



UNIwersytet JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE

WYDZIAŁ FIZYKI, ASTRONOMII I INFORMATYKI STOSOWANEJ
INSTYTUT FIZYKI IM. MARIANA SMOLUCHOWSKIEGO

ROZPRAWA DOKTORSKA

KOHERENCJE KWANTOWE
W ZIMNYCH ATOMACH

ADAM MAREK WOJCIECHOWSKI

prof. dr hab. Wojciech Gawlik – Promotor
prof. dr hab. Stanisław Chwirot – Recenzent
prof. dr hab. Krzysztof Sacha – Recenzent

2011

mojej żonie Joannie

Spis treści

1	Wprowadzenie	3
1.1	Efekty koherencyjne w ciepłych atomach	3
1.2	Zimne atomy i efekty magneto-optyczne	4
1.3	Motywacja i cel naukowy rozprawy	5
2	Podstawy teoretyczne	7
2.1	Właściwości optyczne ośrodka materialnego	7
2.2	Skrećenie płaszczyzny polaryzacji	8
2.3	Pomiar skrećenia płaszczyzny polaryzacji	11
2.4	Rezonansowy efekt Faradaya	13
2.4.1	Struktura poziomów $J_g = 0, J_e = 1$	13
2.4.2	Bogatsze struktury atomowe	16
2.4.3	Paramagnetyczny efekt Faradaya	19
2.4.4	Opis w formalizmie drugiej kwantyzacji	20
2.5	Nieliniowy efekt Faradaya	20
2.5.1	Opis poprzez macierz gęstości	20
2.5.2	Perturbacyjny opis optycznych zjawisk nieliniowych	24
2.5.3	Obliczenia NEF dla struktury Λ	26
2.5.4	NEF w bogatszych strukturach poziomów	29
2.6	Nieliniowy efekt Faradaya z wiązką modulowaną	31
2.6.1	Modulacja amplitudowa	32

SPIS TREŚCI

2.7	Impulsowe wytwarzanie koherencji	36
2.7.1	Sposób opisu teoretycznego	37
2.7.2	Podsumowanie	39
3	Układ doświadczalny	41
3.1	Aparatura próżniowa	42
3.2	Lasery diodowe	44
3.3	Modulatory akustooptyczne	49
3.4	Pola magnetyczne	50
3.5	Sterowanie przebiegiem czasowym eksperymentu oraz akwizycja danych	53
3.6	Detekcja skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła	54
3.7	Układ do pomiaru NEF z wiązką modulowaną amplitudowo	56
3.8	Układ z nowym laserem pułapkującym.	57
3.9	Układ do wytwarzania krótkich impulsów	58
4	Wyniki i ich interpretacja	61
4.1	Absorpcja w chmurze atomowej	61
4.1.1	Pomiar słabą wiązką	63
4.1.2	Pomiar typu stroboskopowego	63
4.2	Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya	68
4.2.1	Procedura rejestracji sygnałów	68
4.2.2	Procedura kompensacji pola magnetycznego	70
4.2.3	Sygnały w konfiguracji skrzyżowanych polaryzatorów	71
4.2.4	Konfiguracja z wiązką odbitą	73
4.2.5	Sygnały w konfiguracji zrównoważonego polarymetru	75
4.2.6	Wpływ mocy wiązki próbującej na szerokość sygnałów NEF	78
4.2.7	Oszacowanie szybkości relaksacji koherencji zeemanowskich	81
4.2.8	Ewolucja czasowa sygnałów	83
4.2.9	Odstrojenie wiązki próbującej a kształt sygnałów	88

4.3	Sygnaly NEF z wiązką modulowaną amplitudowo (AMOR)	92
4.4	Porównanie z sygnałami w ciepłych atomach	98
5	Podsumowanie i perspektywy	103
A	Obserwacja wyłączenia pola magnetycznego pułapki MOT	107
	Bibliografia	111
	Spis typowych skrótów i oznaczeń	119

Podziękowania

W pierwszej kolejności chciałbym podziękować prof. Wojciechowi Gawlikowi za zainteresowanie mnie fizyką atomową, możliwość pracy w Grupie Optyki Kwantowej i Nieliniowej oraz za wszelką okazaną wiedzę i pomoc.

