$\rho_{eg}^{(\pm)} \propto \sum_{e'g'} (\Omega_{eg'}^{(\pm)} \rho_{g'g} - \rho_{ee'} \Omega_{e'g}^{(\pm)}), \quad (1.34)$$

kąt θ będzie zależeć od koherencji zeemanowskich $\rho_{g'g}$ oraz $\rho_{ee'}$, czyli ρ_{+-} (1.27e) w przypadku rozważanego układu z rysunku 1.6b.

Przyjrzyjmy się dokładniej wyrażeniu (1.27e), które informuje nas o koherencji odpowiedzialnej za powstanie NFR w rozważanym układzie. Dyspersyjny kształt sygnału związanego z (1.27e) obejmie szerokość rzędu $\gamma_g/g\mu_B$. Ponieważ czas życia koherencji podpoziomów stanu podstawowego ($1/\gamma_g$) – nie emitującego spontanicznie – może być bardzo długi, możliwa jest obserwacja bardzo wąskich rezonansów wokół $B=0$. Szerokości tych

rezonansów związane ze stałą relaksacji atomowego stanu podstawowego γ_g , która zazwyczaj jest znacznie mniejsza niż γ_e ($\gamma_g \ll \gamma_e$) będą znacznie mniejsze niż w przypadku LFR (1.27b).

1.3.2 Magnetorotacja ze światłem zmodulowanym amplitudowo

W poprzednim podrozdziale został omówiony mechanizm skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła związany z nieliniowym efektem Faradaya. Poprzez użycie ciągłej wiązki światła wywołującej koherencje zeemanowskie między podpoziomami atomowymi, można zaobserwować bardzo wąskie rezonanse lecz jedynie wokół zerowej wartości pola magnetycznego $B=0$, tzw. rezonanse zero-polowe (Rys. 1.7).

W podłużnym polu magnetycznym B podpoziomy zeemanowskie m_F i $m_{F'}$ ulegają rozsunięciu, które jest proporcjonalne do przyłożonego pola. Rozsuniecie to dane jest zależnością

$$\Delta E = g_F \mu_B B \Delta m, \quad (1.35)$$

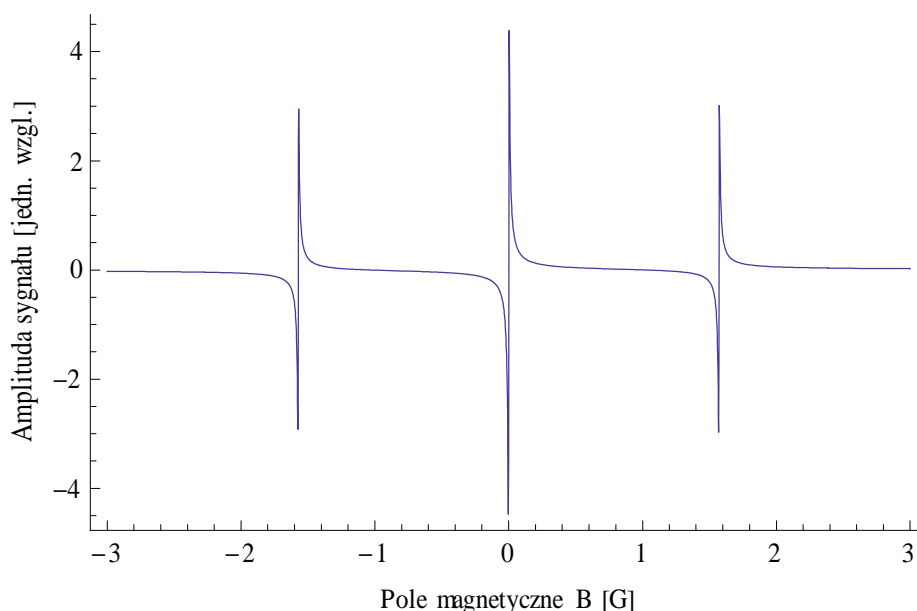
gdzie $\Delta m = m_F - m_{F'}$.

Skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła związane jest z anizotropią ośrodka, a po obrocie anizotropii o kąt π wokół osi propagacji wiązki własności optyczne ośrodka nie zmieniają się. Zatem dokonując amplitudowej modulacji ω_{AM} natężenia światła wiązki odpowiedzialnej za tworzenie koherencji zeemanowskich i synchronizując częstość modulacji ω_{AM} z częstością Larmora (1.31), która jest związana z precesją spinów atomowych wokół pola magnetycznego, tak by $\omega_{AM} = \pm 2\Omega_L$, wraz z każdym impulsem światła, powstawać będą nowe koherencje, które będą się konstruktywnie dodawać. Jest to idea tzw. synchronicznego pompowania optycznego.

Stosując amplitudową modulację światła odpowiedzialnego za tworzenie koherencji zeemanowskich, oprócz rezonansu zero-polowego, dla którego $\Omega_L=0$, można zaobserwować dodatkowe rezonanse magneto-optyczne tzw. wysoko-polowe, które wraz ze wzrostem częstości modulacji pojawiają się dla większych wartości bezwzględnych pola magnetycznego $B = \pm \omega_{AM} \hbar / 2g_F \mu_B$. Technika ta jest nazwana AMOR (*Amplitude Modulated Optical Rotation*) [30, 31] i stanowi bardzo użyteczne narzędzie do precyzyjnych pomiarów pól magnetycznych o skończonych, niezerowych natężeniach. Dodatkową zaletą AMOR jest fakt, że szerokość i kształt rezonansów wysoko-polowych, w przeciwieństwie do zero-

polowych, nie są podatne na zaburzenia pochodzące od nieskompensowanych poprzecznych składowych (względem propagacji wiązki) zewnętrznych pól magnetycznych. Ponadto technika AMOR pozwala na kalibrację pola magnetycznego B w funkcji częstości ω_{AM} .

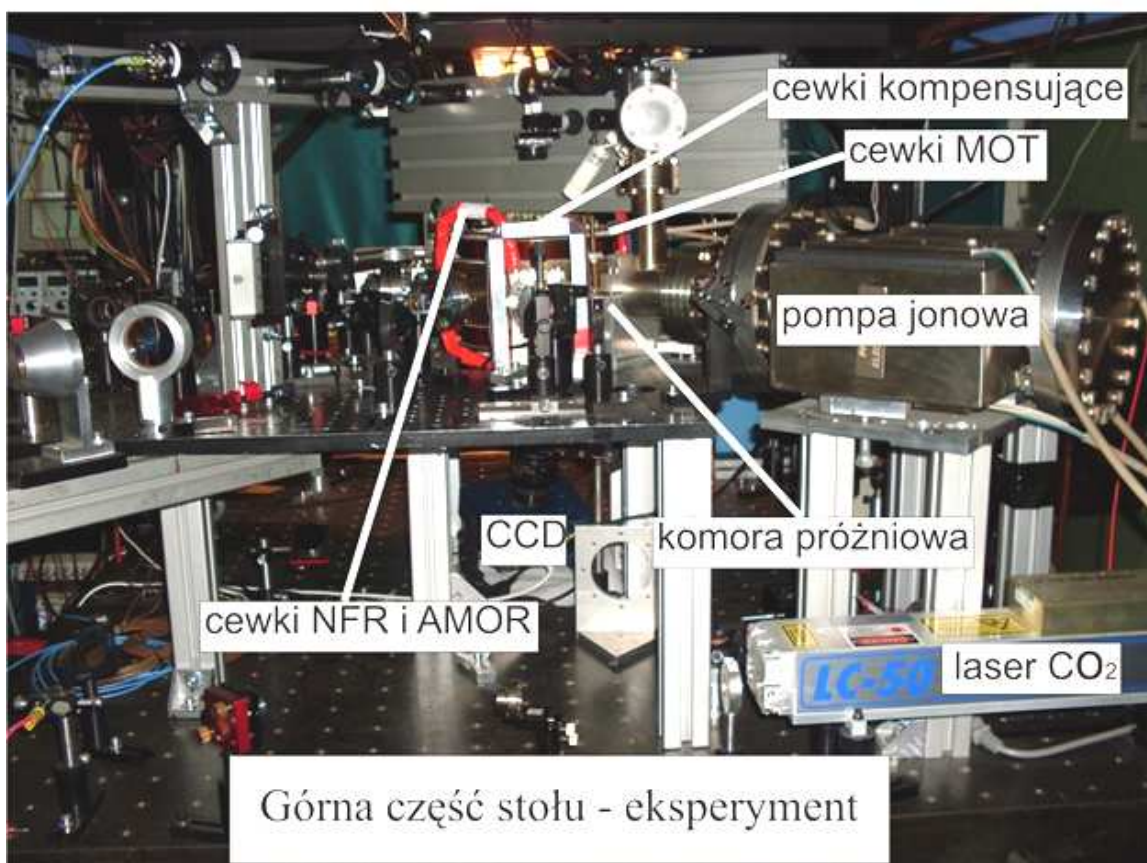
Krzywą teoretyczną dla typowego sygnału AMOR przedstawia poniższy wykres (Rys. 1.8).



Rys. 1.8 Krzywa teoretyczna sygnałów AMOR. Zależność amplitudy skrócenia płaszczyzny polaryzacji od wartości pola magnetycznego. Widoczne trzy rezonanse: środkowy tzw. zero-polowy i dwa boczne tzw. wysoko-polowe. Symulacja dla ^{87}Rb i częstości modulacji $\omega_{AM}=1$ MHz.

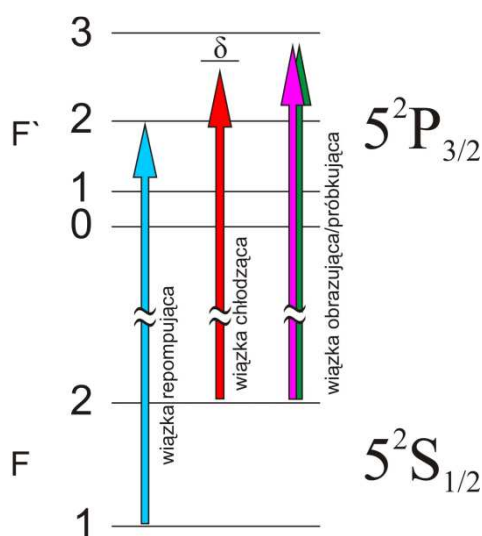
Mechanizm powstawania rezonansów AMOR został szczegółowo przedstawiony w pracach [25-27].

2 APARATURA DOŚWIADCZALNA



W opisanych w tej pracy doświadczeniach optyczna pułapka dipolowa z laserem CO₂ o długości fali 10600 nm, jest ładowana atomami ⁸⁷Rb przygotowanymi i ochłodzonymi w pułapce magnetoptycznej działającej dzięki użyciu laserów diodowych o długości fali 780 nm.

Poniższy schemat przedstawia poziomy energetyczne izotopu ⁸⁷Rb wykorzystywanego w eksperymencie, z wyszczególnieniem przejść używanych do wytworzenia pułapki MOT (Rys. 2.1).



Rys. 2.1 Schemat poziomów atomowych ⁸⁷Rb i przejść optycznych wykorzystywanych w eksperymencie.

Wiązka chłodząca i pułapkująca zaznaczona na rysunku 2.1 kolorem czerwonym jest odstrojona od rezonansu dla przejścia atomowego $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=2-F'=3$, o wartość $\delta=16,5$ MHz. Ze względu na regułę wyboru $\Delta F=0,\pm 1$, jest to w zasadzie przejście zamknięte, czyli takie, z którego nie ma emisji spontanicznej do innego poziomu niż stan początkowy $F=2$. Jest ono jednak bliskie przejściu $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=2-F'=2$, które już jest otwarte, a więc związane z emisją spontaniczną do stanu $5^2S_{1/2}$, $F=1$, który nie oddziałuje z laserem chłodzącym. Przez takie częściowe wzbudzenie przejścia $F=2-F'=2$, następuje ucieczka populacji z $5^2S_{1/2}$, $F=2$ i jej przepompowanie do $5^2S_{1/2}$, $F=1$, w którym zostaje ona uwięziona. Aby temu zapobiec, stosujemy dodatkowo wiązkę repompującą będącą w rezonansie z przejściem atomowym $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=1-F'=2$ (kolor niebieski na rysunku 2.1). Pomaga ona wydajnie chłodzić atomy zapobiegając uwięzieniu populacji w stanie $F=1$. Na powyższym rysunku uwidoczniono także wiązkę wykorzystywaną do obrazowania absorpcyjnego (kolor zielony) oraz wiązkę próbującą (kolor purpurowy), wykorzystywaną w

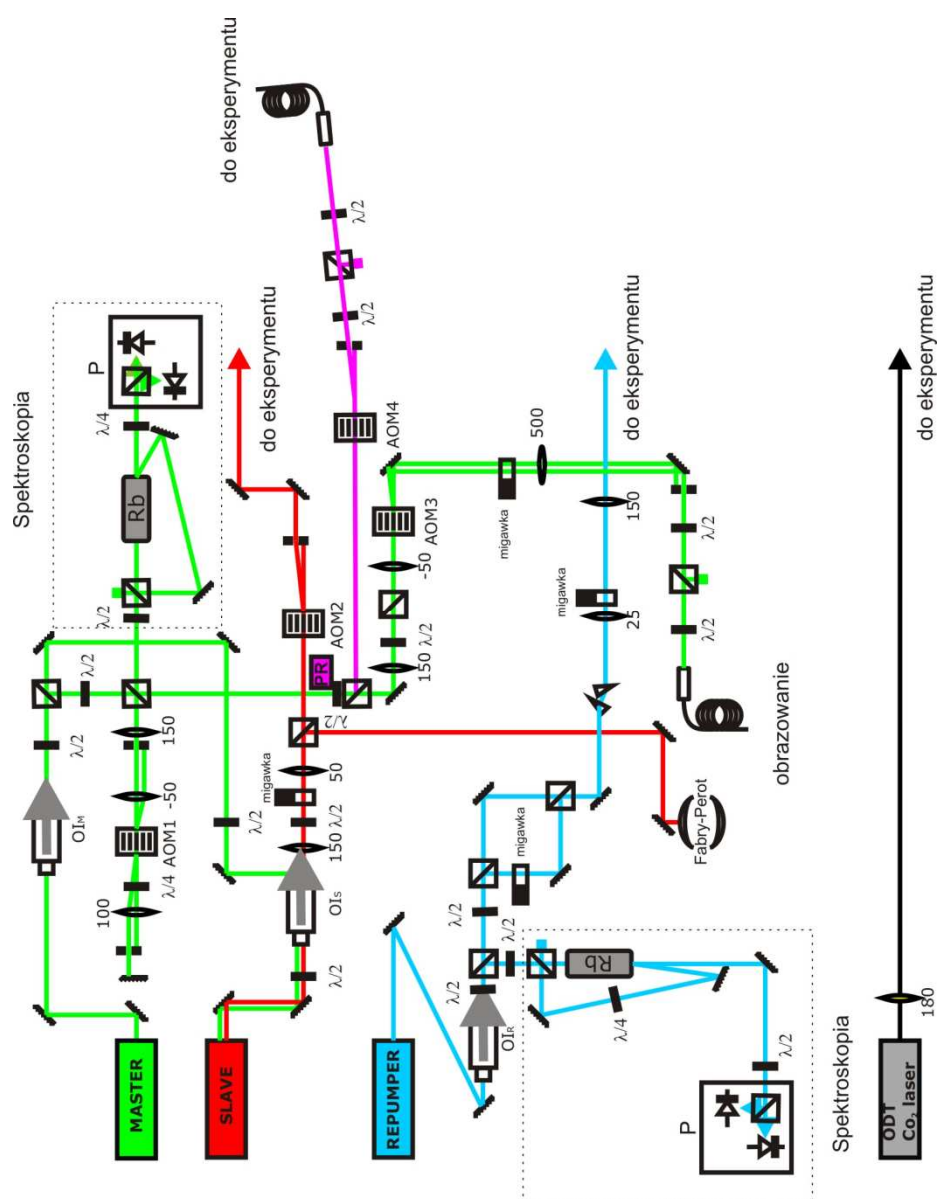
eksperymentcie do badania nieliniowego efektu Faradaya oraz optycznie modulowanych rezonansów.

Poniższe podrozdziały, omawiają szczegółowo aparaturę używaną w eksperymencie.

2.1 Tor optyczny

Układ doświadczalny rozmieszczony był na dwóch poziomach na stole optycznym, co schematycznie zostało przedstawione na poniższych rysunkach (Rys. 2.2 i 2.3).

2.1.1 Dolna część stołu optycznego - przygotowanie wiązek laserowych



Rys. 2.2 Schemat dolnej części stołu optycznego. Poszczególne symbole objaśnione są w tekście, a kolory odpowiadają funkcji poszczególnych wiązek – zgodnie z Rys. 2.1.

Wiązka z lasera potocznie zwanego „*master*” (zaznaczona kolorem zielonym na rysunku 2.2) przechodzi przez izolator optyczny OI_M , a następnie jest dzielona na polaryzacyjnej kostce światło-dzielącej (PBS). W celu zapewnienia możliwości regulacji stosunku mocy w obydwu ramionach wyjściowych kostki PBS, przed kostką zawsze umieszczana jest płytką półfalowa ($\lambda/2$). Wiązka z pierwszego ramienia kostki PBS kierowana jest do lasera zwanego potocznie „*slave*”, w celu sprzężenia go z laserem „*master*” (podrozdział 2.2.4). Dostaje się ona do niego poprzez wyjściowy polaryzator izolatora optycznego OI_S umieszczonego na drodze lasera „*slave*”, a natężenie tej wiązki dopasowywane jest przez płytkę półfalową ($\lambda/2$). Wiązka z drugiego ramienia kostki PBS jest ponownie dzielona w ten sam sposób co powyżej. Pierwsza część przechodzi przez modulator akustooptyczny AOM1 w podwójnym przejściu. Taka konfiguracja zapewnia dwukrotnie większe odstrojenie częstotliwości wiązki niż w przypadku przejścia pojedynczego, ponadto pozwala na przestrajanie częstotliwości modulacji wiązki bez zmiany jej kierunku. Następnie wiązka wykorzystywana jest do stabilizacji częstotliwości lasera (podrozdział 2.2.5).

Druga część wiązki służy do obrazowania absorpcyjnego (podrozdział 3.2). Wiązka wykorzystywana do obrazowania trafia na modulator AOM3, który umożliwia jej szybkie włączanie i wyłączanie. Na drodze wiązki znajduje się dodatkowo migawka. Pozwala ona na niezależne od modulatora AOM3 zasłonięcie wiązki. Takie rozwiązanie zapewnia powtarzalność pracy modulatora. Podczas pracy nagrzewa się on, a jego temperatura ma wpływ na parametry, takie jak kąt wyjściowy wiązki, jej natężenie i polaryzacja. Zatem najlepszym rozwiązaniem jest zapewnienie mu stałej temperatury, co można uzyskać poprzez wyłączanie go jedynie na krótki okres czasu. Migawka pozwala na zachowanie takich warunków. Następnie wiązka obrazująca kierowana jest do górnej części stołu, gdzie znajduje się komora próżniowa, w której dokonywany jest eksperyment. Wykonuje się to z użyciem jednomodowego światłowodu zachowującego polaryzację, który dodatkowo filtruje ją przestrzennie. Przed światłowodem znajduje się układ: płytką półfalowa ($\lambda/2$) oraz kostka PBS, w celu regulacji mocy wiązki obrazującej oraz dodatkowo tuż przed światłowodem płytką półfalowa ($\lambda/2$) w celu dopasowania polaryzacji do światłowodu.

Wiązka lasera „*slave*” (kolor czerwony na rysunku 2.2) wymuszanego przez laser „*master*” po przejściu przez izolator optyczny OI_S , zawężana jest przez teleskop, w którego ognisku znajduje się migawka umożliwiająca całkowite zasłonięcie wiązki, a następnie jest dzielona na kostce PBS. Pierwsze ramię kierowane jest do interferometru Fabry-Perot, który umożliwia kontrolę sprzężenia laserów „*master*” i „*slave*”, a drugie trafia do modulatora

AOM2, który odpowiednio dostraja wiązkę, by mogła być wykorzystana jako pułapkująca. Następnie przy użyciu luster wiązka jest kierowana na górną część stołu do komory próżniowej.