Pragnę złożyć szczególne podziękowania dr. hab. Jerzemu Zachorowskiemu za niezliczone rady i nieocenioną pomoc. Bez nich prowadzenie tak skomplikowanego eksperymentu było by bardzo ciężkie.

Ważny wkład w przeprowadzone w ramach tej rozprawy doświadczenia miał Eric Corsini, któremu chciałbym w tym miejscu gorąco podziękować. Dziękuję także Szymonowi Pustelnemu za wiele owocnych dyskusji na temat nieliniowego efektu Faradaya oraz Krystianowi Syczowi za cenne sugestie i poprawki w manuskrypcie.

Za wspaniałą atmosferę w laboratorium i poza nim dziękuję także Marcinowi Boberowi, Krzysztofowi Brzozowskiemu, Michałowi Grabcowi, Leszkowi Krzemieniowi i wszystkim tym, których nie sposób tu wymienić, a którzy sprawili, że czas moich studiów doktoranckich był przyjemnością.

Dziękuję także Danusi Myrek za cierpliwość i pomoc w załatwianiu wszelkich formalności oraz Józefowi Fladze i Stanisławowi Pajce, za wszelką pomoc w kwestiach technicznych. Dziękuję także pozostałym pracownikom i kolegom z Zakładu Fotoniki oraz Zakładu Optyki Atomowej, za szczególną atmosferę.

Ogromnie dziękuję mojej żonie Joannie, która przez ten czas była dla mnie oparciem i odskocznią od trudów codzienności. Pragnę podziękować także rodzicom Asi, za ich szczególną życzliwość, pomoc i bliskość.

SPIS TREŚCI

Praca powstała przy współudziale środków pochodzących z projektu „Doctus – Małopolski fundusz stypendialny dla doktorantów” współfinansowanego ze środków Unii Europejskiej w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego oraz grantu Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego numer N N202 046337.

Rozdział 1

Wprowadzenie

1.1 Efekty koherencyjne w ciepłych atomach

Efekty koherencyjne w ośrodkach atomowych są badane od kilkudziesięciu lat [1]. Jednymi z pierwszych prac były badania nad skrzyżowaniem poziomów w zerowym polu magnetycznym związane z efektem Hanlego [2, 3]. Wraz z nadejściem epoki laserów rozwój tej dziedziny badań istotnie przyspieszył [4].

Ośrodki przygotowane w stanie spójnym posiadają bardzo interesujące właściwości optyczne. Superpozycje poziomów atomowych objawiają się w takich nieliniowych efektach optycznych, jak elektromagnetycznie indukowana przezroczystość [5], koherentne uwięzienie populacji [4], czy też propagacja impulsów świetlnych z ekstremalnymi prędkościami [6, 7]. Równocześnie mają one ważne zastosowanie praktyczne, np. nieliniowy efekt Faradaya jest wykorzystywany w magnetometrii optycznej [8, 9], która stanowi obecnie najbardziej czułą metodę pomiarów pól magnetycznych [10]. Magnetometry optyczne potrafią dokładnie mierzyć pola magnetyczne nie tylko bliskie zeru, lecz dzięki zastosowaniu technik modulacyjnych [11, 12], również pola w zakresie geofizycznym, przy niewielkim spadku czułości [13].

W Zakładzie Fotoniki Uniwersytetu Jagiellońskiego prowadzone są badania

1.2 Zimne atomy i efekty magneto-optyczne

tego typu, w szczególności bardzo aktywnie badany jest nieliniowy efekt Faradaya (NEF) [14, 15, 16, 9].

1.2 Zimne atomy i efekty magneto-optyczne

Rozwojowi technik laserowych towarzyszyło opracowanie nowych metod manipulacji atomami, w szczególności poprzez ciśnienie światła [17]. Możliwe stało się chłodzenie laserowe i pułapkowanie neutralnych atomów [18, 19, 20, 21], a także osiągnięcie stanu degeneracji kwantowej bozonów - kondensatu Bosego Einsteina [22, 23].

Schłodzone i pułapkowane atomy stanowią podstawę bardzo wielu precyzyjnych pomiarów. Nie tylko pozwalają na długie czasy obserwacji próbki atomowej, co zwiększa czułość bardzo wielu pomiarów, ale również pozwalają na obserwację efektów kolektywnych, nieraz niemożliwych do zaobserwowania w odmiennych warunkach.

Dotychczasowe badania efektów magnetoptycznych skupiały się wokół kilku kierunków. Pierwszym z nich jest obserwacja liniowego, najczęściej paramagnetycznego, efektu Faradaya (LEF) [24] w zimnych próbkach atomowych. Takie doświadczenia wykonywano w pułapkach magnetoptycznych (MOT) [25, 26, 27, 28, 29], w optycznych pułapkach dipolowych [30, 31], czy też w obu tych konfiguracjach [32].

Innym rozwijającym się trendem są pomiary nieniszczące stanu kwantowego (tzw. pomiary *quantum nondemolition* lub *back action evading*) [33, 34], powiązane jednocześnie z badaniem stanów ścięzionych (ang. *squeezed states*) [35, 36], a także badanie nieliniowych oddziaływań atom-światło i sub-heisenbergowskiego skalowania czułości [37].

Ostatnim kierunkiem badań magnetoptycznych są badania prowadzone w kwantowo zdegenerowanych gazach atomowych. Przykłady pomiarów pól magnetycznych z wykorzystaniem BEC zostały opisane w [38, 39]. W kondensacie

bozonowym studiowano również efekty koherencyjne. Główne przykłady takich badań to drastyczne spowalnianie światła w ośrodku [40, 41], elektromagnetycznie indukowana przezroczystość [42], czy też zaprezentowane w ostatnich latach przechowywanie informacji w pamięci kwantowej przez ponad sekundę [43].

1.3 Motywacja i cel naukowy rozprawy

Celem pracy jest zbadanie nieliniowych efektów magnetoptycznych w zimnych, spułapkowanych atomach rubidu, w szczególności obserwacja i badanie nieliniowego efektu Faradaya w pułapce magnetoptycznej.

Nieliniowy efekt Faradaya jest zjawiskiem często wykorzystywanym w parach atomowych, głównie za sprawą jego użyteczności w magnetometrii. Obecność wąskich spektralnie rezonansów pozwala na wykorzystanie tego efektu do pomiarów pól magnetycznych z precyzją porównywalną do magnetometrów typu SQUID [10]. Czynnikiem determinującym szerokość rezonansu, a zatem i czułość układu na pole magnetyczne, jest czas życia koherencji pomiędzy stanami magnetycznymi stanu podstawowego. W komórkach z parami atomowymi czas ten jest ograniczony przez depolaryzujące zderzenia atomu ze ściankami komórki i innymi atomami, dlatego komórki takie pokrywa się warstwami antyrelaksacyjnymi, lub wypełnia gazem buforowym. W przypadku zimnych atomów w pułapce MOT ruch termiczny atomów jest znacząco spowolniony i z uwagi na mniejszą gęstość takiego ośrodka zderzenia atomów są znacznie rzadsze. Otwiera to drogę do badania nieliniowego efektu Faradaya w zimnych atomach, co oprócz walorów poznawczych związanych z innymi mechanizmami relaksacji, może mieć również znaczenie praktyczne w postaci zwiększenia czułości magnetometru opartego na zimnych atomach. Ponadto możliwe jest dalsze rozszerzenie badań na zimne atomy w sieciach optycznych oraz w optycznych pułapkach dipolowych [44, 45], co pozwoliło by na pomiary pól magnetycznych z dużą przestrzenną zdolnością rozdzielczą.