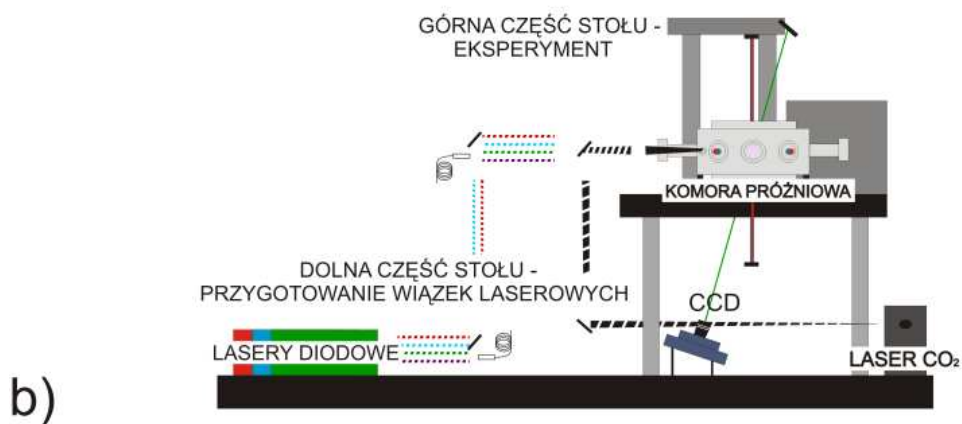
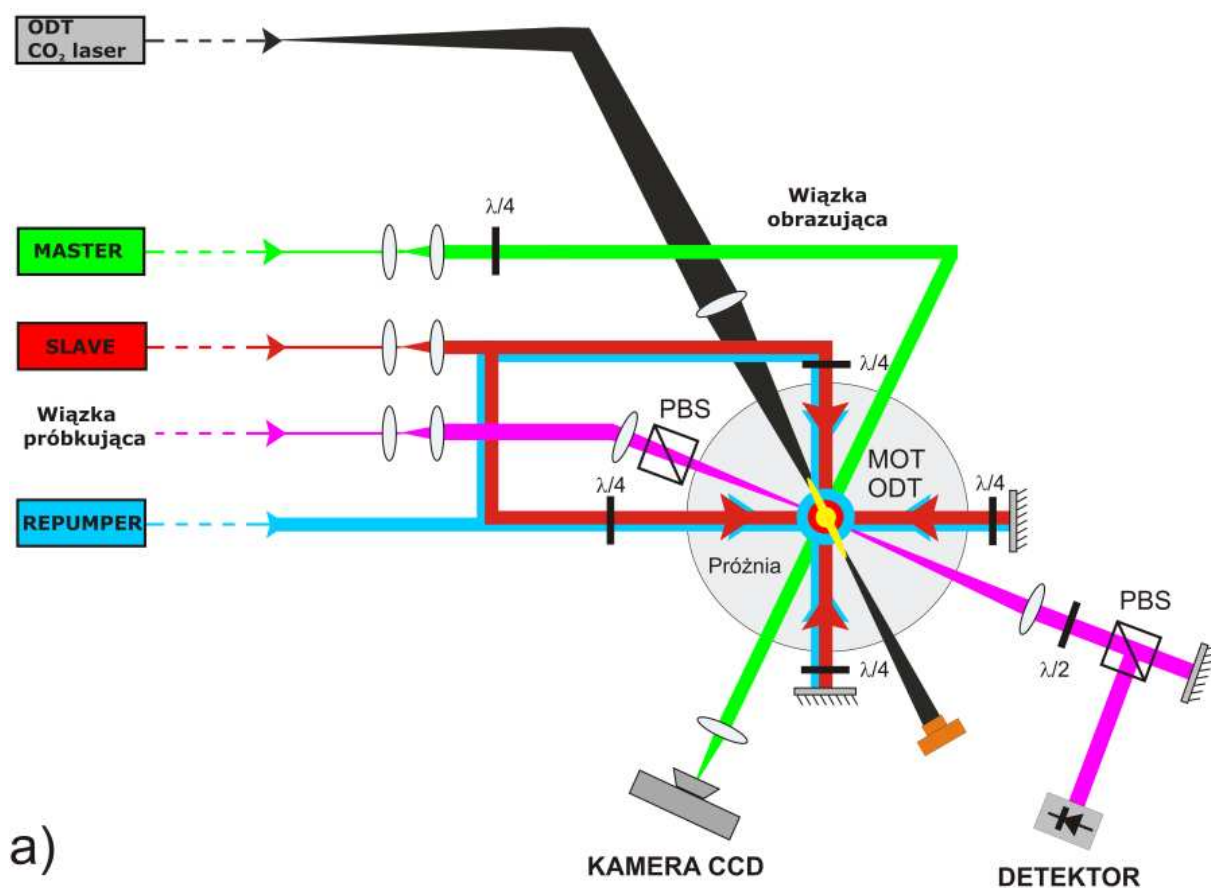
Wiązka lasera potocznie zwanego „*repumper*” (kolor niebieski na rysunku 2.2), po wyjściu z lasera i przejściu przez izolator optyczny OI_R dzielona jest podobnie jak wiązka lasera „*master*” z użyciem kostki PBS na dwie części, z których jedna kierowana jest do układu stabilizacji częstotliwości lasera (podrozdział 2.2.5), a druga ponownie dzielona. Ponowny podział służy zbudowaniu układu umożliwiającego kontrolowane osłabianie wiązki w fazie ładowania pułapki ODT. W jednym z ramion umieszczona jest migawka, a następnie ramiona są łączone z powrotem. Po włączeniu migawki, zasłania ona jedno ramię osłabiając w ten sposób całość wiązki po połączeniu. Układ ten przypomina interferometr Macha-Zehndera, ale jest wyjustowany w taki sposób, żeby uniknąć interferencji wiązek, a jedynie mieć możliwość zmiany natężenia wiązki wyjściowej. Dalej wiązka trafia na teleskop, który poszerza ją do rozmiaru 0,7 cm (promień w $1/e^2$) i kierowana jest za pomocą luster na górną część stołu jako wiązka repompująca.

Wiązka lasera CO_2 służąca do wytworzenia optycznej pułapki dipolowej poszerzana jest soczewką o ogniskowej 180 mm i kierowana przy użyciu luster na górną część stołu do komory próżniowej.

W trakcie doświadczeń z badaniem nieliniowych zjawisk magnetoptycznych w zimnych atomach, takich jak NFR czy AMOR, potrzebna była dodatkowa wiązka próbująca dostrojona do odpowiedniego przejścia atomowego. Użyto dodatkowego układu złożonego z płytki półfalowej ($\lambda/2$) oraz kostki PBS umożliwiającego oddzielenie części wiązki pochodzącej z lasera „*master*” do użycia jako próbującej (punkt PR na schemacie z rysunku 2.1). W dalszej części przechodziła ona przez AOM4 umożliwiający szybkie włączanie i wyłączanie wiązki oraz przestrajanie jej wokół odpowiedniego rezonansu atomowego. Po przejściu przez AOM trafiała na układ płytki półfalowej ($\lambda/2$) i kostki PBS, umożliwiający regulację mocy wiązki, a następnie do światłowodu jednomodowego zachowującego polaryzację. Przed światłowodem dodatkowo umieszczona była płytka półfalowa w celu dopasowania polaryzacji do światłowodu. Po opuszczeniu światłowodu, wiązka była kierowana na górną część stołu do komory próżniowej. Światłowód dodatkowo filtrował wiązkę przestrzennie.

2.1.2 Górna część stołu optycznego – komora próżniowa

Przygotowane w dolnej części stołu wiązki trafiają za pomocą lusterek oraz światłowodów na górną część stołu gdzie są odpowiednio formowane geometrycznie i wprowadzone do komory próżniowej (Rys. 2.3).



Rys 2.3 Schemat eksperymentu. a) Schemat wiązek laserowych na górnej części stołu optycznego (nie zaznaczono trzeciej pary wiązek pułapki MOT), b) schemat rozmieszczenia głównych elementów układu na różnych poziomach stołu optycznego.

Wiązka pułapkująca jest poszerzana przy użyciu teleskopu do rozmiaru 0,85 cm (promień w $1/e^2$). W ognisku teleskopu umieszczona jest przesłona o średnicy 25 μm w celu filtracji przestrzennej wiązki. Następnie wiązka jest rozdzielana przy użyciu luster i kostek PBS na trzy ramiona i kierowana do komory w trzech wzajemnie prostopadłych kierunkach. Każde z trzech ramion jest polaryzowane kołowo z użyciem płytki ćwierćfalowej ($\lambda/4$), a następnie po przejściu przez komorę, odbijane do niej z powrotem. Przed i po odbiciu wiązka trafia na dodatkową płytkę ćwierćfalową ($\lambda/4$) w celu zachowania odpowiedniej polaryzacji kołowej po ponownym wejściu do komory. Jest to więc typowy układ pułapki MOT pracującej z odbitymi wiązkami. Ma on pewną wadę z uwagi na nie do końca zrównoważoną moc wiązek pułapkujących, w związku ze stratami na lustrach podczas wstecznego odbicia do komory, a także absorpcję w chmurze atomowej, ale jest on znacznie prostszy w konstrukcji od układu sześciu niezależnych wiązek.

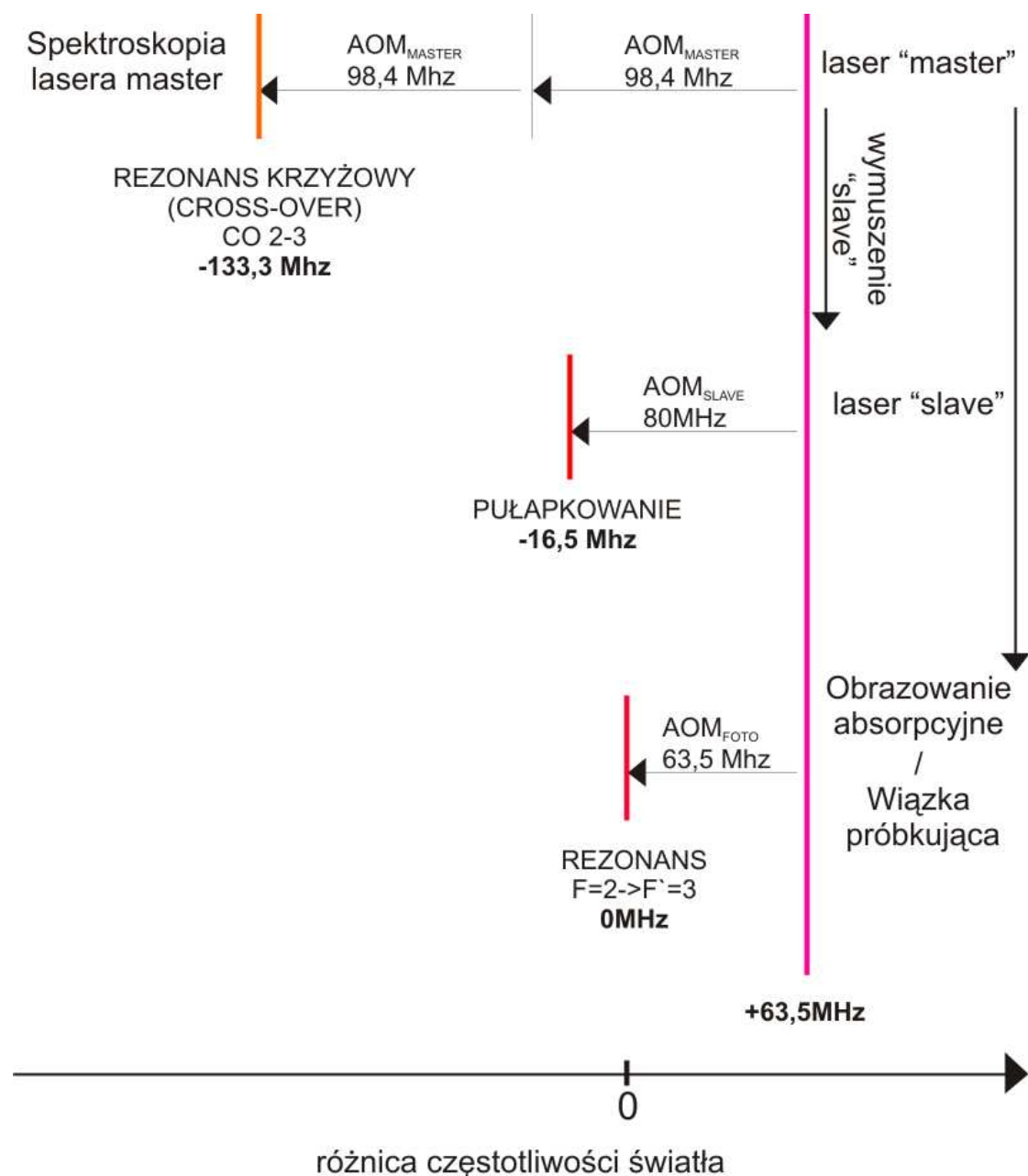
Wiązka repompująca odpowiednio poszerzona w dolnej części stołu, dzielona jest na dwa ramiona i kierowana współliniowo wraz z dwiema częściami wiązki pułapkującej do komory.

Wiązka obrazująca po opuszczeniu światłowodu, poszerzana była teleskopem do rozmiaru 1 mm (promień w $1/e^2$), a następnie polaryzowana kołowo z użyciem płytki ćwierćfalowej ($\lambda/4$) i kierowana do komory.

Wiązka pułapki ODT z lasera CO_2 jest skupiana przy użyciu soczewki o ogniskowej 17 cm i kierowana do komory przez okna wykonane z ZnSe, ponieważ typowe materiały optyczne (np. szkło kwarcowe) nie przepuszczają promieniowania o długości fali 10600 nm. Promień ogniska wiązki ($1/e^2$) to 150 μm , a długość Rayleigha to 6,7 mm (1.11).

Geometria wiązki próbkującej dokładnie opisana została w podrozdziale 4.1.

W eksperymencie wykorzystywane są modulatory akustooptyczne, takie jak *AOM Izomet 1205C* (2 sztuki: w torze lasera „slave” oraz zamiennie dla wiązki obrazującej i próbkującej) wraz ze sterownikami *Izomet 532C-2* (sterowanie mocą) oraz *Izomet D322D* (sterowanie częstotliwością oraz wł./wył. TTL) i *AOM Brimrose* wraz ze sterownikiem tworzące komplet *TEF-80-40-780* (tor lasera „master”). Schemat odstrojeń poszczególnych modulatorów AOM przedstawia poniższy rysunek (Rys. 2.4).



Rys 2.4 Odstrojenia modulatorów AOM.

Stosowane są także migawki elektromechaniczne firmy *Morting* wraz ze sterownikami *Uniblitz CCS-2*. Do siłownika każdej z migawek przymocowana została część żyłki, która przysłania wiązkę. Używane migawki charakteryzują się kilkoma wadami. Pierwszą z nich jest opóźnienie reakcji siłownika na sygnał wyzwalający, które wynosi kilka milisekund. Jest ono jednak stałe dla poszczególnych migawek i łatwo je zmierzyć a następnie uwzględnić w kontroli eksperymentu. Kolejną wadą jest czas potrzebny na przysłonięcie lub odsłonięcie wiązki laserowej, który może przyjmować różne wartości w zależności od powierzchni przekroju wiązki padającej na żyłkę. Jest on mierzalny i wynosi około 1 ms dla wiązki o

przekroju około 1 mm. Czas ten można znacząco skrócić umieszczając migawkę w ognisku wiązki co zmniejsza czas zamknięcia/otwarcia migawki do około 100 μ s. Ponieważ migawka jest elementem elektro-mechanicznym, każde jej uruchomienie niesie za sobą drgania akustyczne, które mogą zakłócić eksperyment. By zapobiec drganiom przenoszonym poprzez stół optyczny odizolowano migawki od podłoża kilkukrotną warstwą sorbotanu (materiał tłumiący drgania). Dodatkowym problemem są jednak drgania przenoszone w powietrzu, których nie da się uniknąć. Zaobserwowano wpływ takich drgań na pracę laserów, obserwując różnicowy sygnał błędu ze spektroskopii laserów „master” i „repumper”.

2.2 Lasery pułapki magnetoptycznej

Do wytworzenia pułapki MOT, stanowiącej podstawę eksperymentu z zimnymi atomami, wykorzystywane są własnej konstrukcji lasery diodowe z zewnętrznym rezonatorem. To bardzo ekonomiczne rozwiązanie z uwagi na to, że długość fali światła (~780 nm) wykorzystywana w naszym eksperymencie, jest łatwo osiągalna z użyciem powszechnie stosowanych, tanich diod laserowych. Używaliśmy między innymi diody *Sharp GH0781RA2C* i *GH0781JA2* oraz *Sanyo DL 7149-201*. Opracowane konstrukcje są opisane w [32].

2.2.1 Stabilizacja prądu diody

By zapewnić możliwość skanowania długości fali światła emitowanego przez diodę laserową używamy sterownika prądu wykonanego przez inż. Wiesława Wierbę. Precyzyjna zmiana natężenia prądu diody laserowej powoduje zmianę gęstości nośników prądu w strukturze diody, co powoduje zmianę współczynnika załamania materiału wypełniającego rezonator. Sterując prądem diody, zmieniamy współczynnik załamania, a tym samym długość optyczną rezonatora, co wpływa na długość emitowanej przez diodę fali światła.

2.2.2 Stabilizacja temperatury diody

Z uwagi na konieczność precyzyjnej kontroli długości fali światła lasera konieczna jest także stabilizacja temperatury diody laserowej. Termiczna zmiana długości rezonatora, ma znaczący wpływ na długość emitowanej przez diodę fali świetlnej. Zmiana temperatury w zakresie 20-40 $^{\circ}$ C powoduje zmianę długości fali rzędu kilku nanometrów. W celu stabilizacji temperatury, stosujemy układ Peltiera w połączeniu ze sterownikiem wykonanym przez inż. Wiesława Wierbę. Przy użyciu układu PID sterowanego sygnałem z termistora

zamontowanego w głowicy laserowej uzyskane zostaje sprzężenie zwrotne umożliwiające stabilizację temperatury z dokładnością do ± 0.1 °C.

2.2.3 Zewnętrzny rezonator

Dioda laserowa z układem stabilizacji prądowej i temperaturowej emituje światło o szerokości spektralnej rzędu dziesiątek MHz. Ponieważ szerokość spektralna zewnętrznego rezonatora może być mniejsza od szerokości spektralnej rezonatora diody, zewnętrzny rezonator pozwala zawęzić tę szerokość do rzędu jednego MHz lub lepiej. W naszym przypadku stosowany jest rezonator z siatką dyfrakcyjną w układzie Littrowa. Dzięki zewnętrznemu rezonatorowi, poprzez zmianę kąta siatki dyfrakcyjnej względem kierunku propagacji wiązki laserowej, możliwe jest także dodatkowe grubsze przestrajanie długości fali światła w zakresie kilku nanometrów.

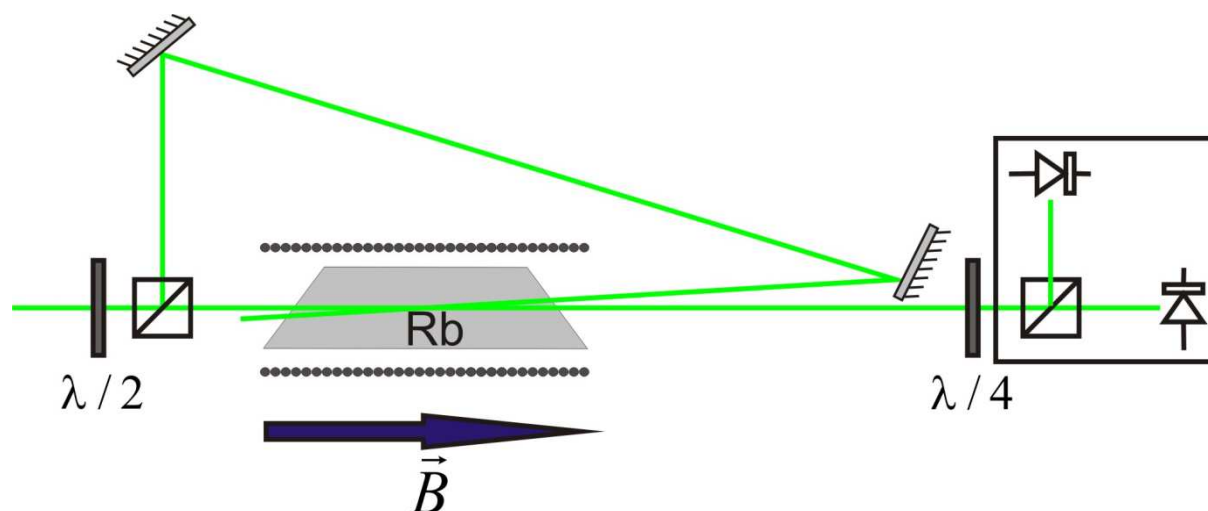
2.2.4 Wzmacnianie światła

Stosowane przez nas lasery z układem zewnętrznego rezonatora charakteryzują się wąską szerokością spektralną, lecz poprzez zastosowanie dodatkowego rezonatora ich moc ulega osłabieniu. W wolnej generacji stosowane przez nas diody laserowe emitują światło o mocy rzędu 60-80 mW. Po zastosowaniu rezonatora z użyciem siatki dyfrakcyjnej moc spada do około 10-15 mW. W przypadku lasera repompującego jest to wystarczające. Taka moc nie wystarczy jednak do pułapkowania atomów. Aby uzyskać wymaganą moc wiązek pułapkujących, światło lasera „*master*” przy użyciu techniki tzw. „*Injection Locking Technique*” [33], zostaje wzmocnione przez dodatkową diodę laserową bez zewnętrznego rezonatora. Ten tzw. laser „*slave*”, poprzez wymuszenie laserem „*master*”, zachowuje szerokość spektralną promieniowania wzmacnianego lasera „*master*” generując wiązkę o mocy takiej, jaką „*slave*” emituje w wolnej generacji (~70 mW).

2.2.5 Stabilizacja częstotliwości

Do stabilizacji laserów „*master*” oraz „*repumper*” używane są odpowiednio układy: *Doppler Free Dichroic Lock*, w skrócie DFDL [34] wykorzystujący dichroizm ośrodka oraz *Magnetically Assisted Rotation Spectroscopy*, w skrócie MARS wykorzystujący dwójłomność ośrodka.

Układ do stabilizacji DFDL schematycznie przedstawia poniższy rysunek (Rys 2.5).



Rys. 2.5 Układ spektroskopii DFDL

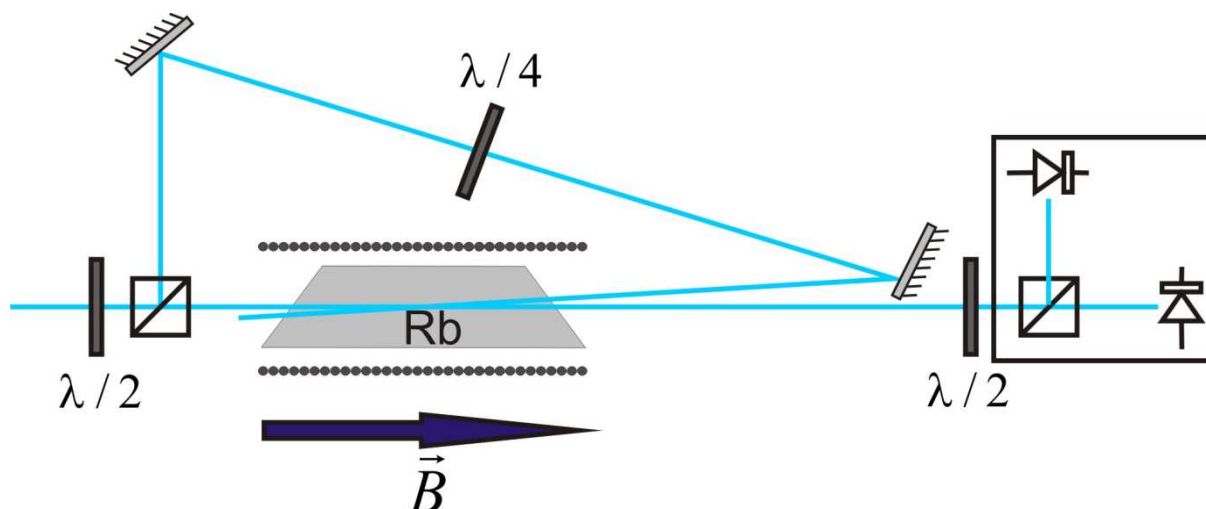
Światło stabilizowanej wiązki dzielone jest na kostce PBS na dwie składowe, z których silniejsza stanowi wiązkę pompującą, a słabsza próbkującą. Obie zostają spolaryzowane liniowo w prostopadłych do siebie kierunkach. Przed kostką PBS wstawiona jest płytką półfalowa ($\lambda/2$), umożliwiającą podział mocy między wiązkami. Obie wiązki przechodzą przeciwbieżnie przez komórkę z parami rubidu umieszczoną w podłużnym polu magnetycznym wytwarzanym przez solenoid nawinięty wokół komórki. W naszym przypadku komórka ma długość 7,5 cm, a owinięty wokół solenoid średnicę 5 cm i długość 12 cm. Wytwarza on pole wielkości 46 G przy płynącym w nim prądzie wielkości 1 A. Liniowo spolaryzowana wiązka próbkująca, po przejściu przez komórkę pada na płytkę ćwierćfalową ($\lambda/4$), której oś optyczna tworzy kąt 45° z kierunkiem polaryzacji wiązki padającej. W ten sposób składowe σ^+ i σ^- wiązki padającej zamienione są na składowe spolaryzowane liniowo w dwóch ortogonalnych kierunkach. Natężenia tych składowych, mogą być mierzone przez niezależne detektory w układzie tzw. zrównoważonego polarymetru. Ponieważ natężenia te są miarą natężeń składowych σ^+ i σ^- wiązki próbkującej, ich różnica pozwala na pomiar widma dichroizmu. Dzięki silnej przeciwbieżnej wiązce pompującej zostają nasycone, odpowiednie klasy prędkości atomów, co jest monitorowane przez pomiar transmisji wiązki próbkującej.

Różnica stosowanej techniki względem absorpcji nasyconej polega na zastosowaniu pola magnetycznego, które rozszczepia składowe σ^+ i σ^- dipów saturacyjnych. W konsekwencji dipy te dla składowych σ^+ i σ^- wiązki próbkującej, ze względu na efekt Zeemana, pojawiają

się dla różnych wartości odstrojeń wiązki próbkującej. Daje to wolny od poszerzenia dopplerowskiego sygnał dyspersyjny, który wykorzystywany jest do stabilizacji lasera.

Szczegółowe omówienie spektroskopii DFDL można znaleźć w pracy [34].

Układ do stabilizacji typu MARS schematycznie przedstawia poniższy rysunek (Rys 2.6).



Rys. 2.6 Układ spektroskopii MARS

Podobnie jak w przypadku stabilizacji typu DFDL światło jest dzielone na dwie składowe stanowiące wiązkę pompującą i próbkującą. Jednak w tym przypadku, o ile wiązka próbkująca jest tak samo spolaryzowana liniowo, to wiązka pompująca jest spolaryzowana kołowo, a próbkująca liniowo. Po przejściu przez komórkę wiązka próbkująca trafia na płytkę półfalową ($\lambda/2$) zamiast ćwierćfalowej ($\lambda/4$), a następnie na kostkę PBS, która rozdziela ją na dwie składowe, z których każda trafia na osobny detektor.

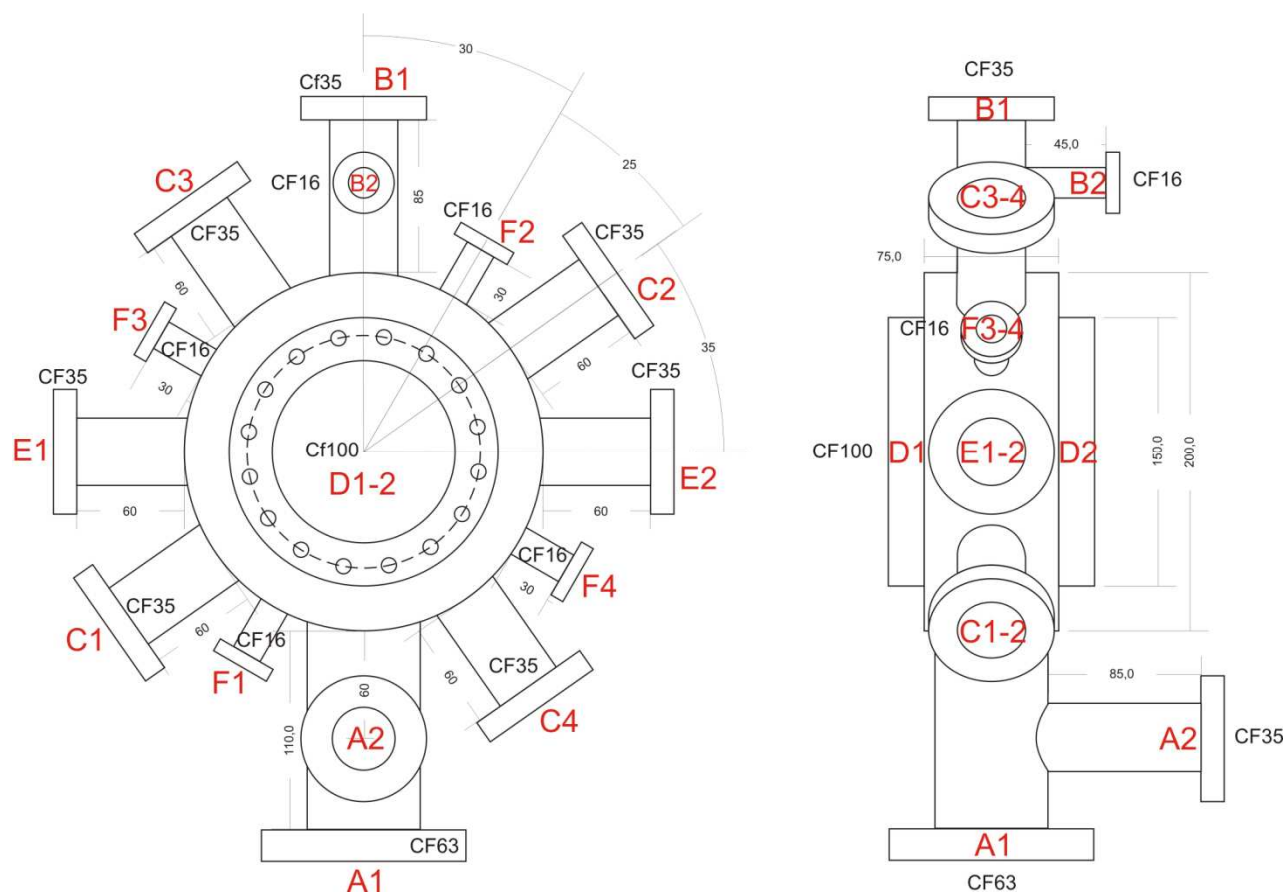
Dzięki zastosowaniu płytki półfalowej ($\lambda/2$) przed kostką PBS rozdzielającą sygnał do obu detektorów, zamiast dichroizmu, jak w przypadku spektroskopii DFDL, badamy dwójłomność ośrodka (skręcenie płaszczyzny polaryzacji wiązki próbkującej). Płytkę fazową jest ustawiona tak, by skręcała początkowo poziomą, liniową polaryzację padającą na nią wiązki próbkującej o kąt 45^0 . W przypadku, gdy po przejściu wiązki próbkującej przez komórkę z parami rubidu wiązka nadal posiada polaryzację liniową poziomą, obydwa detektory rejestrują to samo natężenie światła. Tworzymy tzw. zrównoważony polarymetr dający zerowy sygnał różnicowy. Gdy początkowa płaszczyzna polaryzacji ulegnie skręceniu o dowolny kąt, sygnał różnicowy będzie niezerowy i może być wykorzystany do stabilizacji częstotści lasera na danym przejściu.

Sygnały otrzymywane z użyciem spektroskopii MARS są o wiele silniejsze niż w przypadku spektroskopii DF DL. Można je traktować jako sygnały spektroskopii polaryzacyjnej, z dodatkowym polem magnetycznym. Zasadę spektroskopii MARS omawia dokładnie praca [35].

2.3 System próżniowy

2.3.1 Komora próżniowa

W eksperymencie używana jest komora próżniowa wykonana z niskomagnetycznej stali nierdzewnej. Schemat komory przedstawiony został na poniższym rysunku (Rys. 2.7).



Rys. 2.7 Schemat komory próżniowej.

Komora posiada 12 wyjściowych portów optycznych i dwa dodatkowe (rozgałęzione) do podłączeń próżniowych (A1-2 na rysunku 2.7) oraz innych zastosowań (B1-2). Wszystkie porty optyczne za wyjątkiem (F1-4) zakończone są okienkami pokrytymi warstwą antyrefleksyjną na 780 nm. Cztery okna pionowe (C1-4) i dwa poziome (D1-2) wykorzystane są do wprowadzenia wiązek tworzących pułapkę MOT. Ponadto okna poziome (D1-2) służą

do wprowadzenia wiązki do obrazowania absorpcyjnego. Dwa okna pionowe (E1-2) wykorzystywane być mogą do różnych badań – np. we wcześniejszych eksperymentach używane były do wprowadzenia wiązek laserów Ti:S oraz Nd:YAG do wytworzenia pułapek ODT z tymi laserami. W niniejszej pracy przez okna (E1-2) wprowadzona jest wiązka próbująca do pomiarów magneto rotacyjnych NFR i AMOR. Dwa z spośród czterech okien pionowych (F1-4) zakończone są okienkami wykonanymi z ZnSe pokrytymi warstwą antyrefleksyjną, umożliwiającą wprowadzenie do komory wiązki lasera CO₂ o długości fali 10600 nm, dwa pozostałe są zaślepione. Port pionowy (A1) oraz dodatkowy poziomy (A2) umieszczony na flanszy portu (A1) wykorzystane są do podłączenia pomp próżniowych. Po drugiej stronie komory, na wprost portu (A1) umieszczony jest we flanszy portu (B1) channeltron, który może służyć do wykrywania zjonizowanych atomów rubidu [36]. Usuwając channeltron, można uzyskać dodatkowy wolny, optyczny port pionowy. W dodatkowym porcie poziomym (B2) na flanszy, w której jest umieszczony channeltron, znajdują się dwa dyspensery atomu rubidu, sterowane prądem.

2.3.2 Pompy próżniowe

W eksperymencie korzystamy z układu pomp zapewniającego ultra wysoką próżnię (UHV), tj. lepiej niż 10^{-9} mBar. W tym celu stosowana jest pompa jonowa *Physical Electronic, Low Profile 100* o wydajności 100 l/s, podłączona do portu (A1). Pompa ta do uruchomienia potrzebuje zapewnienia wstępnej próżni na poziomie 10^{-5} mBar. W tym celu do rozruchu korzystamy z pompy turbomolekularnej *Varian Turbo V-70*, podłączonej równolegle do portu (A2) umieszczonego na flanszy od pompy jonowej. Szeregowo do pompy turbo podłączona jest pompa membranowa *KNF Neuberger PJ 10456-813.4*. Po wstępnym odpompowaniu gazów z użyciem pompy turbo, włączona zostaje pompa jonowa a pompa turbo wraz z membranową odłączana.

W celu zapewnienia wysokiej jakości próżni, komorę należy wygrzewać po każdym zapowietrzeniu. Typowa temperatura wygrzewania w naszym przypadku wynosiła 250 °C i utrzymywana była podczas wygrzewania przez kilka dni. Po zamontowaniu okienek z selenku cynku temperaturę zmniejszono do około 150 °C aby uniknąć ich zniszczenia. Podobnie przed zapowietrzeniem komory, powinna być ona wygrzana w celu usunięcia resztek par rubidu osiadłych na ściankach komory i channeltronie, aby zmniejszyć ryzyko uszkodzenia detektora podczas reakcji rubidu z powietrzem.

2.4 Laser optycznej pułapki dipolowej

Do wytwarzania pułapek ODT, we wcześniejszych eksperymentach prowadzonych w Zakładzie Fotoniki UJ, wykorzystywane były lasery takie jak przestrajalny Ti:S (695-950 nm) oraz Nd:YAG (1064 nm). Udało się dzięki nim wytworzyć odpowiednio pułapkę blisko odstrojoną oraz pułapkę FORT. Przeprowadzono ich diagnostykę oraz zbadano proces ładowania pułapki [35, 37]. Celem tej pracy było zbudowanie nowej, quasi elektrostatycznej pułapki ODT wykorzystującej laser CO₂ (10600 nm). Wykorzystano laser firmy *DeMaria ElectroOptics Systems, Inc*, model *GEM 50-L*. Jest to laser o mocy całkowitej >50 W, chłodzony cieczą w zamkniętym obiegu. Ciecz chłodząca to w 75 % woda destylowana oraz w 25 % płyn typu „borygo”. Zamknięty obieg chłodziwa dodatkowo chłodzony jest wodą z kranu w otwartym obiegu. Do tej pory nie stosowano stabilizacji temperatury cieczy chłodzącej, ale będzie to konieczne w doświadczeniach wymagających stabilnego potencjału pułapki ODT.

Laser CO₂ jest bardzo niebezpiecznym narzędziem wymagającym znacznej uwagi w trakcie obsługi. Zarówno ze względu na moc wiązki, jak i długość emitowanej fali może on dokonać wielu spustoszeń. Ponadto wiązka CO₂ jest trudna do wizualizacji. Używane są do tego termicznie odbarwiający się karteczki, co bardzo ogranicza dokładność określenia położenia wiązki. W związku z powyższym, wiązkę lasera CO₂ połączono przy użyciu dzielnika wiązki wykonanego z ZnSe, z czerwoną wiązką lasera diodowego. Umożliwia to bezpieczne justowanie wiązki laserowej i wstępne trafienie do centrum komory próżniowej bez włączania wiązki CO₂. Planowane jest także zabudowanie toru lasera CO₂ przy użyciu rur metalowych, w celu uniknięcia przypadkowego kontaktu eksperymentatora z wiązką.

2.5 Cewki pola magnetycznego

2.5.1 Cewki pułapki magnetooptycznej

W eksperymencie używane są różnego rodzaju cewki wytwarzające różne pola magnetyczne. Podstawę stanowią cewki umożliwiające wytworzenie kwadrupolowego pola magnetycznego służącego do uzyskania pułapki MOT. Cewki te zamontowane zostały na dwóch okrągłych karkasach miedzianych z wbudowanym systemem chłodzenia wodą. Średnica każdej cewki wynosi $2r=9,5$ cm, a odległość między ich środkami $2a=11,5$ cm. Każda z tej pary cewek liczy $n=300$ nawiniętych zwojów z drutu miedzianego o średnicy 1,2 mm. Cewki tworzą tzw. układ antyhelmholtzowski, tzn. prądy płyną w nich w przeciwnych kierunkach, a

odległość między ich środkami jest równa ich średnicy. Gradient pola magnetycznego wytwarzanego przez cewki wzdłuż osi z przeprowadzonej przez środki karkasów wynosi

$$\frac{dB}{dz_{z=0}} = 3\mu_B nI \frac{ar^2}{(a^2 + r^2)^{5/2}}, \quad (2.1)$$

gdzie n to liczba zwojów, I to prąd płynący przez cewki, $2a$ to odległość między cewkami, a r to promień cewek.

W naszym przypadku przy prądzie płynącym przez cewki wynoszącym 2,5 A gradient pola magnetycznego w centrum komory wynosi 8,6 G/cm.

2.5.2 Cewki kompensujące

W eksperymencie stosowano także dodatkowe cewki umożliwiające kompensację ziemskiego pola magnetycznego. Wzdłuż karkasów cewek pola kwadrupolowego nawinięto dodatkowo po $n=30$ dodatkowych zwojów drutu miedzianego o średnicy 1,2 mm, w których prąd płynie w tym samym kierunku. Cewki te służą do kompensacji pola magnetycznego w kierunku pionowym z . Wartość pola magnetycznego w centrum komory, pochodzącego od cewek, można obliczyć ze wzoru:

$$B_{z=0} = \mu_B nI \frac{r^2}{(a^2 + r^2)^{3/2}}. \quad (2.2)$$

Dla prądu o natężeniu 1 A pole magnetyczne wytwarzane przez cewki kompensujące w tym kierunku, wynosi w centrum komory 24,8 G.

W pozostałych dwóch kierunkach, x i y , umieszczono po dwie pary cewek prostokątnych o wymiarach 15,5x8,5 cm, zawierających po $n=100$ zwojów drutu miedzianego o średnicy 1,2 mm. W związku z geometrią układu doświadczalnego, cewki umieszczono w dużych odległościach od siebie. Dla pary cewek w kierunku x odległość ta wynosiła $2l=40$ cm, natomiast dla pary w kierunku y $2l=68$ cm. Wartość pola magnetycznego wytwarzanego przez tego typu układ cewek w centrum układu (prąd płynie w tych samych kierunkach), można wyliczyć ze wzoru:

$$B_{z=0} = \frac{2\mu_B nI}{\pi} \frac{u^2 + v^2 + 8l^2}{(u^2 + 4l^2)(v^2 + 4l^2)\sqrt{u^2 + v^2 + 4l^2}}, \quad (2.3)$$

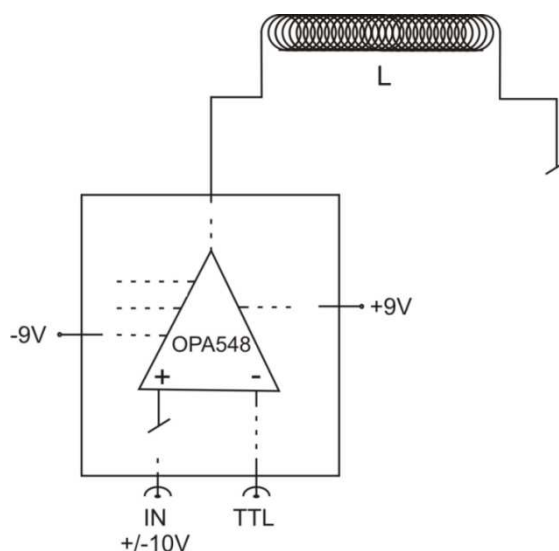
gdzie u i v oznaczają wymiary poprzeczne cewek, $2l$ to odległość między cewkami, a pozostałe oznaczenia jak we wzorze (2.1).

Dla prądu o natężeniu 1 A, pole magnetyczne wytwarzane przez cewki kompensujące wynosi odpowiednio 0,55 G w kierunku x oraz 0,125 G w kierunku y .

2.5.3 Cewki dla pomiarów magnetorotacji

Do badań nieliniowych efektów magnetoptycznych (NFR oraz AMOR) w pułapce ODT, zbudowano dodatkowy układ cewek wytwarzających jednorodne pole magnetyczne w kierunku rozchodzenia się wiązki próbkującej. Każda z prostokątnych cewek rozmiaru 18x11cm, zawiera po $n=130$ zwojów drutu miedzianego o średnicy 0,8 mm. Cewki umieszczone są w odległości $2l=23$ cm. Dla prądu wielkości 1 A, cewki wytwarzają w centrum komory pole magnetyczne wielkości 3 G.