Rozdział 2

Podstawy teoretyczne

2.1 Właściwości optyczne ośrodka materialnego

Do opisu właściwości optycznych ośrodka używa się dwóch wielkości: współczynnika załamania (refrakcji) światła n oraz współczynnika absorpcji κ . Te dwa parametry decydują o kierunku propagacji fali, jej osłabieniu czy też fazie, jakiej nabiera po przejściu przez ośrodek. Co ważne, zależą one od częstotliwości padającego światła. Dla ośrodków gazowych ta zależność wykazuje rezonansowy charakter w pobliżu częstotliwości przejść atomowych. Współczynniki absorpcji i załamania światła nie są od siebie niezależne, lecz wiąże je ściśle ze sobą relacja Kramersa–Kroniga [46]. Wygodnie jest zatem używać jednego, zespolonego współczynnika załamania w postaci

$$\eta = n + i\kappa, \quad (2.1)$$

którego część rzeczywista odpowiada za dyspersję a część urojona za absorpcję. Ponadto, ośrodek może wykazywać się anizotropią optyczną i wtedy do opisu jego własności optycznych konieczne jest użycie wielkości tensorowych.

Na skutek oddziaływania pola elektrycznego fali świetlnej w ośrodku indukowany jest wektor polaryzacji

$$\vec{P} = \alpha \vec{E}, \quad (2.2)$$

2.2 Skręcenie płaszczyzny polaryzacji

gdzie α jest polaryzowalnością danego ośrodka (na ogół tensorową), zaś \vec{E} jest wektorem natężenia pola elektrycznego. Współczynnik załamania światła można wyrazić poprzez

$$\eta = \sqrt{\epsilon\mu} \approx \sqrt{\epsilon} = \sqrt{1 + 4\pi\chi}, \quad (2.3)$$

gdzie ϵ i μ oznaczają przenikalność elektryczną i magnetyczną ośrodka, χ oznacza podatność elektryczną oraz skorzystano z faktu, że μ jest bardzo bliskie jedności dla materiałów niemagnetycznych. W rozrzedzonych gazach atomowych podatność elektryczna jest bardzo mała i uzasadnione jest użycie pierwszych dwóch wyrazów rozwinięcia powyższego pierwiastka w szereg. Prowadzi to do następującego wyrażenia na współczynnik załamania

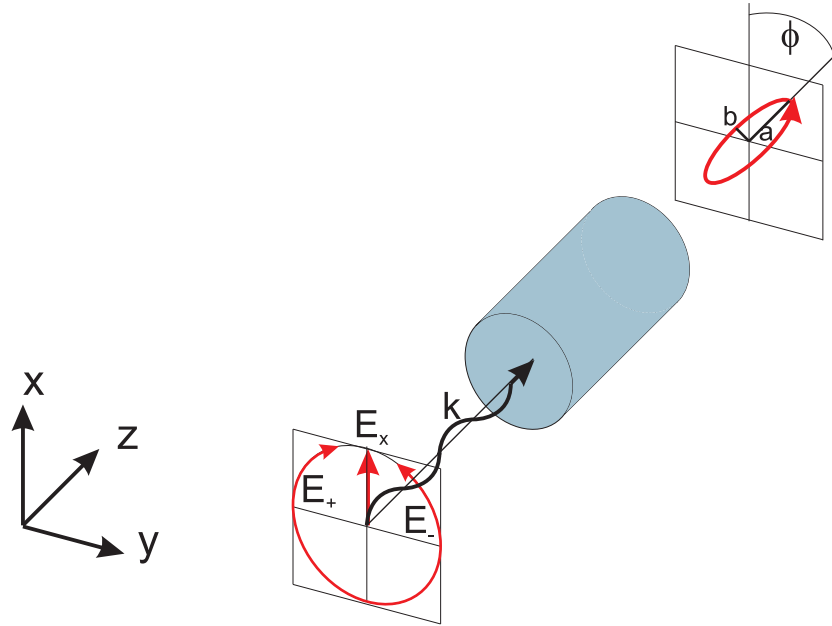
$$\eta \approx 1 + 2\pi\chi = 1 + 2\pi N\alpha = 1 + 2\pi N \frac{P}{E} \quad (2.4)$$

gdzie N oznacza gęstość (koncentrację) atomów w przestrzeni i skorzystano z faktu, że $\chi = N\alpha$. W tym miejscu warto zauważyć, że "zespoloność" współczynnika załamania jest równoznaczna z tym, że polaryzacja ośrodka może być przesunięta w fazie względem pola elektrycznego fali padającej.

Podsumowując, makroskopowa polaryzacja odpowiada sumie pojedynczych momentów dipolowych, zaś o właściwościach optycznych ośrodka decyduje ich liczba w jednostce objętości (gęstość).

2.2 Skręcenie płaszczyzny polaryzacji

Rozważmy liniowo spolaryzowaną falę świetlną wchodzącą do ośrodka o określonych właściwościach dyspersyjnych i absorpcyjnych, schematycznie przedstawioną na rysunku 2.1. Obierając układ współrzędnych tak, by oś z była współliniowa z wektorem falowym k (kierunkiem propagacji światła), dowolną liniową polaryzacją fali świetlnej można rozłożyć na składowe wzdłuż osi $\{x, y\}$. Alternatywnie,



Rysunek 2.1: Ilustracja rotacji Faradaya. Liniowo spolaryzowana fala o wektorze pola elektrycznego \vec{E}_x , rozchodząca się wzdłuż osi z , może być traktowana jako superpozycja dwóch spójnych fal E_{\pm} o polaryzacjach kołowych σ_{\pm} , symbolicznie zaznaczonych półokrągłymi czerwonymi strzałkami. Na skutek dichroizmu i dwójłomności ośrodka, polaryzacja fali po przejściu przez ośrodek staje się polaryzacją eliptyczną. Elipsę polaryzacji opisuje kąt skręcenia ϕ oraz stopień eliptyczności $\xi = \arctan(b/a)$

można wprowadzić bazę polaryzacji kołowych $\{+, -\}$, taką że

$$\begin{aligned}\hat{e}_+ &= \frac{-1}{\sqrt{2}}(\hat{e}_x + i\hat{e}_y) \\ \hat{e}_- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{e}_x - i\hat{e}_y).\end{aligned}\tag{2.5}$$

Transformacja odwrotna ma wtedy postać

$$\begin{aligned}\hat{e}_x &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{e}_- - \hat{e}_+) \\ \hat{e}_y &= \frac{i}{\sqrt{2}}(\hat{e}_- + \hat{e}_+).\end{aligned}\tag{2.6}$$

2.2 Skręcenie płaszczyzny polaryzacji

Pierwotna liniowa polaryzacja może być przedstawiona w bazie $\{+, -\}$ jako złożenie (superpozycja) dwóch fal o polaryzacjach kołowych lewo i prawo-skrętnej (σ^\pm) mających identyczne amplitudy i pewną różnicę faz. Odpowiedni dobór bazy pozwala na zapisanie polaryzacji liniowej wzdłuż jednego z wektorów bazy $\{x, y\}$, np. \hat{e}_x , bądź też na ustalenie różnicy faz pomiędzy dwiema składowymi kołowymi, np. równej 0. Jeśli na skutek propagacji światła względna faza obu polaryzacji kołowych zmieni się o kąt θ , będzie to oznaczało obrócenie się liniowej polaryzacji w płaszczyźnie $\{x, y\}$ o kąt $\phi = \theta/2$.