Cewki te sterowane są za pomocą układu elektronicznego opartego o wzmacniacz *OPA548*, zasilanego napięciem ± 9 V. Układ umożliwia szybkie włączanie i wyłączanie pola magnetycznego, poprzez bramkowanie prądu płynącego w cewkach sygnałem TTL. Umożliwia także sterowanie polem magnetycznym wytwarzanym przez cewki poprzez zmianę prądu płynącego w cewkach. Zmianę pola uzyskuje się podając na wejście układu napięcie w zakresie ± 10 V (Rys. 2.8). Odpowiedź układu na przyłożone napięcie jest liniowa w istotnym zakresie pól magnetycznych.



Rys. 2.8 Uproszczony schemat układu sterującego polem cewek NFR i AMOR.

Zarówno omówione cewki do badania efektów magnetoptycznych, jak i cewki kompensujące nie zachowują proporcji idealnego układu Helmholtza, a więc nie wytwarzają jednorodnego pola magnetycznego. Nie ma to jednak większego znaczenia ze względu na niewielki obszar oddziaływania pola z atomami, który jest wyznaczony przez rozmiar pułapki ODT. W tak małym obszarze pole magnetyczne może być uznane za jednorodne.

3 DIAGNOSTYKA SPULĄPKOWANYCH ATOMÓW

3.1 Obrazowanie

Po wytworzeniu pułapki magnetoptycznej oraz optycznej pułapki dipolowej, kolejnym krokiem jest wyznaczenie ich parametrów. Jednym z najważniejszych jest liczba załadowanych atomów. W tym podrozdziale opisany został używany przez nas mechanizm obrazowania absorpcyjnego oraz fluorescencyjnego, wykorzystywane do diagnostyki spuląpkowanych atomów.

W obydwu przypadkach obrazowania, korzystamy z kamery *CCD Apogee Alta U57+* z matrycą *E2V CCD57-10* (512x512 pikseli z 13x13 μm) oraz standardowego obiektywu *Carl-Zeiss PANCLOAR auto 1.8/50 MC* o powiększeniu $M=0,23$. Zdjęcia analizowane są za pomocą programu *Maxim DL* dołączonego do kamery przez firmę *Apogee*, a następnie przetwarzane przy użyciu programu *Mathematica*.

3.1.1 Obrazowanie absorpcyjne

Chmura atomów oświetlona wiązką próbkującą o jednorodnym natężeniu I_0 daje przestrzenny obraz transmisji chmury $t^2=I_t/I_0$ na matrycy CCD. Dla wiązki obrazującej dostrojonej do rezonansu z przejściem atomowym, można zapisać spadek jej natężenia po przejściu przez chmurę

$$\frac{dI_t}{dz} = -\ln(x, y)\sigma_0, \quad (3.1)$$

gdzie σ_0 to przekrój czynny na rozpraszanie, a $n(x,y)$ to gęstość kolumnowa atomów wzdłuż osi z .

Po rozwiązaniu równania (3.1), otrzymamy prawo Lamberta-Beera:

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

czyli

$$\ln \frac{I_t}{I_0} = -\sigma_0 n(x, y). \quad (3.3)$$

Wielkość $O(x,y)=|\sigma_0 n(x,y)|$ określa się jako gęstość optyczną. Obrazowanie spuląpkowanych atomów polega na pomiarze $O(x,y)$.

Do obrazowania absorpcyjnego używamy kamery CCD oraz wiązki obrazującej będącej w rezonansie z wybranym przejściem atomowym (podrozdział 2.1). Wiazka obrazująca przechodzi przez środek komory próżniowej, a następnie pada po przejściu przez soczewki obiektywu na matrycę CCD. Wykonujemy serię trzech zdjęć. Pierwsze zdjęcie, by uzyskać natężenie tła $I_{bg}(x,y)$, które jest wykonywane bez obecności wiązki obrazującej i jest odejmowane od dwóch pozostałych zdjęć. Drugie, to zdjęcie transmisji wiązki po przejściu przez chmurę atomów, dające natężenie $I_t(x,y)$ transmisji. Trzecie, to zdjęcie robione pod nieobecność atomów, by uzyskać natężenie $I_0(x,y)$ wiązki obrazującej. Dokonując odpowiednich operacji na zdjęciach, można uzyskać gęstość optyczną daną wzorem

$$O(x,y) = \ln \frac{I_t(x,y) - I_{bg}(x,y)}{I_0(x,y) - I_{bg}(x,y)}. \quad (3.4)$$

By uprościć zapis, zrobmy podstawienie

$$I_t = I_t(x,y) - I_{bg}(x,y), \quad (3.5)$$

$$I_0 = I_0(x,y) - I_{bg}(x,y) \quad (3.6)$$

i skróćmy do postaci

$$O(x,y) = \ln \frac{I_t}{I_0}. \quad (3.7)$$

Mając wykonane odpowiednie zdjęcia, można sporządzić zatem wykres zależności $O(x,y)=|\sigma_0 n(x,y)|$.

Po dopasowaniu funkcji Gaussa (reprezentującej termiczny rozkład atomów w pułapkach MOT i ODT)

$$G(x,y) = A \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_y^2}\right) + Const, \quad (3.8)$$

gdzie

$$A = \sqrt{2\pi} \sigma_0 \sigma_y n_t, \quad (3.9)$$

oraz

$$\sigma_0 = \frac{3}{2} \frac{\lambda^2}{\pi} \frac{1}{1 + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (3.10)$$

(λ to długość fali wiązki próbkującej – u nas 780 nm, δ to odstrojenie od rezonansu atomowego i $\delta=0$ w przypadku wiązki w rezonansie, a Γ to szerokość naturalna przejścia), można otrzymać maksymalną gęstość n_t oraz szerokości rozkładu Gaussa σ_x i σ_y . Pozwala to wyznaczyć liczbę atomów w chmurze

$$N = (2\pi)^{3/2} n_t \sigma_x \sigma_y^2. \quad (3.11)$$

Metoda obrazowania absorpcyjnego charakteryzuje się prostotą i dużą czułością. Wadą jest podgrzewanie chmury atomów przez rezonansowe fotony, co sprawia że jest to metoda niszcząca.

3.1.2 Obrazowanie fluorescencyjne

Inną metodą diagnostyki, jest obrazowanie fluorescencyjne. Do wyznaczenia liczby atomów wystarczy zrobić jedno zdjęcie. W celu jego wykonania, oświetlamy atomy wiązkami chłodzącą i repompującą i rejestrujemy fluorescencję z użyciem kamery CCD.

Ponieważ fluorescencja pochodząca od obrazowanej chmury atomów jest emitowana we wszystkich kierunkach, na matrycę CCD pada jedynie część wypromieniowywanego światła. Trzeba to uwzględnić chcąc określić liczbę spałkowanych atomów. Należy w tym celu wyznaczyć kąt bryłowy, w którym zawiera się padające na matrycę światło. Trzeba zmierzyć w tym celu średnicę $2R$ obiektywu kamery (u nas 2,9 cm) oraz jego odległość L od centrum pułapki (u nas 27,6 cm). Dodatkowo trzeba znać natężenie I_{MOT} wiązek pułapkujących używanych do obrazowania (u nas $12,5 \text{ mW/cm}^2$) oraz ich odstrojenie od rezonansu δ (u nas 16,5 MHz). Trzeba także znać czas ekspozycji τ (u nas 1 ms).

Znając powyższe parametry, można wyznaczyć wielkość stałej rozpraszania, która informuje nas o liczbie fotonów wypromieniowanych przez chmurę uwięzionych w pułapce atomów

$$\Gamma_{sc} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{MOT}/I_S}{1 + I_{MOT}/I_S (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (3.12)$$

gdzie $I_S = 4,1 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ to natężenie nasycenia, po uwzględnieniu siły poszczególnych linii struktury nadsubtelnej.

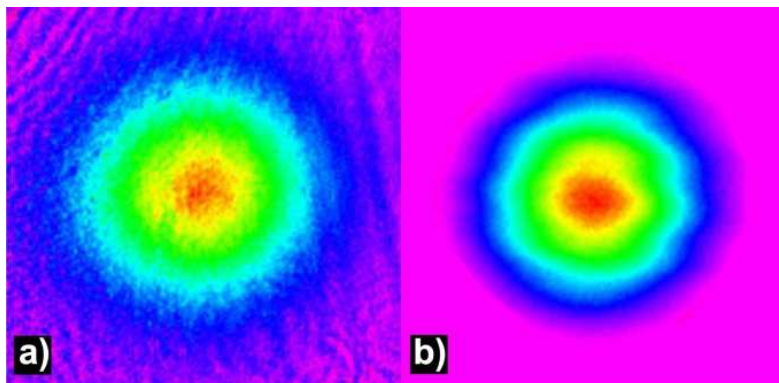
Można także obliczyć rejestrowaną przez kamerę energię wypromieniowywaną przez jeden atom

$$E_{AT} = \Gamma_{sc} \tau \frac{c}{h\lambda} \frac{R}{8L}. \quad (3.13)$$

Po dopasowaniu profilu Gaussa (3.8) do zdjęcia i scałkowaniu wyznaczonego przez profil pola powierzchni otrzymujemy energię padającą na matrycę CCD. Po dokonaniu kalibracji kamery, np. przy użyciu wiązki do obrazowania absorpcyjnego (znamy jej natężenie oraz kontrolujemy długość jej błysku), możemy wyliczyć całkowitą liczbę atomów.

3.1.3 Porównanie metod obrazowania na podstawie obliczeń liczby atomów

Używając obu omówionych metod, obliczono liczbę atomów pułapki MOT pracującej w tych samych warunkach, a następnie porównano obie wielkości. Dla obrazowania absorpcyjnego liczba atomów wyniosła $1,0(0,3) \cdot 10^7$ atomów, a dla obrazowania fluorescencyjnego $1,0(0,4) \cdot 10^7$ atomów. Wyniki te są bardzo zgodne. Poniższy rysunek przedstawia przykładowe zdjęcia pułapki MOT wykonane techniką obrazowania absorpcyjnego i fluorescencyjnego (Rys. 3.1).



Rys. 3.1 Przykładowe zdjęcia pułapki MOT z użyciem techniki obrazowania a) absorpcyjnego oraz b) fluorescencyjnego.

Przy obrazowaniu absorpcyjnym, podczas wykonywania zdjęć pojawiają się na nich prążki powstałe w wyniku interferencji związanej z przejściem wiązki obrazującej przez okna komory próżniowej (Rys. 3.1 a). W wyniku operacji odejmowania zdjęć (3.4), powinny one zniknąć. Jednak ze względu na różne warunki (np. drobna zmiana temperatury) podczas wykonywania poszczególnych zdjęć, prążki te zmieniają położenie i nie odejmują się całkowicie. Prążki interferencyjne są charakterystyczne dla tej metody obrazowania.

Po sprawdzeniu i porównaniu obu metod, dokonano w analogiczny sposób pomiaru liczby atomów załadowanych do pułapki ODT. Maksymalna liczba atomów, którą udało się załadować po zoptymalizowaniu procesu ładowania to $4,0(0,5) \cdot 10^6$ atomów.

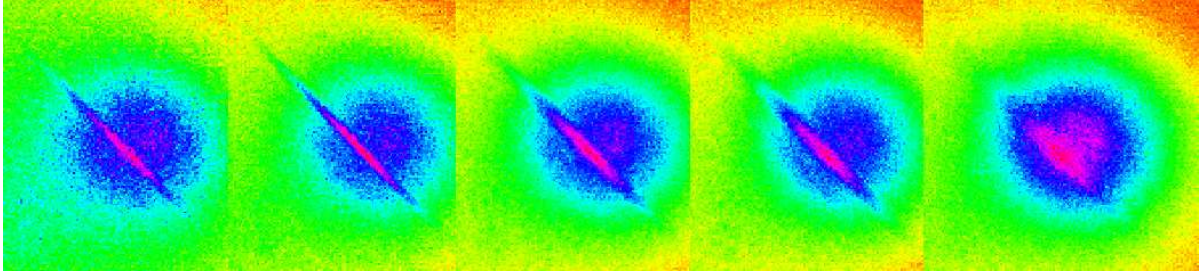
3.1.4 Wyznaczanie temperatury atomów w pułapkach

Kolejnym krokiem było wyznaczenie temperatury atomów w pułapce MOT oraz ODT. By tego dokonać, można obserwować ekspansję balistyczną chmury atomowej po jej wypuszczeniu z pułapki z użyciem dowolnej z omówionych metod obrazowania. Pomiędzy temperaturą kinetyczną T_i oraz średnią prędkością $\langle v_i \rangle$ atomów w danym kierunku ($i=x,y,z$), zachodzi relacja wynikająca z równowagi termodynamicznej, którą charakteryzuje jednakowy rozkład prędkości oraz temperatury dla każdego z atomów uwięzionego w pułapce

$$T_i = \frac{mv_i^2}{k_B}, \quad (3.15)$$

gdzie m to masa atomu a k_B to stała Boltzmana.

Dopasowując krzywą Gaussa (3.8) do zdjęć absorpcyjnych lub fluorescencyjnych, wykonanych po różnym czasie t od wypuszczenia atomów z pułapki, oraz mierząc zmianę w czasie szerokości rozkładu Gaussa σ_x i σ_y , można wyznaczyć prędkość ekspansji jako współczynnik nachylenia prostych $\sigma_i(t)$. Przykładową sekwencję zdjęć ukazujących ekspansję chmury po wypuszczeniu atomów z pułapki ODT, ukazuje poniższy rysunek (Rys. 3.2). Na rysunku tym skala kolorów jest znormalizowana do maksymalnej gęstości atomów w pułapce ODT. Dlatego resztkowa chmura z pułapki MOT widoczna na zdjęciach, wydaje się być coraz gęstsza mimo upływu czasu.



Rys. 3.2 Ekspansja balistyczna w czasie chmury atomów wypuszczonych z pułapki ODT. Zdjęcia wykonane (kolejno od lewej strony) po czasach 1,2,3,4,5ms po wypuszczeniu atomów z pułapki ODT. W tle widać niezaladowane atomy pochodzące z tzw. "ciemnej pułapki". Zdjęcia fluorescencyjne. Skala kolorów znormalizowana do maksymalnej gęstości atomów w pułapce ODT.

Dla pułapki harmonicznej o cylindrycznej symetrii, można także wyznaczyć temperaturę T chmury z zasady ekwipartycji energii używając formuły

$$\frac{3}{2}k_B T = m(\bar{\omega}_x^2 \sigma_x^2 + \frac{1}{2} \bar{\omega}_y^2 \sigma_y^2), \quad (3.16)$$








gdzie ω_x i ω_y to częstotliwości pułapki w kierunkach x i y , odpowiadające odpowiednio częstotnościom ω_r i ω_z ze wzorów (1.9) i (1.10).

W naszym przypadku zmierzaliśmy temperaturę pierwszym sposobem – badając ekspansję balistyczną. Dla pułapki MOT wyniosła ona 100 μK , a dla pułapki ODT 40 μK . Różnica wynika z tego, że obniżamy temperaturę atomów w trakcie ładowania pułapki ODT. Mechanizm ten omówiony jest w kolejnym podrozdziale.

W dalszej części diagnostyki korzystaliśmy z obrazowania fluorescencyjnego.

3.2 Dokładna diagnostyka optycznej pułapki dipolowej

By optymalnie załadować atomy do pułapki ODT, konieczne jest zachowanie odpowiedniej sekwencji czasowej poszczególnych etapów, co zostało przedstawione na poniższym schemacie (Rys. 3.3).

	Ładowanie MOT	Ładowanie ODT	Przetrzymywanie	Diagnostyka
wiązka chłodząca	odstrojenie 16,5MHz	Dalekie odstrojenie		1ms 
wiązka repompująca				
wiązka ODT				
pole kwadrupolowe MOT				
trigger CCD				
	<5s	~15ms	zmienny czas	kilka ms

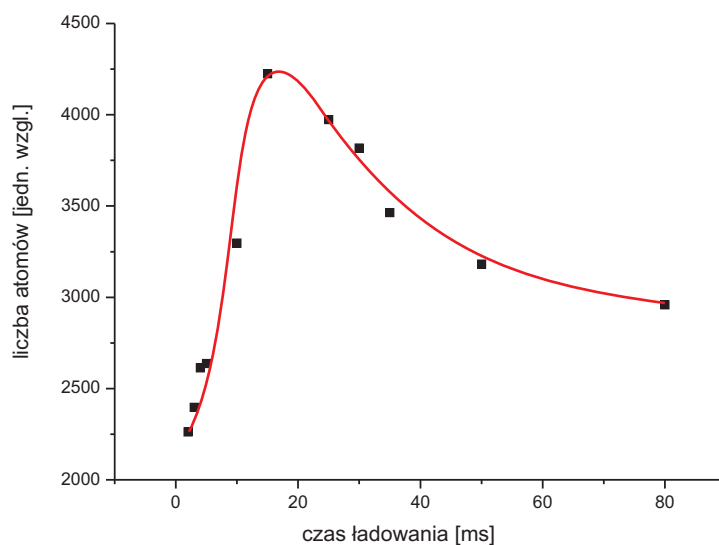
Rys. 3.3 Przebieg czasowy ładowania i diagnostyki pułapki ODT.

W pierwszej fazie ładowana jest pułapka MOT. Wiązka chłodząca odstrojona jest w tej fazie o 16,5 MHz od rezonansu atomowego $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=2-F^*=3$, dla atomów ^{87}Rb i posiada całkowitą moc 20 mW. Wiązka repompująca ma całkowitą moc 6 mW i dostrojona jest do rezonansu atomowego $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=1-F^*=2$. Są to optymalne warunki do załadowania pułapki MOT. Faza ta trwa kilka sekund. Do pułapki ładowane jest $\sim 10^7$ atomów w temperaturze 100 μK .

Kolejna faza to ładowanie pułapki ODT. Wiązka chłodząca jest w tej fazie odstrajana od rezonansu atomowego $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=2-F^*=3$ o 90 MHz, a repompująca osłabiana dziesięciokrotnie do mocy 600 μW . Dzięki temu temperatura w pułapce MOT zostaje zmniejszona (działa mechanizm chłodzenia z gradientem polaryzacji [4] oraz osłabienie rezonansowego rozpraszania fotonów i zmniejszenie częstości zimnych zderzeń). Tworzy się wtedy tzw. „ciemna pułapka” (*Dark MOT*, dMOT). Następnie wyłączana jest wiązka repompująca, co powoduje w czasie 1ms przepompowanie atomów do stanu $5^2S_{1/2}$ $F=1$, który jest najniższym podstawowym stanem energetycznym. Dzięki przepompowaniu atomów do tego stanu, zmniejszają się straty atomów w pułapce ODT poprzez zderzenia elastyczne związane z energią kinetyczną atomów. Potem wyłączana jest wiązka chłodząca i kwadrupolowe pole magnetyczne. Ta faza ładowania pułapki ODT kończy się po kilkunastu milisekundach.

W trakcie ładowania pułapki ODT, istotne znaczenie ma wielkość odstrojenia wiązki chłodzącej (faza dMOT), osłabienie wiązki repompującej, ale także sam czas ładowania. Dokładny mechanizm i dynamika ładowania ODT bardzo silnie zależy od rodzaju pułapki. Badania nad procesem ładowania pułapek: blisko odstrojonej oraz FORT (z laserami Ti:S

oraz Nd:YAG) zostały opisane w pracy doktorskiej Leszka Krzemienia [35], oraz w pracy [37]. W przypadku omawianej w tej pracy pułapki z laserem CO₂, optymalne warunki to odstrojenie wiązki chłodzącej o 90 MHz od rezonansu, osłabienie wiązki repompującej do 600 μW oraz czas ładowania 15 ms. Przykładową krzywą ładowania dla optymalnego odstrojenia wiązki chłodzącej i osłabienia repompującej, przedstawia poniższy wykres (Rys. 3.4)



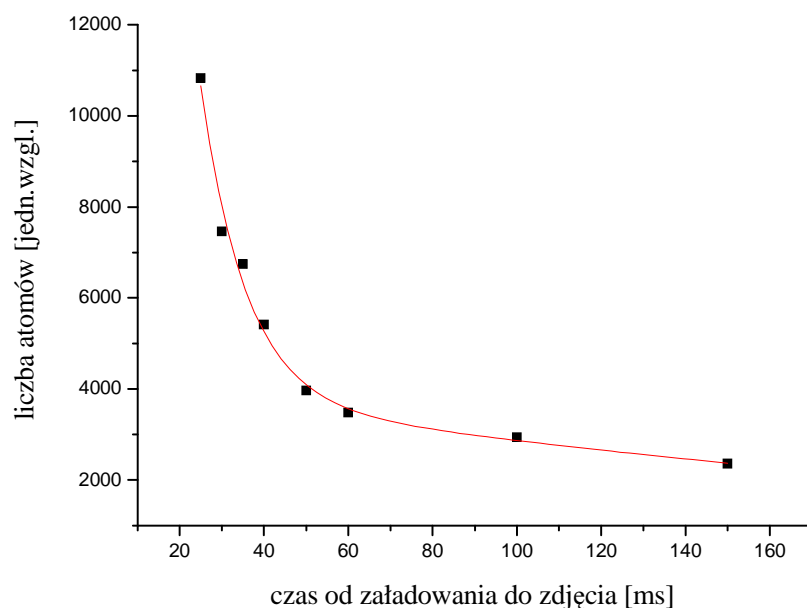
Rys. 3.4 Krzywa ładowania pułapki ODT z laserem CO₂ przy odstrojeniu wiązki chłodzącej o 90 MHz od rezonansu atomowego $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=2-F'=3$ i mocy wiązki repompującej 600 μW w fazie ładowania. Krzywa przedstawia liczbę załadowanych atomów (całka z fluorescencji atomów w pułapce proporcjonalna do liczby atomów) w zależności od czasu ładowania pułapki. Na czerwono schematyczna krzywa łącząca punkty pomiarowe.