Przyjmijmy za rysunkiem 2.1, że pierwotnie fala świetlna jest spolaryzowana wzdłuż x . Wtedy pole elektryczne \vec{E}_{in} monochromatycznej fali wchodzącej do ośrodka w punkcie z wyraża się wzorem

$$\vec{E}_{in}(t, z) = E_0 \hat{e}_x \cos(kz - \omega t) = \frac{E_0}{2} \hat{e}_x e^{i(kz - \omega t)} + c.c.^1 \quad (2.7)$$

gdzie E_0 , k i ω to odpowiednio amplituda, wektor falowy oraz częstość fali świetlnej, zaś t oznacza czas. Wyraz oscylujący $e^{-i\omega t}$ oraz miejsce obrania początku osi z odpowiadają za fazę fali świetlnej na wejściu do ośrodka. W analizie stanu polaryzacji fali można je zaniedbać

$$\vec{E}_{in}(t, z) \rightarrow \vec{E}_{in}. \quad (2.8)$$

Możemy teraz rozłożyć wektor pola elektrycznego fali propagującej się w ośrodku na dwie składowe o polaryzacjach kołowych

$$\vec{E}_{in} = \frac{E_0}{2\sqrt{2}} (\hat{e}_- e^{ik_- z} - \hat{e}_+ e^{ik_+ z}) + c.c., \quad (2.9)$$

gdzie $k_\pm = \eta_\pm \omega / c$ oznacza zespolone liczby falowe dla światła o odpowiednich polaryzacjach kołowych σ^\pm . Podstawiając jawnie wyrażenia na liczby falowe i współczynniki załamania, można wyrazić pole elektryczne po przejściu fali przez ośrodek o długości l jako

$$\vec{E}_{out} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (\hat{e}_- e^{ikl(n^- + i\kappa^-)} - \hat{e}_+ e^{ikl(n^+ + i\kappa^+)}). \quad (2.10)$$

¹symbolem 'c.c.' oznaczone jest sprzężenie zespolone, od ang. *complex conjugation*

W ogólności, powyższe równanie odpowiada powstaniu na wyjściu z ośrodka fali o polaryzacji eliptycznej (rys. 2.1), której długa półoś skierowana jest pod kątem ϕ do osi x , gdzie ϕ dane jest wzorem

$$\phi = \frac{kl}{2}(n_+ - n_-) = \frac{\omega l}{2c}(n_+ - n_-), \quad (2.11)$$

zaś stopień eliptyczności ξ ($\tan \xi = b/a$, gdzie b to półoś wielka, zaś a to półoś mała elipsy) [47] dany jest poprzez

$$\sin 2\xi = \frac{e^{-2kl\kappa^-} - e^{-2kl\kappa^+}}{e^{-2kl\kappa^+} + e^{-2kl\kappa^-}}. \quad (2.12)$$

Rotacja zależy więc tylko od własności dyspersyjnych ośrodka, zaś za powstanie eliptyczności (dichroizmu) odpowiadają wyłącznie własności absorpcyjne.

Równanie (2.11) jest ogólne i opisuje kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji zarówno dla liniowego, jak i nieliniowego efektu Faradaya. Główna różnica pomiędzy tymi efektami tkwi w zależnościach funkcyjnych współczynników załamania obu polaryzacji kołowych. W przypadku liniowego efektu wynikają one wprost ze struktury poziomów energetycznych układu, zaś nieliniowe efekty są następstwem oddziaływania z silnym światłem, które modyfikuje parametry ośrodka.

2.3 Pomiar skręcenia płaszczyzny polaryzacji

W poprzednim podrozdziale pokazano z czego wynika zmiana polaryzacji światła podczas przejścia przez ośrodek anizotropowy. Osobną i równie ważną kwestią jest sposób w jaki można dokonać pomiaru tej zmiany w eksperymencie. Ponieważ typowe detektory mierzą natężenie światła, konieczne jest wprowadzenie na drodze wiązki elementu analizującego polaryzację światła.