Po załadowaniu pułapki następuje faza przetrzymywania atomów w pułapce, a po niej diagnostyka.

3.2.1 Czas życia pułapki

Bardzo istotnym parametrem w kontekście badań koherencji atomowych i zastosowań pułapki ODT, jest czas życia pułapki ODT. By zmierzyć czas życia, zrobiono serię zdjęć fluorescencyjnych dla atomów w pułapce po różnych czasach od momentu jej załadowania. Zmieniano okres czasu określony na schemacie przedstawiającym przebieg czasowy eksperymentu (Rys. 3.3) jako „przetrzymywanie”. Następnie sporządzono wykres przedstawiający zależność liczby atomów (całka z obrazu fluorescencji atomów w pułapce

proporcjonalna do liczby atomów) od czasu, który minął od ich załadowania do pułapki ODT (Rys 3.5).



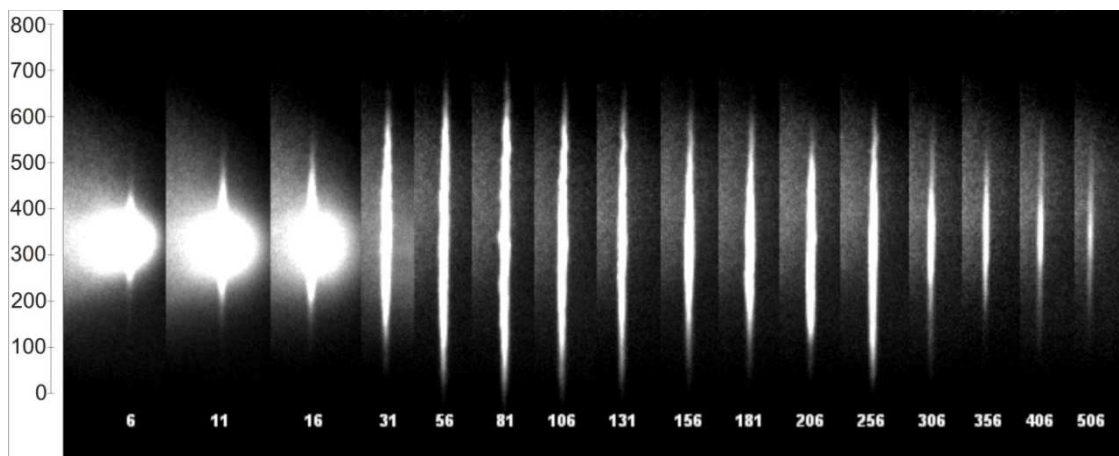
Rys. 3.5 Krzywa zaniku, przedstawiająca spadek liczby atomów (całka z obrazu fluorescencji atomów w pułapce proporcjonalna do liczby atomów) w pułapce ODT z laserem CO₂ w zależności od czasu jaki minął od ich załadowania do pułapki do momentu zrobienia zdjęcia fluorescencyjnego.

W początkowej fazie po załadowaniu atomów do pułapki ODT – duża gęstość atomów w pułapce, ich ucieczka zdominowana jest przez zderzenia pomiędzy nimi, co powoduje hiperboliczny zanik atomów w pułapce ($dN = -BN^2dt$, gdzie B jest stałą). Kiedy gęstość atomów w pułapce jest niewielka, straty spowodowane są głównie zderzeniami z molekułami tła. Powoduje to eksponencjalny zanik atomów w pułapce ($dN = -ANdt$, gdzie A jest stałą) [38].

Do otrzymanej zależności dopasowano krzywą w postaci sumy hiperboli reprezentującej bardzo szybki zanik w początkowej fazie od załadowania pułapki oraz krzywej eksponencjalnej dominującej dla czasu $t > 60$ ms. Z zaniku krzywej eksponencjalnej, wyznaczono czas życia pułapki, który wynosi 350 ms.

3.2.2 Głębokość i częstotliwości pułapki

Wyznaczając czas życia pułapki, zauważono możliwość prostego pomiaru jej częstotliwości poprzez pomiar okresu oscylacji pułapki widocznych na zdjęciach (Rys. 3.6) [39].



Rys 3.6 Oscylacje podłużne i poprzeczne pułapki ODT z laserem CO₂. Liczby pod poszczególnymi zdjęciami to czas jaki minął od załadowania pułapki do zdjęcia wyrażony w ms. Pionowa skala pokazuje rozmiar pułapki w μm. Na pierwszych trzech zdjęciach widoczny jest dMOT.

Możliwość obserwacji oscylacji jest spowodowana niedokładnym przekryciem ogniska pułapki ODT oraz centrum pułapki MOT. Widoczne są oscylacje podłużne w formie wydłużania się pułapki, a następnie zwężania w kierunku rozchodzenia się wiązki pułapkującej z. Rysunek obejmuje niewiele ponad jeden okres oscylacji podłużnej. Można zaobserwować także oscylacje poprzeczne, prostopadłe do kierunku rozchodzenia się wiązki pułapkującej, w postaci „falowania” pułapki w tym kierunku. Oscylacje poprzeczne są lepiej widoczne (w formie poprzecznych zafalowań chmury atomowej) na kolejnym rysunku (Rys. 3.7).

Zmierzono okres drgań podłużnych pułapki $\omega_z=3,0(0,5)$ Hz, można porównać go z wyliczonym ze wzoru (1.13), który wyniósł 4Hz. Zmierzono także okres drgań poprzecznych $\omega_r=200(5)$ Hz, podczas gdy obliczona ze wzoru (1.14) wartość wyniosła 253 Hz. Wyniki te nie zgadzają się ze sobą nawet w granicy błędu. Jedną z przyczyn może być błędne obliczenie głębokości potencjału (1.15), która jest wykorzystywana do obliczeń częstości pułapki.

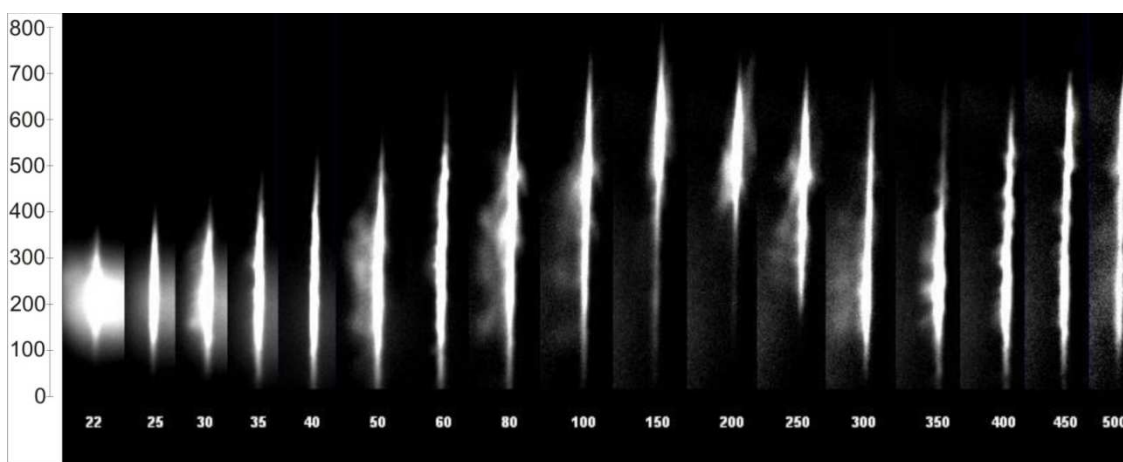
Należy zwrócić uwagę na parametry użyte do obliczenia głębokości pułapki, mianowicie całkowitą moc wiązki oraz promień ogniska wiązki, które wyznaczają natężenie wiązki, jakie należy wstawić do wzoru (1.15). Zmiana dowolnego z tych parametrów ma wpływ na głębokość jamy potencjału. Z uwagi na brak stabilizacji temperaturowej lasera CO₂, jego moc może fluktuować, a rozmiar ogniska wiązki został wyznaczony dla wiązki ODT skupionej dokładnie w centrum komory próżniowej. W związku z opisanymi w dalszej części pomiarami nieliniowego efektu Faradaya, konieczne jest kompensowanie zewnętrznych składowych pól magnetycznych z użyciem cewek kompensujących. Cewki te przesuwają

położenie pułapki MOT, co powoduje, że koniecznym jest także przesunięcie soczewki skupiającej wiązkę ODT w celu przekrycia pułapki MOT i ogniska wiązki. W ten sposób rozmiar ogniska ulega zmianie i powoduje systematyczne błędy pomiarowe, które najprawdopodobniej są przyczyną wyżej wymienionych rozbieżności.

Głębokość potencjału obliczona z uwzględnieniem wszystkich przyczynków (1.15) dla stanu podstawowego $5^2S_{1/2}$ atomów ^{87}Rb z użyciem tablic Kurucza [8], w naszym przypadku wyniosła $148\ \mu\text{K}$.

Obserwowane oscylacje mogą być wynikiem drgań nie tylko dipolowych ale i wyższych rzędów, jak np. kwadrupolowe. Ewentualny udział drgań wyższych rzędów w oscylacjach chmury, także może sprawiać, że wartości częstości pułapki wyznaczone w opisany powyżej sposób mogą być niedokładne.

W kolejnym kroku postanowiono przemieścić centrum pułapki MOT względem ogniska pułapki ODT o 1 cm osi wzdłuż pułapki. Oscylacje pułapki stały się wówczas lepiej widoczne. Poniższy rysunek przedstawia sekwencję zdjęć ukazujących opisaną sytuację.



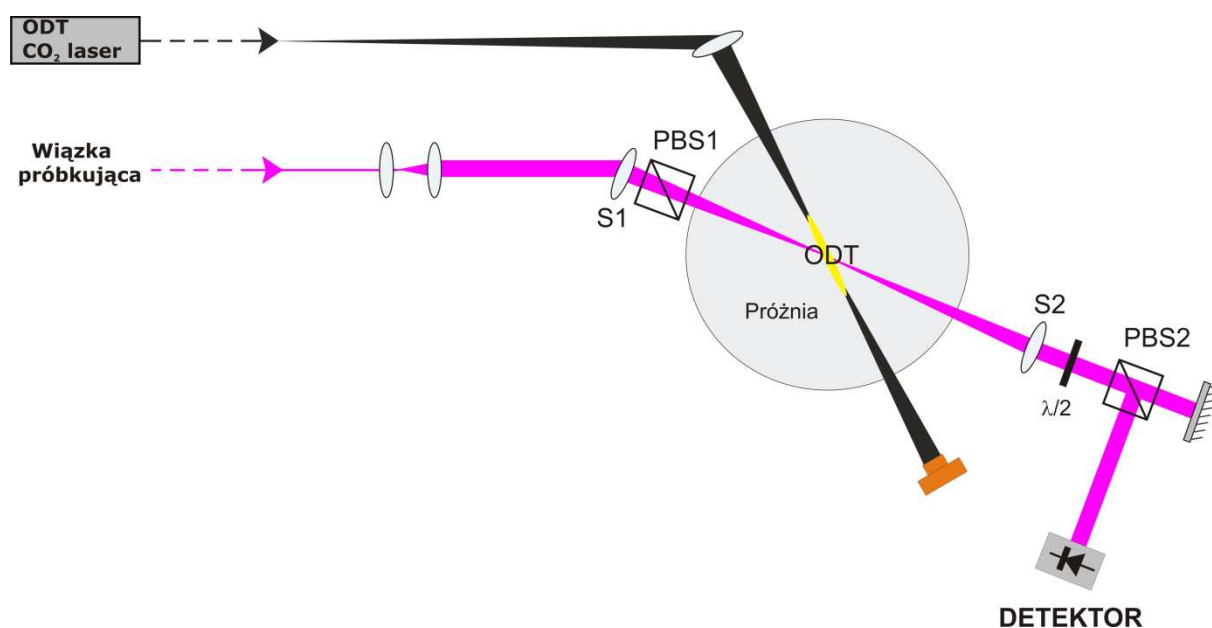
Rys. 3.7 Oscylacje podłużne i poprzeczne pułapki ODT z laserem CO_2 . Liczby pod poszczególnymi zdjęciami to czas jaki minął od załadowania pułapki do zdjęcia wyrażony w ms. Pionowa skala pokazuje rozmiar pułapki w μm . Ognisko pułapki ODT zostało przesunięte względem centrum pułapki MOT o 1 cm, przez co oscylacje stały się lepiej widoczne.

Oscylacje chmury są poważnym ograniczeniem w pomiarach NFR i AMOR ponieważ powodują ucieczkę atomów z obszaru próbkowania. W celu optymalizacji pułapki ODT do pomiarów związanych z NFR i AMOR, ognisko wiązki ODT zostało dokładnie przekryte z centrum pułapki MOT, tak by obserwowane oscylacje były znikome.

4 BADANIE NIELINIOWEJ MAGNETOROTACJI

4.1 Geometria układu pomiarowego

Po skonstruowaniu pułapek MOT oraz ODT, zamontowano dodatkowe cewki podłużnego (względem propagacji wiązki), pola magnetycznego (podrozdział 2.5.3) oraz wprowadzono liniowo spolaryzowaną wiązkę próbkującą (podrozdział 2.1.1). Poniższy rysunek, ukazuje szczegółowo geometrię układu.



Rys. 4.1 Geometria układu do pomiarów NFR.

Na początku, odpowiednio przygotowana wiązka próbkująca (w rezonansie z przejściem $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=2-F'=3$), pochodząca z dolnej części stołu optycznego, poprowadzona została do górnej części stołu, gdzie wykonywany jest eksperyment, poprzez jednomodowy światłowód zachowujący polaryzację. Po opuszczeniu światłowodu, poszerzona została teleskopem do rozmiaru 1 mm (promień w $1/e^2$). Kolejnym krokiem było trafienie wiązką w centrum komory próżniowej w miejscu, w którym znajduje się chmura atomowa w pułapkach MOT oraz ODT. W celu wstępnego trafienia użyto dwóch luster w konfiguracji „zygzak” i obserwowano wydmuchiwanie atomów z pułapki MOT związane z oświetlaniem ich rezonansową wiązką. Na drodze wiązki, tuż przed wejściem do komory próżniowej umieszczona została kostka PBS1 w celu zapewnienia liniowej polaryzacji wiązki. Po opuszczeniu komory, wiązka trafia na kolejną kostkę PBS2 służącą jako analizator skrzyżowany z polaryzatorem. Przed analizatorem umieszczono płytkę półfalową ($\lambda/2$), której

obrót jest równoważny zmianie efektywnego kąta między polaryzatorem i analizatorem, w szczególności pozwala to na łatwe odkrzyżowanie polaryzatora i analizatora. Za analizatorem wiązka podzielona została na dwa ramiona, z których jedno trafiało na detektor a drugie na lustro w celu powrotnego odbicia części wiązki do komory. Efektywny kąt skrzyżowania polaryzatorów wejściowego oraz wyjściowego został przy pomocy płytki półfalowej ($\lambda/2$) ustawiony na 45° . Powrotne odbicie miało za zadanie częściową kompensację wydmuchu atomów z pułapki związanego z oświetlaniem ich rezonansową wiązką. Wiązka próbkująca tworzyła wraz z wiązką pułapki ODT kąt 35° . Dużo lepszym rozwiązaniem dającym znacznie dłuższy czas oddziaływania wiązki próbkującej z oscylującą chmurą, byłoby równoległe przekrycie wiązek. Niestety kąt ten wymuszony jest poprzez konstrukcję komory próżniowej.

Omówionej geometrii wiązki próbkującej używano jedynie we wstępnej fazie eksperymentu. Następnie zmieniono konfigurację dodając układ soczewki S1 o ogniskowej 300 mm skupiającej wiązkę próbkującą w komorze oraz dodatkowej soczewki S2 również o ogniskowej 300 mm umieszczonej za komorą. Obie soczewki znajdowały się na wózkach przesuwnych w kierunku podłużnym, z dokładnością przesuwu 1/100 mm. Układ miał za zadanie zapewnić możliwość regulacji wielkości obszaru przekrycia wiązki próbkującej z próbką zimnych atomów w ODT poprzez przesuw ogniska wiązki próbkującej.

4.2 Kształt sygnałów magnetorotacji

W podrozdziale 1.3.1 został opisany mechanizm powstawania rezonansów związanych z nieliniowym efektem Faradaya. Przyjrzyjmy się teraz bliżej i przedyskutujmy jak powinien wyglądać kształt obserwowanych przez nas sygnałów dla konfiguracji przedstawionej na rysunku 4.1.

Obierzmy kartezjański układ współrzędnych, taki że oś polaryzatora liniowego PBS1 będzie wyznaczona przez oś x , a kierunek propagacji wiązki próbkującej będzie wzdłuż osi z .

Pole fali świetlnej po przejściu przez polaryzator PBS1 będzie dane przez

$$\vec{E}_i(z, \omega) = E_0(\omega) \hat{e}_x e^{-i(\omega t - kz)}, \quad (4.1)$$

gdzie E_0 to amplituda pola, ω oznacza częstotliwość fali świetlnej,

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (4.2)$$

to liczba falowa światła, a \hat{e}_x to wersor kierunkowy osi x (dla pozostałych osi y oraz z odpowiednio będą to wersory \hat{e}_y oraz \hat{e}_z) w obranej bazie kartezjańskiej.

Ponieważ liniowa polaryzacja wiązki próbującej, może być potraktowana jako złożenie dwóch polaryzacji kołowych o przeciwnej skrętności σ^+ i σ^- , dla ułatwienia obliczeń można zmienić bazę z kartezjańskiego układu współrzędnych $\{\hat{e}_x, \hat{e}_y, \hat{e}_z\}$ na bazę w układzie cylindrycznym $\{\hat{e}_+, \hat{e}_-, \hat{e}_0\}$, taką że

$$\hat{e}_{\pm} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} \{\hat{e}_x \pm i \cdot \hat{e}_y\}, \quad \hat{e}_0 = \hat{e}_z. \quad (4.3)$$

Pole fali świetlnej po przejściu przez chmurę atomów można zapisać w nowej bazie jako

$$\vec{E}_t(z, t) = A_+ \hat{e}_+ e^{i(\eta_+ z - \omega t)} + A_- \hat{e}_- e^{i(\eta_- z - \omega t)}, \quad (4.4)$$

gdzie A_+ i A_- to amplitudy, a η_+ i η_- to zespolone współczynniki załamania odpowiednio dla składowych polaryzacji σ^+ i σ^- .

Z warunku ciągłości na granicy ośrodków (początek układu współrzędnych, $z=0$), gdzie $E_t(z=0) = E_r(z=0)$ można policzyć wartości

$$A_{\pm} = \mp \frac{E_0}{\sqrt{2}}. \quad (4.5)$$

Znając pole fali świetlnej E_t i rzutując go na oś analizatora PBS2, która tworzy kąt $90^0 + \varphi$ (wersor kierunkowy analizatora to $\hat{e}_a = \hat{e}_x \sin \varphi + \hat{e}_y \cos \varphi$) z osią polaryzatora PBS1, gdzie φ to kąt odkrzyżowania polaryzatora PBS1 i analizatora PBS2, można otrzymać pole fali świetlnej po przejściu przez analizator

$$\vec{E}_m(l, t) = \frac{1}{2} E_0(\omega) (i e^{-i\varphi} e^{i(\eta_+ l - \omega t)} - i e^{i\varphi} e^{i(\eta_- l - \omega t)}), \quad (4.6)$$

gdzie l to długość obszaru oddziaływania wiązki z atomami (w eksperymencie wyznaczona przez rozmiar pułapki).

Znając pole fali świetlnej można policzyć natężenie światła padające na detektor umieszczony na wprost wiązki

$$I_m = \frac{1}{4} I_0 \left\{ \begin{aligned} & \left[(e^{-\text{Im} \eta_+ l} + e^{-\text{Im} \eta_- l})^2 - 4 \sin^2 \left(\frac{\text{Re} \eta_+ - \text{Re} \eta_-}{2} l \right) \cdot e^{-(\text{Im} \eta_+ + \text{Im} \eta_-) l} \right] \sin^2 \varphi + \\ & \left[(e^{-\text{Im} \eta_+ l} - e^{-\text{Im} \eta_- l})^2 + 4 \sin^2 \left(\frac{\text{Re} \eta_+ - \text{Re} \eta_-}{2} l \right) \cdot e^{-(\text{Im} \eta_+ + \text{Im} \eta_-) l} \right] \cos^2 \varphi + \\ & - 2 \sin 2 \left(\frac{\text{Re} \eta_+ - \text{Re} \eta_-}{2} l \right) \sin 2 \varphi \cdot e^{-(\text{Im} \eta_+ + \text{Im} \eta_-) l} \end{aligned} \right\}, \quad (4.7)$$

gdzie $I_0 = |E_0|^2$.

Zespolony współczynnik załamania światła dany jest przez

$$\eta = \text{Re} \eta + i \kappa, \quad (4.8)$$

gdzie n to współczynnik załamania światła, a κ to współczynnik absorpcji.

Korzystając z zależności (4.8) można przepisać równanie (4.7) do postaci

$$I_m = \frac{1}{4} I_0 \left\{ \begin{aligned} & \left[(e^{-\kappa_+ l} + e^{-\kappa_- l})^2 - 4 \sin^2 \theta \cdot e^{-(\kappa_+ + \kappa_-) l} \right] \sin^2 \varphi + \\ & \left[(e^{-\kappa_+ l} - e^{-\kappa_- l})^2 + 4 \sin^2 \theta \cdot e^{-(\kappa_+ + \kappa_-) l} \right] \cos^2 \varphi + \\ & - 2 \sin 2 \theta \sin 2 \varphi \cdot e^{-(\kappa_+ + \kappa_-) l} \end{aligned} \right\}, \quad (4.9)$$

gdzie θ to kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła dany przez (1.17).

Rozpatrzmy teraz dwie sytuacje: pierwszą, gdy polaryzatory PBS1 i PBS2 są skrzyżowane ($\varphi=0$) oraz drugą, gdy polaryzatory są odkrzyżowane o kąt $\varphi=45^\circ$, jak w naszym eksperymencie.

Wyrażenie (4.9) w pierwszym przypadku przyjmie postać

$$I_m = \frac{1}{4} I_0 (e^{-\kappa_+ l} + e^{-\kappa_- l})^2 + I_0 \sin^2 \theta \cdot e^{-(\kappa_+ + \kappa_-) l}, \quad (4.9a)$$

a w drugim

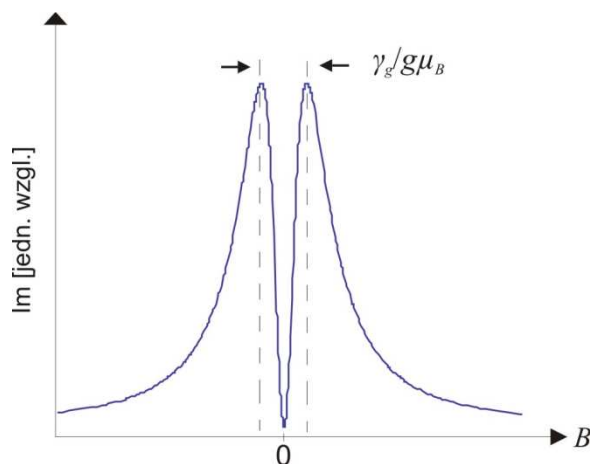
$$I_m = \frac{1}{4} I_0 (e^{-2\kappa_+ l} + e^{-2\kappa_- l}) - \frac{1}{2} I_0 \sin 2 \theta \cdot e^{-(\kappa_+ + \kappa_-) l}. \quad (4.9b)$$

Na zależność (4.9a) składają się dwa człony. Pierwszy z nich związany jest z dichroizmem, a drugi z dwójłomnością ośrodka. Zauważyć można, że dla wiązki próbującej będącej w eksperymencie w rezonansie z przejściem atomowym współczynniki absorpcji κ_+ i κ_- dla

składowych σ^+ i σ^- będą sobie równe, w związku z czym pierwszy człon wyrażenia zniknie. W drugim członie można zaś zrobić przybliżenie, zakładając małą absorpcję (małą gęstość ośrodka) i przyrównać eksponentę do 1. Przy takich założeniach wyrażenie (4.9a) przyjmie postać prawa Malusa

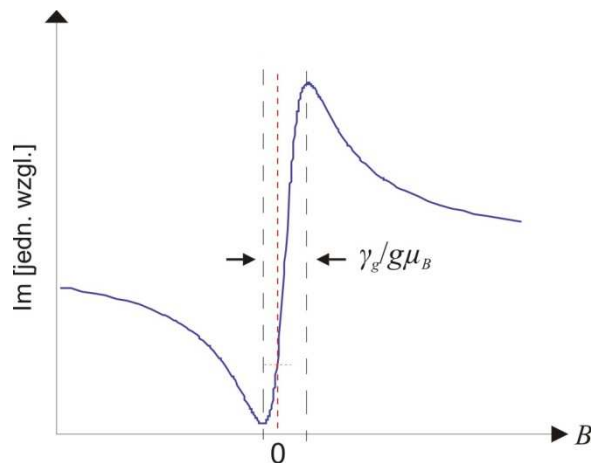
$$I_m = I_0 \sin^2 \theta. \quad (4.10)$$

Zatem sygnał, który zarejestruje detektor, w pierwszym przypadku proporcjonalny będzie do $\sin^2 \theta$. Z uwagi na dyspersyjną zależność $\theta(B)$, kształt sygnału będzie wyglądał jak na poniższym rysunku (Rys. 4.2). W przypadku nierezonansowej wiązki próbującej, sygnał zostanie przesunięty o stałą wartość – pierwszy człon wyrażenia (4.9a), z uwagi na to, że $\kappa_+ \neq \kappa_-$. Sygnał będzie symetryczny względem $B=0$.



Rys. 4.2 Modelowy sygnał który zarejestruje detektor w układzie z rysunku 4.1 w konfiguracji dwóch skrzyżowanych polaryzatorów.

Podobnie jak w pierwszym przypadku, na zależność (4.9b), składają się dwa człony. Przy takim samym założeniu jak powyżej – mała absorpcja, zauważyć można, że sygnał jaki zarejestruje detektor, będzie proporcjonalny do $\sin 2\theta$. W związku z tym, że kąt $\theta(B)$ jest proporcjonalny do różnicy współczynników załamania światła $n_+ - n_-$ (1.17), a różnica ta ma charakter dyspersyjny, sygnał, który zarejestruje detektor, także będzie miał charakter dyspersyjny (Rys. 4.3). Ponadto sygnał będzie przesunięty o stałą wartość – pierwszy człon wyrażenia (4.9b), w przypadku nierezonansowej wiązki próbującej ($\kappa_+ \neq \kappa_-$), a także, ze względu na sumę eksponent w pierwszym członie (4.9b), będzie on niesymetryczny względem $B=0$.



Rys. 4.3 Modelowy sygnał który zarejestruje detektor w układzie z rysunku 4.1 w konfiguracji dwóch polaryzatorów odkrzyżowanych o kąt 45° . Czerwoną przerywaną linią zaznaczono środek sygnału.

4.3 Pomiar nieliniowego efektu Faradaya

Sekwencję czasową eksperymentu przedstawia poniższy schemat (Rys. 4.4).

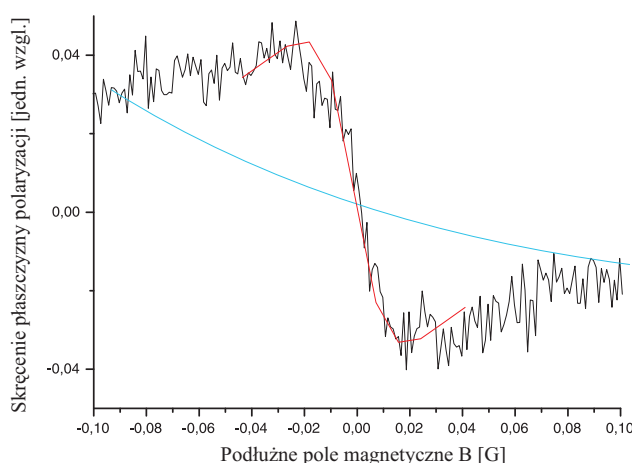
	Ładowanie MOT	Ładowanie ODT		Pomiar
wiązka chłodząca	odstrojenie 16,5MHz	Dalekie odstrojenie		
wiązka repompująca			1ms	
wiązka ODT				
pole kwadrupolowe MOT				
pole magnetyczne NLFR				
wiązka próbkująca				
	500ms	~15ms	5ms	5-10ms

Rys. 4.4 Przebieg czasowy eksperymentu dla badania magnetorotacji.

Na początku ładowana jest pułapka MOT, a następnie pułapka ODT. Po załadowaniu atomów do pułapki ODT następuje krótka faza przetrzymania atomów w pułapce trwająca około 5 ms. Związana jest ona z opóźnieniami migawek przysłaniających wiązkę i służy przepompowaniu atomów ze stanu $5^2S_{1/2}, F=1$, w którym są uwięzione do stanu $5^2S_{1/2}, F=2$ przy użyciu 1 ms impulsu wiązki repompującej. Po przepompowaniu atomów do odpowiedniego stanu, następuje faza pomiaru. Włączane jest podłużne względem propagacji wiązki pole magnetyczne oraz wiązka próbkująca. Pole magnetyczne przemiatane jest w odpowiednim czasie 5-10 ms, a sygnał jest rejestrowany w sposób ciągły na detektorze.

4.3.1 Pierwsze sygnały

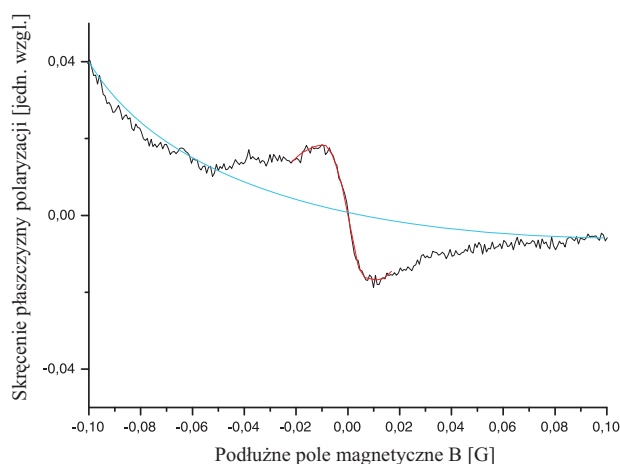
W pierwszej fazie eksperymentu pracowano w konfiguracji bez użycia soczewek skupiających wiązkę próbkującą i używano detektora własnej konstrukcji z diodą *OPT101* o czułości 30 mV/nW oraz paśmie przenoszenia 2 kHz. Podłużne pole magnetyczne przemiatane było w zakresie 1 G w czasie 5 ms, a natężenie wiązki próbkującej wynosiło $1,9 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ (moc całkowita $3 \mu\text{W}$). Przy użyciu cewek kompensujących (podrozdział 2.5.2) skompensowano wstępnie poprzeczne składowe zewnętrznego pola magnetycznego. Była to bardzo ważna faza doświadczenia, ponieważ bez kompensacji sygnały NFR były zupełnie niewidoczne. Dzięki kompensacji udało się zaobserwować pierwsze sygnały związane z NFR. Na poniższym wykresie (Rys. 4.5) przedstawiono przykładowy sygnał, którego szerokość wyniosła ~ 50 mG (dopasowano krzywą dyspersyjną). Zarówno w przypadku tego, jak i kolejnych sygnałów, przesunięto oś pionową tak by środek sygnału był w zerze.



Rys.4.5 Jeden z pierwszych zarejestrowanych sygnałów NFR. Sygnał uśredniony dwukrotnie. Wykres przedstawia fragment zarejestrowanego sygnału. Na czerwono dopasowana krzywa dyspersyjna. Na niebiesko krzywa ukazująca schematycznie zanik atomów w pułapce zachodzący w czasie 5ms potrzebnym na przemiatanie pola magnetycznego.

Na szerokość oraz jakość sygnału NFR istotny wpływ mają czynniki, m.in. takie jak moc wiązki próbkującej oraz zaburzenia pochodzące od składowych zewnętrznego pola magnetycznego poprzecznych względem propagacji wiązki (składowe podłużne nie poszerzają, a jedynie przesuwają środek rezonansu). Poprzez zwiększenie mocy wiązki próbkującej szerokość rezonansu NFR ulega zwiększeniu. Jest to tzw. poszerzenie mocą. Poprzez nieskompensowane składowe poprzeczne pola magnetycznego, sygnał również ulega poszerzeniu. Zaburzeniu ulega kształt sygnału i jego amplituda, mogąc wręcz uniemożliwić obserwację sygnału NFR.

W celu polepszenia jakości sygnału oraz zwężenia rezonansu NFR, zmniejszono natężenie wiązki próbującej do $0,3 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ (moc całkowita 500 nW). Skrócono też czas ładowania pułapki MOT do 500 ms, co jest możliwe z uwagi na szybkie, ponowne załadowanie atomów do pułapki MOT po każdym cyklu pomiarowym, który trwa na tyle krótko, że atomy nie rozbiegają się zbyt daleko. Dzięki temu ponowna obserwacja sygnału z częstością około 2 Hz (ponowne ładowanie pułapki MOT) pozwalała na dokonanie dokładniejszej kompensacji poprzecznych składowych pola magnetycznego. Udało się w ten sposób otrzymać znacznie lepsze i węższe rezonanse o szerokości rzędu 20 mG (Rys. 4.6).

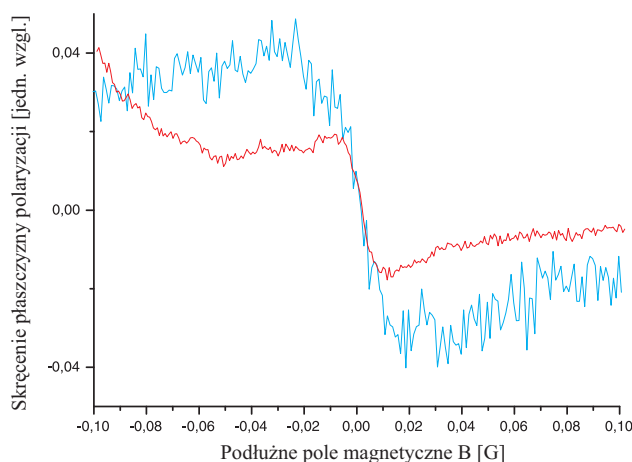


Rys.4.6 Sygnał NFR po dokonaniu dokładniejszej kompensacji poprzecznych składowych pola magnetycznego oraz obniżeniu mocy wiązki próbującej z $2\mu\text{W}$ do 500nW . Sygnał uśredniony dwukrotnie. Wykres przedstawia fragment zarejestrowanego sygnału. Na czerwono dopasowana krzywa dyspersyjna. Na niebiesko krzywa ukazująca schematycznie zanik atomów w pułapce zachodzący w czasie 5ms potrzebnym na przemiatanie pola magnetycznego.

W trakcie pomiarów obserwowano eksponencjalny zanik sygnału związany z ucieczką atomów z pułapki ODT, co uwzględniono podczas dopasowania krzywej dyspersyjnej w celu wyznaczenia szerokości rezonansu (widoczne na Rys. 4.6). Na powyższych wykresach (Rys. 4.5 i 4.6) zanik sygnału ilustruje niebieska krzywa. Należy zwrócić uwagę na to, że krzywa ta ma jedynie schematyczny charakter. Jej dokładne wyznaczenie wymagałoby dodatkowych systematycznych badań dynamiki zaniku atomów w pułapce, wynikającej z wielu czynników (zderzenia z gorącymi atomami tła, wydmuch przez ciśnienie światła od wiązki próbującej, oscylacje chmury itp.).

Wykresy z rysunku 4.5 oraz 4.6 są w jednakowej skali. Mniejsza amplituda sygnału z rysunku 4.6 wynika z mniejszego natężenia wiązki próbującej. Poniższy rysunek

przedstawia wykresy z rysunków 4.5 i 4.6 wykreślone w jednym układzie współrzędnych, w celu porównania.



Rys. 4.7 Wykresy z rysunków 4.5 (krzywa niebieska) i 4.6 (krzywa czerwona) wykreślone w jednym układzie współrzędnych w celu porównania.

4.3.2 Optymalizacja sygnału

Po wstępnych pomiarach, na drodze wiązki próbkującej zamontowano wcześniej omówiony układ soczewek w celu zawężenia wiązki do obszaru chmury atomowej.

Przy użyciu techniki obrazowania fluorescencyjnego z użyciem impulsu rezonansowej wiązki próbkującej wyznaczono obszar oddziaływania wiązki próbkującej z atomami w pułapce ODT. Wiązka próbkująca o promieniu $(1/e^2)$ $200\ \mu\text{m}$ w miejscu przecięcia pułapki ODT pod kątem 35° wyznaczyła obszar oddziaływania $0,007\ \text{mm}^3$.

Oprócz poszerzenia mocą i zaburzenia poprzez poprzeczne składowe zewnętrznego pola magnetycznego, dodatkowym problemem w rejestracji sygnałów NFR, jest szybkość zmiany podłużnego pola magnetycznego. Wydłużenie czasu pomiaru lub zawężenie obszaru skanu pola magnetycznego, wpływa w znaczący sposób na rejestrację sygnałów. Jest to związane z czasem potrzebnym na wytworzenie koherencji podpoziomów zeemanowskich odpowiedzialnych za NFR oraz ich rejestracją. Wywołanie i detekcja istotnych zmian długożyjących obserwabli musi bowiem zachodzić z długą stałą czasową. Zbyt szybki skan pola zaburza rejestrowany sygnał NFR, poszerzając go i deformując jego kształt.

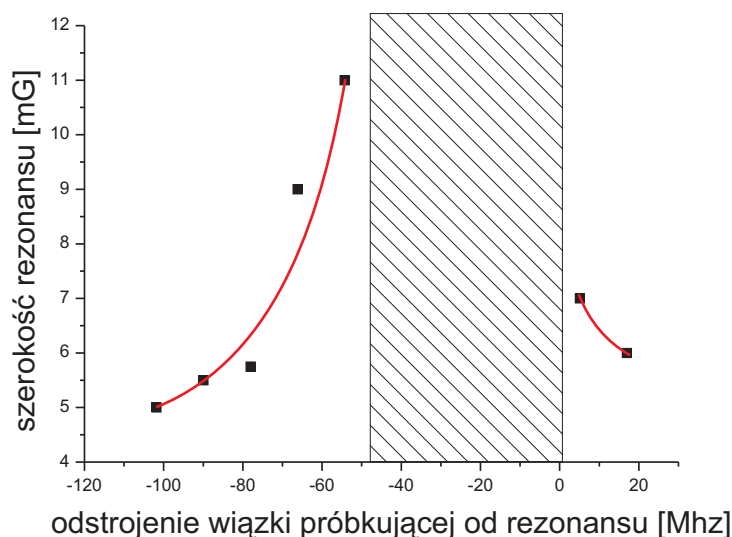
Udało się wydłużyć czas skanu pola magnetycznego, czyli czas pomiaru, do 10 ms. Dalsze próby skończyły się niepowodzeniem. Spowodowane jest to: a) utratą atomów z pułapki poprzez przepompowanie ich przed pomiarem do stanu $5^2S_{1/2}$, $F=2$, który nadaje atomom

większą energię, b) przez opisane w podrozdziale 3.2.2 oscylacje chmury, a także c) przez wydmuch atomów przez rezonansową wiązkę próbkującą, który nawet przy małych mocach wiązki, nie pozostaje bez znaczenia.

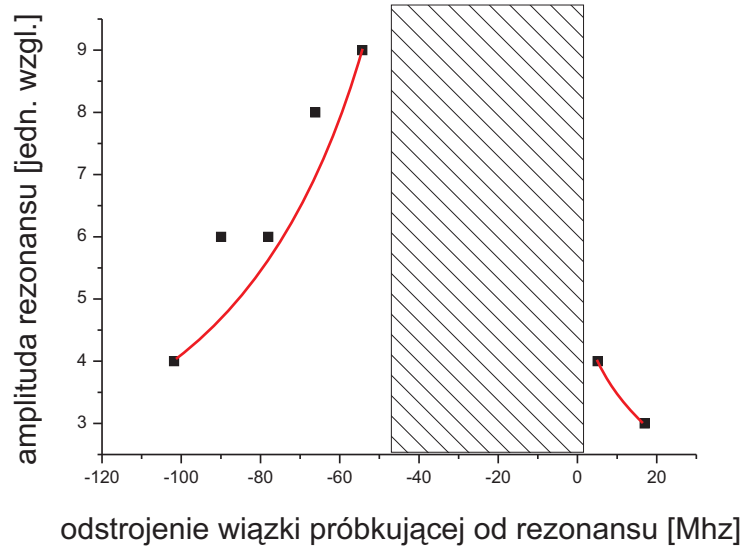
Dokonano także zmiany w układzie sterującym cewkami podłużnego pola magnetycznego (Rys. 2.8). Zawężono dwudziestokrotnie zakres zmiany pola magnetycznego przy napięciu sterującym ± 10 V oraz zwiększono czułość sterowania cewkami kompensującymi w celu możliwości dokładniejszej kompensacji poprzecznych składowych zewnętrznego pola magnetycznego.

Zgodnie z poprzednią sekwencją czasową (Rys. 4.4), udało się uzyskać około dwudziestokrotnie węższe rezonanse od omówionych poprzednim podrozdziale. Przeprowadzono szereg pomiarów w celu uzyskania zależności szerokości rezonansu od parametrów takich jak moc i odstrojenie wiązki.

Jako pierwszą, zbadano zależność szerokości i amplitudy rezonansu od odstrojenia wiązki próbkującej. Otrzymane wyniki przedstawiają poniższe wykresy (Rys. 4.8). Czas pomiaru trwał 10 ms, a szerokość skanu obejmowała 0,3 G. Natężenie wiązki próbkującej wynosiło $0,6 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ (moc całkowita 40 nW).



a)



b)

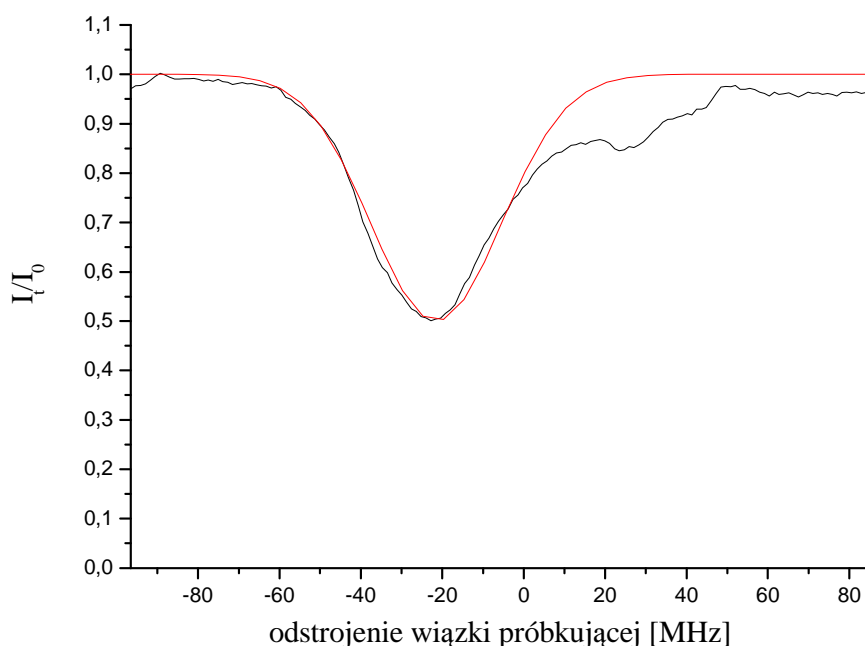
Rys. 4.8 Zależności a) szerokości oraz b) amplitudy rezonansu NFR od odstrojenia wiązki próbującej. Zakreślony obszar był niedostępny do pomiarów ze względu na wydmuch atomów. Na czerwono schematyczne krzywe łączące punkty pomiarowe.

Zaobserwowano wzrost szerokości sygnału oraz jego amplitudy wraz ze zmniejszaniem odstrojenia wiązki próbującej od rezonansu $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=2-F'=3$. Zauważono także bardzo silny wydmuch atomów w okolicy rezonansu obejmujący obszar około 50 MHz, uniemożliwiający pomiary w tym zakresie oraz przesunięcie rezonansu o około -20 MHz, które związane jest z różnicowym przesunięciem światłem poziomów $5^2S_{1/2}, F=2$ oraz $5^2P_{3/2}, F'=3$.

W celu potwierdzenia powyższych obserwacji, zbadano widmo absorpcji wiązki próbującej w pułapce ODT (Rys. 4.9). Wyznaczono jego szerokość, która wyniosła 37(3) MHz (FWHM) oraz przesunięcie maksimum absorpcji o -21,5(0,3) MHz związane z różnicowym przesunięciem światłem (*light-shift*) podpoziomów związanych z rezonansem atomowym $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=2-F'=3$, wywołanym przez wiązkę pułapki ODT. Porównano wartość przesunięcia otrzymaną doświadczalnie z obliczoną na podstawie (1.19). Obliczona wartość wyniosła 20 MHz. Przyczyna rozbieżności może być podobna jak w przypadku wyznaczania częstości pułapki. Poziom absorpcji wyniósł 50%, co odpowiada gęstości optycznej 0,7.

Jak zauważył Griffin [7], podczas obliczeń przesunięcia światłem z wykorzystaniem tablic Kurucza [8], w których znaleźć można współczynniki Einsteina A_{if} , może dojść do rozbieżności między wartościami obliczonymi i zmierzonymi eksperymentalnie. Podawane w tablicach Kurucza współczynniki obliczone teoretycznie, nie są obarczone błędem

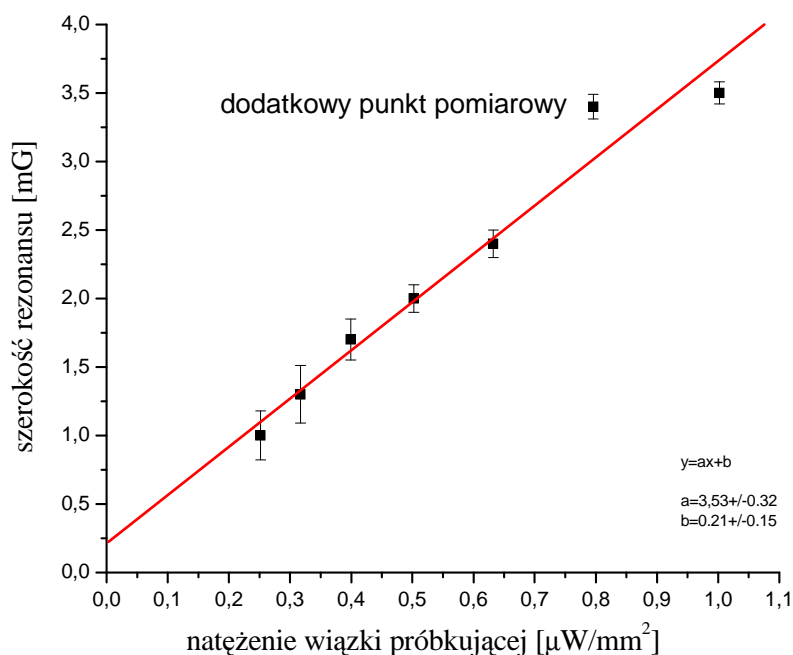
statystycznym. Dla poziomu podstawowego najważniejsze są dwa główne przejścia związane z dubletem linii D1 i D2, a współczynniki Einsteina dla tych przejść są dobrze znane i potwierdzone eksperymentalnie. Zatem rozbieżność wyników powinna się pojawić raczej w przypadku przesunięcia światłem górnego poziomu pułapkującego, który wymaga uwzględnienia wielu przejść.



Rys 4.9 Profil absorpcji wiązki próbującej w pułapce ODT dla rezonansu atomowego $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=2-F'=3$. Czerwona krzywa to dopasowanie w celu wyznaczenia szerokości profilu która wyniosła 47(3) MHz (FWHM). Profil jest przesunięty względem rezonansu o $-21,5(0,3)$ MHz z uwagi na różnicowe przesunięcie światłem podpoziomów.

Na podstawie otrzymanych zależności, wyznaczono optymalne odstrojenie wiązki próbującej, przy którym sygnały NFR nie są znacznie zaburzone przez absorpcję wiązki. W dalszych pomiarach używano odstrojenia wielkości -50 MHz, po uwzględnieniu różnicowego przesunięcia światłem.

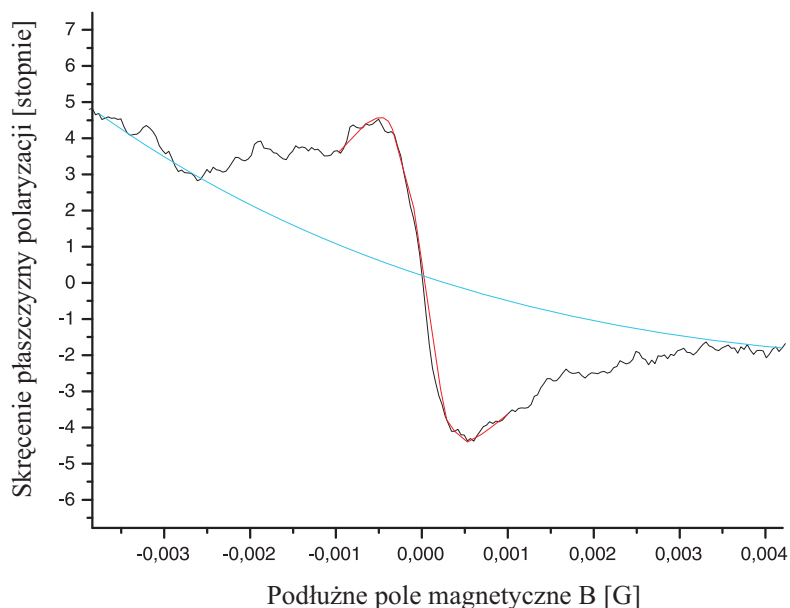
W kolejnym kroku, zbadano zależność szerokości sygnału od mocy wiązki próbującej. Czas pomiaru wynosił 10 ms, a zakres przemiatanego w tym czasie pola magnetycznego obejmował obszar 0,3 G. Poniższy wykres przedstawia rezultat (Rys. 4.10).



Rys. 4.10 Poszerzenie mocą sygnału NFR dla rezonansu atomowego $5^2\text{S}_{1/2}-5^2\text{P}_{3/2}$, $F=2-F'=3$. Dopasowana prosta pozwala na ekstrapolację szerokości sygnału do zerowej wartości natężenia wiązki.

Pomiar był robiony ze stopniowym zmniejszaniem mocy wiązki próbkującej. Po dokonaniu pomiaru, wrócono do wyższych wartości mocy wiązki próbkującej by uzupełnić wykres o dodatkowy punkt pomiarowy, przy około $0,8 \mu\text{W}/\text{mm}^2$. Okazało się, że szerokość rezonansu w tym miejscu odbiega od spodziewanej wartości. Ilustruje to pewną niestabilność układu kompensacji zewnętrznych pól magnetycznych. Zauważono, że drobna zmiana pola na zewnątrz układu, nawet w dużej odległości, zaburza pomiar. Przemieszczenie jakiegokolwiek przedmiotu wykonanego z magnetycznego materiału w okolicy eksperymentu, zmienia drastycznie kształt i szerokość sygnału. Ilustruje to potencjalne możliwości zastosowania zjawiska do czułych pomiarów magnetometrycznych.

Do wykresu dopasowano prostą pozwalającą na ekstrapolację szerokości sygnału do zerowej wartości natężenia wiązki, która wyniosła $210 \pm 150 \mu\text{G}$. Najwyższy z zarejestrowanych rezonansów NFR miał szerokość rzędu 1 mG przy natężeniu wiązki $0,25 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ (Rys. 4.11).



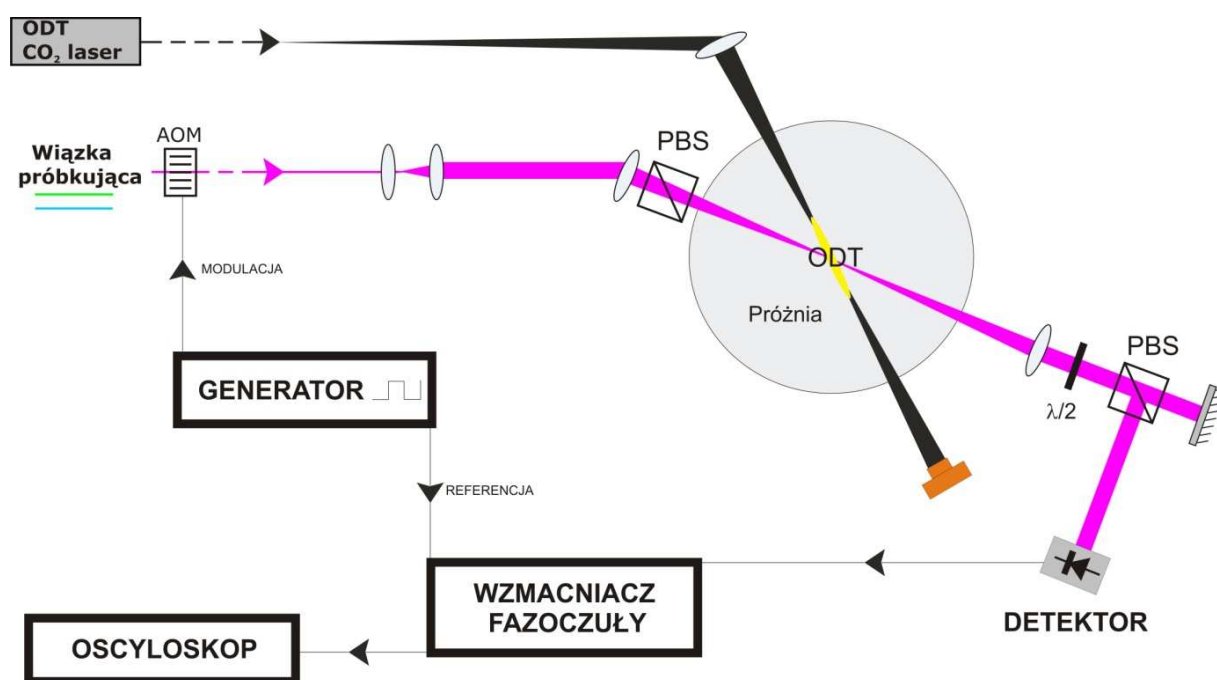
Rys. 4.11 Największy z uzyskanych sygnałów (1 mG), dla rezonansu atomowego $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=2-F'=3$. Sygnał uśredniony ośmiokrotnie. Na czerwono dopasowana krzywa dyspersyjna. Na niebiesko krzywa ukazująca orientacyjny zanik atomów w pułapce zachodzący w czasie 10ms potrzebnym na przemiatanie pola magnetycznego.

Niewielka zmiana kąta odkrzyżowania polaryzatora (PBS1) i analizatora (PBS2) – poprzez obrót płytki półfalowej umieszczonej między nimi, który wynosił 45^0 w eksperymencie, pozwoliła na wykalibrowanie kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła wiązki próbkującej. Zmierzono zmianę natężenia światła wiązki próbkującej na detektorze, odpowiadającą zmianie kąta odkrzyżowania polaryzatorów o 2^0 w okolicy 45^0 . Zgodnie z prawem Malusa (4.10), zmiana natężenia światła po przejściu przez układ polaryzator – analizator, jest równa natężeniu wejściowemu pomnożonemu przez sinus kąta pomiędzy osiami polaryzatorów. Ponieważ w okolicach 45^0 , sinus kąta zmienia się liniowo, pozwoliło to wyznaczyć kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła wiązki próbkującej, który wyniósł 5^0 dla największego z uzyskanych sygnałów.

By pozbyć się problemów związanych z zaburzeniami pochodzącymi od zewnętrznych pól magnetycznych i niestabilnościami kompensacji, które mają bardzo silny wpływ na koherencje zeemanowskie w polu $B \approx 0$, postanowiono wypróbować metodę na AMOR, która może pozwolić na pomiary rezonansów koherencyjnych w polach $B \neq 0$, przez to mniej wrażliwych na kompensację.

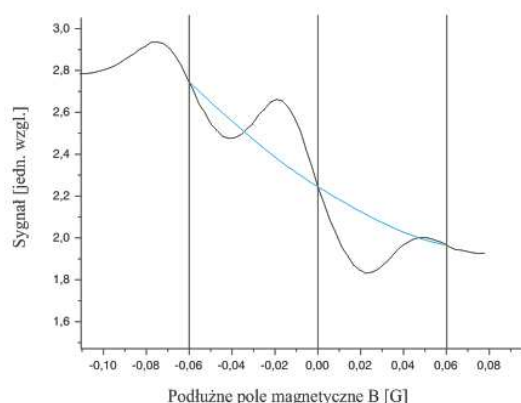
4.4 Pomiar magnetorotacji ze światłem zmodulowanym amplitudowo

Przed przystąpieniem do pomiarów AMOR, zmodyfikowano układ doświadczalny. W pierwszej kolejności zmieniono wolny detektor *OPT101* na szybki *New Focus*, model *1801* o czułości $5 \mu\text{W/nW}$ oraz paśmie przenoszenia 125 MHz . Modulator AOM na drodze wiązki próbkującej podłączono do generatora firmy *HP* model *33120A*, w celu modulacji natężenia wiązki. By móc zarejestrować zmodulowany sygnał, detektor podłączono do wzmacniacza fazoczułego firmy *Stanford Research Systems* model *SR830* o paśmie częstotliwości do 100 kHz . Sytuację ilustruje poniższy schemat (Rys. 4.12).



Rys. 4.12 Schemat układu doświadczalnego AMOR.

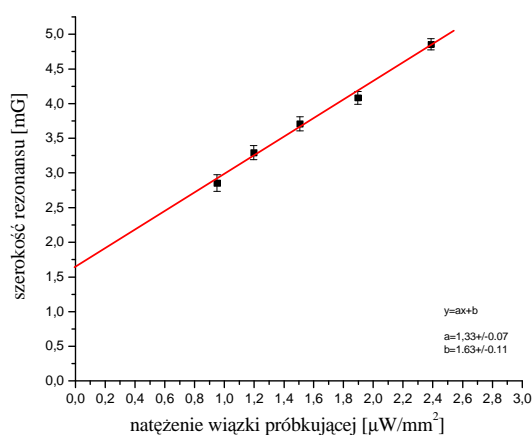
Dokonano rejestracji pierwszych sygnałów AMOR. Pole magnetyczne przemiatane było w zakresie $0,3 \text{ G}$ w czasie 10 ms , a natężenie wiązki wynosiło $8 \mu\text{W/mm}^2$ (moc całkowita 500 nW). Stałą całkowania wzmacniacza fazoczułego ustawiono na $100 \mu\text{s}$ przy poziomie czułości 1 mV . Poniższy rysunek (Rys. 4.13) przedstawia przykładowy sygnał dla częstotliwości modulacji wynoszącej 90 kHz .



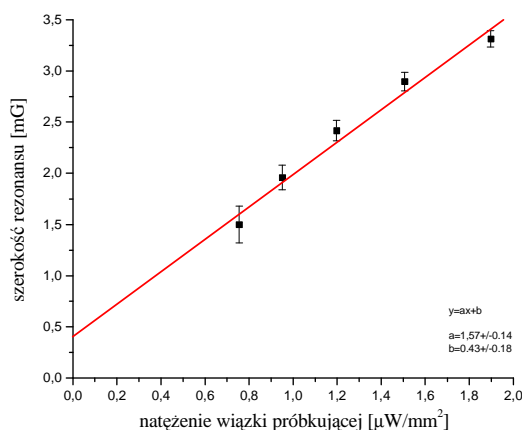
Rys. 4.13 Krzywa AMOR dla częstości modulacji wiązki próbkującej wynoszącej 90 kHz. Fragment zarejestrowanego sygnału. Widoczne trzy rezonanse, środkowy tzw. zeropolowy oraz dwa boczne tzw. wysokopolowe. Krzywe pionowe wyznaczają środki poszczególnych rezonansów. Na niebiesko krzywa ukazująca schematycznie zanik atomów w pułapce. W wyniku zaniku rezonans przy +60 mG jest już prawie nie widoczny.

Zaobserwowano wyraźny spadek poziomu sygnału związany z utratą atomów w pułapce, nawet bardziej znaczący niż w przypadku sygnałów NFR. W wyniku tego zaniku rezonans boczny pojawiający się po prawej stronie wykresu jest już prawie niewidoczny. Zmianę liczby atomów uwzględniono w trakcie dopasowywania krzywych dyspersyjnych w celu wyznaczenia szerokości rezonansów.

W kolejnym kroku, zawężono obszar przemiatania pola magnetycznego do 0,1 G w czasie 10 ms, badając każdy z rezonansów z osobna. Zbadano zależność szerokości rezonansu zeropolowego oraz rezonansu wysokopolowego od mocy wiązki. Poniższe wykresy przedstawiają otrzymane rezultaty (Rys. 4.14).



a)



b)

Rys. 4.14 Poszerzenie mocą a) rezonansu zeropolowego oraz b) wysokopolowego dla sygnałów AMOR, dla przejścia $5^2S_{1/2}-5^2P_{3/2}$, $F=2-F'=3$. Częstość modulacji 90 kHz.

Do wykresów dopasowano proste pozwalające na ekstrapolację szerokości sygnałów do zerowej wartości natężenia wiązki. Zauważono że ekstrapolowane do $I=0$ szerokości rezonansu zeropolowego i wysokopolowego znacznie się różnią i wynoszą odpowiednio $1,63 \pm 0,11$ mG oraz $0,43 \pm 0,18$ mG. Ilustruje to omówioną wcześniej większą czułość rezonansu zeropolowego na poszerzenie przez nieskompensowane poprzeczne składowe pola. Nie zaobserwowano wpływu od poprzecznych składowych pola magnetycznego, na szerokość rezonansu wysokopolowego. Przy tych samych natężeniach wiązki próbkującej, obserwowano niezaburzone i zarazem węższe niż zeropolowe, rezonanse wysokopolowe

W trakcie pomiarów metodą AMOR, nie udało się obniżyć mocy wiązki próbkującej do wartości pozwalających uzyskać szerokości rezonansów porównywalne z otrzymanymi w poprzednim rozdziale. Spowodowane było to gorszą czułością szybkiego detektora, uniemożliwiająca pomiar ze słabszą wiązką próbkującą.

4.5 Analiza wyników doświadczeń z nieliniowymi efektami magnetoptycznymi

4.5.1 Ograniczenia doświadczalne

Dokonując jakichkolwiek pomiarów eksperymentator ograniczony jest niedokładnością aparatury doświadczalnej. W przypadku pomiarów magnetoptycznych opisanych w powyższych dwóch podrozdziałach, kluczową rolę odgrywa detektor używany do rejestracji sygnału. Zarówno czułość jak i pasmo przenoszenia detektora mają istotny wpływ na możliwości doświadczalne.

Przy pierwszych pomiarach sygnałów NFR (w $B \approx 0$) wykorzystywano detektor, który charakteryzował się dobrą czułością, co pozwoliło na używanie bardzo małych mocy wiązki próbkującej. Umożliwiło to zredukowanie poszerzenia mocą otrzymywanych sygnałów oraz straty atomów przez ciśnienie światła, dzięki czemu uzyskano bardzo wąskie rezonanse. Okazało się jednak, że samo poszerzenie mocą nie stanowi jedynej przeszkody w minimalizacji szerokości rezonansu. Wyeliminowanie zaburzeń pochodzących od zewnętrznych składowych pola magnetycznego odgrywa równie istotną rolę.

To zaburzenie nie powinno mieć znaczenia dla sygnałów modulowanych w $B \neq 0$. Postanowiono więc zmienić metodę na AMOR i rejestrację sygnałów modulowanych, co wymagało detektora charakteryzującego się szerokim pasmem przenoszenia. Pozwoliło to na rejestrację sygnałów niezaburzonych poprzez zewnętrzne pole magnetyczne (rezonanse wysokopolowe), pogorszyła się jednak czułość detekcji, uniemożliwiając jednocześnie redukcję poszerzenia mocą rezonansów i ciśnienia światła na poprzednim poziomie.

Oprócz detektora ważnym ograniczeniem jest geometria układu, a ściślej małe przekrycie wiązki próbkującej z chmurą atomów pułapkowanych w ODT. W naszym przypadku wiązka próbkująca przecina pułapkę ODT pod kątem 35° . Jest to podyktowane konstrukcją komory próżniowej, w której wykonywany jest eksperyment, a także długością fali 10600nm, którą emituje laser CO₂ - wymusza to stosowanie okien komory próżniowej, wykonanych z selenku cynku, które są nieodpowiednie dla długości fali wiązki próbkującej która wynosi 780nm. Najlepszym rozwiązaniem do badań NFR czy AMOR w pułapce ODT, jest zapewnienie współosiowego biegu wiązek pułapkującej i próbkującej. Zastosowanie współosiowej geometrii pozwoliłoby na osiągnięcie czasu oddziaływania wiązki próbkującej z atomami równego czasowi pomiaru.

Nasza geometria z kątem 35° znacznie ogranicza możliwość uzyskania wąskich rezonansów. Pułapka ODT jest pułapką harmoniczną, w związku z czym atomy drgają w niej wokół położenia równowagi z częstotliwościami pułapki. W naszym przypadku długość Rayleigha czyli „długość pułapki” to 6,7 mm a wiązka próbkująca przecina ją jedynie na odcinku 200 μm . Ponieważ atomy poruszają się z częstotliwością podłużną pułapki wynoszącą 3 Hz, opuszczają one obszar oddziaływania i powracają po czasie dłuższym niż nasz czas pomiaru. Zatem wiązka próbkująca oddziałuje z atomami przez skończony czas, wyznaczony przez ich oscylacje. Nasze oszacowania wyznaczają dolne ograniczenie szerokości rezonansów na poziomie 100 μG .

Mimo ograniczeń jakie wprowadziła aparatura doświadczalna oraz geometria układu, udało się zaobserwować rezonanse związane z NFR oraz AMOR w skonstruowanym w ramach tej pracy układzie doświadczalnym i zademonstrować ich właściwości.

4.5.2 Czułość pomiarów pola magnetycznego

Konstrukcja układu do detekcji rezonansów związanych z NFR i AMOR w pułapce ODT, może służyć m.in. bardzo czułym pomiarom pól magnetycznych.

W celu użycia układu do pomiarów pola magnetycznego, trzeba określić jego czułość. Posługując się wzorem [40]

$$\delta B = \frac{\hbar}{g_F \mu_B} \frac{\Gamma_R}{S/N}, \quad (4.10)$$

gdzie Γ_R to ekstrapolowana szerokość rezonansu przy zerowej mocy wiązki wyrażona w MHz a S/N to stosunek zarejestrowanego sygnału do szumu, można wyznaczyć wartość δB , która określa czułość aparaturową. Wartość ta, informuje nas o ograniczeniach ze strony układu eksperymentalnego. Czynniki, takie jak parametry użytego do rejestracji natężenia światła detektora (wzmocnienie, pasmo przenoszenia itp.), zaburzenia od nieskompensowanych składowych poprzecznych zewnętrznego pola magnetycznego, utrata atomów z pułapki poprzez oscylacje chmury oraz wydmuch atomów przez rezonansową wiązkę próbkującą, wyznaczają minimalną wartość δB .

W naszym doświadczeniu, wyznaczona przez nas wartość δB dla pomiarów NFR wyniosła $4,5 \mu\text{G}/\sqrt{\text{Hz}}$. Natomiast dla pomiarów AMOR, dla rezonansu zero-polowego $10 \mu\text{G}/\sqrt{\text{Hz}}$, a dla wysoko-polowego $2,8 \mu\text{G}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Oprócz czułości aparaturowej, można wyznaczyć granicę kwantową związaną z tzw. atomowym szumem śrutowym [40]

$$\delta B_A = \frac{\hbar}{g_F \mu_B} \sqrt{\frac{1}{N \tau T}}, \quad (4.11a)$$

gdzie N to liczba atomów, τ to czas życia koherencji, a T czas pomiaru, a także granicę kwantową związaną z tzw. fotonowym szumem śrutowym [40]

$$\delta B_{ph} = \frac{1}{2} \frac{\hbar}{g_F \mu_B} \frac{\Gamma_R}{A} \sqrt{\frac{2\pi c \hbar}{Is \lambda \tau T}}, \quad (4.11b)$$

gdzie A oznacza amplitudę skrócenia płaszczyzny polaryzacji, I natężenie wiązki próbkującej, a s pole przekroju poprzecznego wiązki.

Poprzez obliczenie limitu czułości związanego z szumem śrutowym pochodzącym od atomów i światła możemy określić granicę do której możemy zbliżyć się poprawiając czułość aparatury. Granice kwantowe informują nas o stopniu niedoskonałości układu doświadczalnego.

W przypadku naszych eksperymentów z NFR $\delta B_A = 19 \text{ nG}/\sqrt{\text{Hz}}$ oraz $\delta B_{ph} = 38 \text{ nG}/\sqrt{\text{Hz}}$. Dla pomiarów AMOR dla rezonansu zero-polowego $\delta B_A = 54 \text{ nG}/\sqrt{\text{Hz}}$ i $\delta B_{ph} = 137 \text{ nG}/\sqrt{\text{Hz}}$, a dla rezonansu wysoko-polowego $\delta B_A = 27 \text{ nG}/\sqrt{\text{Hz}}$ i $\delta B_{ph} = 56 \text{ nG}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Obliczone granice kwantowe pokazują, że dla zadanej geometrii układu oraz sekwencji czasowych, powinno być możliwe poprawienie czułości aparatury nawet o dwa rzędy wielkości, zarówno w przypadku pomiarów NFR jak i AMOR.

Więcej informacji na temat granic kwantowych można znaleźć w pracy [40].

5 PODSUMOWANIE

Mimo wielu trudności napotkanych w trakcie doświadczeń opisanych w tej pracy, udało się zademonstrować po raz pierwszy nieliniowy efekt Faradaya oraz amplitudowo modulowane optyczne rezonanse w optycznej pułapce dipolowej. Uzyskano czułość magnetometryczną dobrej klasy tj. $\delta B = 4,5 \mu\text{G}/\sqrt{\text{Hz}}$ w przypadku metody wykorzystującej NFR oraz $\delta B = 2,8 \mu\text{G}/\sqrt{\text{Hz}}$ w przypadku metody wykorzystującej AMOR (rezonans wysoko-polowy). Jest to dobry wynik w porównaniu z opisanym wcześniej eksperymentem nad badaniami związanymi z NFR i AMOR w pułapce MOT [41].

Jakość sygnałów i czułość magnetometryczna może zostać w przyszłości poprawiona poprzez zastosowanie innej niż obecna, geometrii układu (współliniowa wiązka próbująca z pułapką ODT) oraz zastosowanie czulszych detektorów o szerokim paśmie przenoszenia. Doświadczenie pokazało także istotny wpływ zaburzeń pochodzących od zewnętrznych pól magnetycznych na pomiary oraz trudności związane z ich kompensacją.

Z uwagi na specyficzną budowę optycznej pułapki dipolowej, która może przyjmować bardzo małe rozmiary, a szczególnie w kierunku poprzecznym (rozmiar ten wyznaczony jest przez rozmiar ogniska wiązki), pomiar pola magnetycznego z wykorzystaniem nieliniowego efektu Faradaya w ODT, może być wykonany w odległości nawet kilku mikrometrów od badanego obiektu. Optyczna pułapka dipolowa zapewnia zatem wysoką przestrzenną zdolność rozdzielczą, co może zostać wykorzystane do bardzo precyzyjnych pomiarów pól magnetycznych.

Wydaje się, że opisane nieliniowe zjawiska magnetoptyczne mogą być także przydatne do diagnostyki zimnych, spułapkowanych atomów. Z jednej strony obserwacja odpowiednio wykalibrowanych sygnałów NFR może być miarą gęstości atomowej, z drugiej strony, ponieważ są one związane z istnieniem koherencji między atomami mogą one dostarczyć dodatkowej informacji w stosunku do standardowych pomiarów absorpcyjnych czy fluorescencyjnych. W szczególności, ponieważ koherencje są zaburzane przez zewnętrzne czynniki (np. niejednorodności pola, czy zderzenia), wydaje się możliwe używanie tych sygnałów do diagnostyki gęstości gazów resztkowych w pułapce.

Sygnały NFR mogą być również przydatne do precyzyjnego zerowania pól magnetycznych, co jest głównym ograniczeniem w doświadczeniach z kondensatami spinorowymi [42].

BIBLIOGRAFIA

- [1] S. Chu, *Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles*, Rev. Mod. Phys. 70, 685 (1998).
- [2] C. Cohen-Tannoudji, *Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons*, Rev. Mod. Phys. 70, 707 (1998).
- [3] W. D. Phillips, *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Rev. Mod. Phys. 70, 721 (1998).
- [4] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B 6(11), 2023 (1989).
- [5] W. Ketterle, D.S. Durfee, and D.M. Stamper-Kurn, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*, International School of Physics "Enrico Fermi", Course CLXIV (2006), dostępne również w arXiv:0801.2500v1 (2008).
- [6] R. Grimm, M. Weidemaller and Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Molecular and Optical Physics 42, 95 (2000).
- [7] P. F. Griffin, *Laser Cooling and Loading of Rb into a Large Period, Quasi-Electrostatic, Optical Lattice*, Ph.D. thesis, University of Durham (2005).
- [8] R. Kurucz and B. Bell, "Atomic line data", Kurucz CD-ROM Nr 23 (1995).
- [9] S. Friebe, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz, and T. W. Hänsch, *CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms*, Phys. Rev. A 57, R20 – R23 (1998).
- [10] R. Scheunemann, F. S. Cataliotti, T. W. Hänsch and M. Weitz, *Resolving and addressing atoms in individual sites of a CO₂-laser optical lattice*, Phys.Rev. A 62, 051801 (R) (2000).
- [11] P. F. Griffin, K. J. Weatherill, S. G. MacLeod, R. M. Potvliege 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, 11 (2006).
- [12] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman, *All-Optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. 87, 010404 (2001).

- [13] Murray D. Barrett, *A QUEST for BEC : An all optical alternative*, Ph.D. thesis, Georgia Institute of Technology (2002).
- [14] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler and M. Weitz, *Bose–Einstein condensation in a CO₂-laser optical dipole trap*, Appl. Phys. B 77, 773 (2003).
- [15] G. Cennini, *Field-insensitive Bose-Einstein condensates and an all-optical atom laser*, Ph.D. thesis, University of Tübingen (2004).
- [16] A. Tripathi, *Experimental studies of evaporative cooling and Bose-Einstein condensation in an optical trap*, Ph.D. thesis, University of Freiburg (2006).
- [17] R. Bourouis, *Optical realization of Bose-Einstein condensation in a single CO₂ laser beam*, Ph.D. thesis, University of Freiburg (2007).
- [18] Y. C. Wenas and M. D. Hoogerlanda, *A versatile all-optical Bose–Einstein condensates apparatus*, Review of Scientific Instruments 79, 053101 (2008).
- [19] Yosuke Takasu, Kenichi Maki, Kaduki Komori, Tetsushi Takano, Kazuhito Honda, Mitsutaka Kumakura, Tsutomu Yabuzaki, and Yoshiro Takahashi, *Spin-singlet Bose-Einstein condensation of two-electron atoms*, Phys. Rev. A 62, 023608 (2000).
- [20] S. Stellmer, Meng Khoon Tey, Bo Huang, R. Grimm and F. Schreck, *Bose-Einstein condensation of strontium*, Phys. Rev. Lett. 103, 200401 (2009).
- [21] M. Faraday, Trans. R. Soc. London 136, 1 (1846).
- [22] M. Faraday, Philos. Mag., 294(24) (1846).
- [23] D. Macaluso and O. M. Corbino, Nuovo Cimento 8, 257 (1898).
- [24] D. Macaluso and O. M. Corbino, Nuovo Cimento 9, 384 (1898).
- [25] D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball, S. M. Rochester, A. Weis and V. V. Yashchuk, *Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms*, Review of Modern Physics 74, 1153 (2002).
- [26] W. Gawlik, S. Pustelny, *Nonlinear Faraday effect and its applications*, in New trends in quantum coherence and nonlinear optics, Nova Science Publishers Inc, 45 (2009).

- [27] S. Pustelny, *Nonlinear magneto-optical effects*, praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (2007).
- [28] W. Gawlik, J. Kowalski, R. Neumann and F. Träger, *Opt. Commun.* 12, 400 (1974).
- [29] W. Gawlik, J. Kowalski, R. Neumann and F. Träger, *Phys. Lett. A* 48, 283 (1974).
- [30] W. Gawlik, L. Krzemien, S. Pustelny, D. Sangla, J. Zachorowski, M. Graf, A. O. Sushkov, and D. Budker, *Appl. Phys. Lett.* 88, 131108 (2006).
- [31] M. V. Balabas, D. Budker, J. Kitching, P. D. D. Schwindt, and J. E. Stalnaker, *JOSA B* 23, 1001 (2006).
- [32] T. Brzozowski, M. Maćzyńska i J. Zachorowski, *Plan budowy lasera z zewnętrznym rezonatorem*, tutorial: http://www.if.uj.edu.pl/pl/ZF/qnog_pub_pl.htm (2003).
- [33] C. L. Tang and H. Statz, *Phase-locking of laser oscillators by injected signal*, *J. Appl. Phys.* 38, 323 (1967).
- [34] G. Wąsik, W. Gawlik, J. Zachorowski and W. Zawadzki, *Laser frequency stabilization by Doppler-free magnetic dichroism*, *Appl. Phys. B* 75, 613 (2002).
- [35] Leszek Krzemień, *Optyczna pułapka dipolowa dla atomów rubidu*, praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (2009).
- [36] L. Krzemień, K. Baster, K. Brzozowski, A. Wojciechowski, J. Zachorowski and W. Gawlik, *Ionization spectroscopy in cold rubidium atoms*, *Optica Applicata*, (w druku, październik 2010).
- [37] L. Krzemień, A. Szczepkowicz, 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, 013408 (2009)
- [38] 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, 013406 (2000).
- [39] K. Brzozowski, L. Krzemień, J. Zachorowski and W. Gawlik, *Diagnostic and loading of an atomic optical dipole trap*, *Optica Applicata*, (w druku, październik 2010).

- [40] D. Budker, D. F. Kimball and DeMille D. P., *Atomic physics: an exploration through problems and solutions*, Oxford University Press, Oxford (2004).
- [41] A. Wojciechowski, E. Corssini, J. Zachorowski and W. Gawlik, *Nonlinear Faraday rotation and detection of superposition states in cold atoms*, Phys. Rev. A 81, 053420 (2010).
- [42] M. Witkowski, R. Gartman, M. Matuszewski, M. Piotrowski, J. Szczepkowski, M. Zawada and W. Gawlik, *Spin domains formation in an anti-ferromagnetic quantum gas*, (to be published).

SPIS UŻYTYCH SKRÓTÓW

MOT – *Magneto-Optical Trap* – pułapka magnetoptyczna

dMOT – *dark MOT* – ciemna pułapka

MT – *Magnetic Trap* – pułapka magnetyczna

ODT – *Optical Dipole Trap* – pułapka dipolowa

FORT – *Far Off Resonance Trap* – pułapka daleko odstrojona

QUEST – *QUasi ElectroStatic Trap* – pułapka quasi elektrostatyczna (prawie elektrostatyczna)

BEC – *Bose-Einstein Condensation* – kondensacja Bosego-Einsteina

LFR – *Linear Faraday Rotation* – liniowy efekt Faradaya

NFR – *Nonlinear Faraday Rotation* – nieliniowy efekt Faradaya

AMOR – *Amplitude Modulated Optical Rotation* – magneto rotacja ze światłem modulowanym amplitudowo

AOM – *Acousto-Optical Modulator* – modulator akusto-optyczny

OI – *Optical Isolator* – izolator optyczny

PBS – *Polarization Beam Splitter* – polaryzacyjny dzielnik wiązki

$\lambda/2$ – płytki półfalowa

$\lambda/4$ – płytki ćwierćfalowa

DFDL – *Doppler Free Dichroic Lock* – bezdopplerowska spektroskopia z polem magnetycznym i liniowo spolaryzowaną wiązką pompującą

MARS – *Magnetically Assisted Rotation Spectroscopy* - bezdopplerowska spektroskopia z polem magnetycznym i kołowo spolaryzowaną wiązką pompującą

DODATEK A – Współczynniki Einsteina dla przejść atomowych z poziomów $5^2S_{1/2}$ oraz $5^2P_{1/2}$ i $5^2P_{3/2}$ dla atomu Rb

Długość fali [nm]	Wsp. Einsteina [1/s]	J Konfig. DOLNY POZIOM	J Konfig. GÓRNY POZIOM
315.7527	2.071e+05	0.5 5s 2S	1.5 10p 2P
315.8256	1.033e+05	0.5 5s 2S	0.5 10p 2P
322.7976	3.296e+05	0.5 5s 2S	1.5 9p 2P
322.9153	1.732e+05	0.5 5s 2S	0.5 9p 2P
334.8692	5.835e+05	0.5 5s 2S	1.5 8p 2P
335.0809	3.233e+05	0.5 5s 2S	0.5 8p 2P
358.7046	1.226e+06	0.5 5s 2S	1.5 7p 2P
359.1568	7.266e+05	0.5 5s 2S	0.5 7p 2P
420.1788	3.664e+06	0.5 5s 2S	1.5 6p 2P
421.5519	2.456e+06	0.5 5s 2S	0.5 6p 2P
516.9648	2.642e+05	0.5 5p 2P	0.5 11s 2S
523.3956	4.626e+05	1.5 5p 2P	0.5 11s 2S
532.2369	4.080e+05	0.5 5p 2P	0.5 10s 2S
536.2593	1.390e+06	0.5 5p 2P	1.5 8d 2D
539.0558	7.073e+05	1.5 5p 2P	0.5 10s 2S
543.1525	1.659e+06	1.5 5p 2P	2.5 8d 2D
543.1823	2.824e+05	1.5 5p 2P	1.5 8d 2D
557.8777	6.573e+05	0.5 5p 2P	0.5 9s 2S
564.7761	2.037e+06	0.5 5p 2P	1.5 7d 2D
565.3740	1.130e+06	1.5 5p 2P	0.5 9s 2S
572.4107	2.457e+06	1.5 5p 2P	2.5 7d 2D
572.4602	3.966e+05	1.5 5p 2P	1.5 7d 2D
607.0746	1.254e+06	0.5 5p 2P	0.5 8s 2S
615.9619	2.192e+06	1.5 5p 2P	0.5 8s 2S
620.6305	2.595e+06	0.5 5p 2P	1.5 6d 2D
629.8324	3.157e+06	1.5 5p 2P	2.5 6d 2D
629.9221	5.312e+05	1.5 5p 2P	1.5 6d 2D
727.9989	2.640e+06	0.5 5p 2P	0.5 7s 2S
740.8166	4.400e+06	1.5 5p 2P	0.5 7s 2S
761.8924	2.438e+06	0.5 5p 2P	1.5 5d 2D
775.7647	2.706e+06	1.5 5p 2P	2.5 5d 2D
775.9429	4.788e+05	1.5 5p 2P	1.5 5d 2D
780.0259	3.755e+07	0.5 5s 2S	1.5 5p 2P
794.7597	3.592e+07	0.5 5s 2S	0.5 5p 2P
1323.3279	6.332e+06	0.5 5p 2P	0.5 6s 2S
1366.2993	1.311e+07	1.5 5p 2P	0.5 6s 2S
1475.2870	1.125e+07	0.5 5p 2P	1.5 4d 2D
1528.8938	2.080e+06	1.5 5p 2P	1.5 4d 2D