Założmy, że wiązka światła o polaryzacji danej wzorem (2.10) pada na idealny, nieabsorbujący polaryzator (zwany również analizatorem) ustawiony pod kątem θ do osi x . Aby znaleźć wartość pola elektrycznego za polaryzatorem E_{pol} należy obliczyć rzut pola wejściowego na kierunek polaryzatora

$$E_{pol} = \vec{E}_{out} \cdot \hat{\epsilon}_\theta = \vec{E}_{out} \cdot (\hat{\epsilon}_x \cos \theta + \hat{\epsilon}_y \sin \theta). \quad (2.13)$$

2.3 Pomiar skręcenia płaszczyzny polaryzacji

Następnym etapem jest pomiar natężenia światła I za analizatorem przy pomocy detektora. Natężenie $I = (c\epsilon_0/2n) |E_{pol}|^2$ światła rejestrowanego przez detektor wiąże się z parametrami badanego ośrodka poprzez równanie

$$I = \frac{c\epsilon_0}{2n} \frac{E_0^2}{4} e^{-2kl(\kappa_- + \kappa_+)} [e^{2kl\kappa_-} + e^{2kl\kappa_+} + 2e^{kl(\kappa_- + \kappa_+)} \cos(2\beta + 2\phi)], \quad (2.14)$$

co po podstawieniu (2.11) oraz $I_0 = (c\epsilon_0/2n) |E_0|^2$ daje

$$I = \frac{I_0}{4} \underbrace{[(e^{-kl\kappa_-} - e^{-kl\kappa_+})^2]}_{\text{wyraz dichroiczny}} + \underbrace{4e^{-kl(\kappa_- + \kappa_+)} \cos^2(\beta + \phi)}_{\text{wyraz dwójłomny}}, \quad (2.15)$$

gdzie wyróżniono dwa przyczynki do rejestrowanego sygnału.

Typowe ustawienia polaryzatora to: $\beta = \pi/2$, co odpowiada konfiguracji skrzyżowanych polaryzatorów, $\beta = \pi/4$ dla zrównoważonego polarymetru oraz $\beta = 0$. W pierwszym przypadku sygnał jest proporcjonalny do kwadratu kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji

$$I_{\beta=\pi/2} = \frac{I_0}{4} [(e^{-kl\kappa_-} - e^{-kl\kappa_+})^2 + 4e^{-kl(\kappa_- + \kappa_+)} \sin^2(\phi)] \quad (2.16)$$

z dodatkowym tłem pochodzącym od przyczynki dichroicznego. Wyraz odpowiadający za tło znika, gdy $\kappa_- = \kappa_+$, co jest typowe dla rezonansowego dostrojenia światła. Ponadto, dla małych gęstości ośrodka i małych kątów ϕ powyższe równanie przyjmuje postać

$$I_{\beta=\pi/2} = I_0 \phi^2. \quad (2.17)$$

W konfiguracji zrównoważonego polarymetru ($\beta = \pi/4$) zależność sygnału wygląda następująco

$$I_{\beta=\pi/4} = \frac{I_0}{4} [e^{-2kl\kappa_-} + e^{-2kl\kappa_+} - 2\sin(2\phi)e^{-kl(\kappa_- + \kappa_+)}] \quad (2.18)$$

Dla rozrzedzonych ośrodków atomowych absorpcja jest mała i można w powyższym równaniu przybliżyć eksponenty jednością. Dodatkowo, w tej konfiguracji używa się dwóch detektorów mierzących natężenia wiązek o ortogonalnych polaryzacjach. Można więc zapisać wyrażenia dla natężeń rejestrowanych przez oba

detektory jako

$$I_{+45^\circ} = \frac{I_0}{2}(1 - \sin(2\phi)) \quad (2.19)$$

$$I_{-45^\circ} = \frac{I_0}{2}(1 + \sin(2\phi)), \quad (2.20)$$

co dla małych kątów ϕ daje

$$I_{+45^\circ} = \frac{I_0}{2}(1 - 2\phi) \quad (2.21)$$

$$I_{-45^\circ} = \frac{I_0}{2}(1 + 2\phi). \quad (2.22)$$

Z powyższych równań można odwickłać wartość kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji jako

$$\phi = \frac{I_{-45^\circ} - I_{+45^\circ}}{2(I_{-45^\circ} + I_{+45^\circ})}, \quad (2.23)$$

należy jednak pamiętać, że powyższe równanie ma zakres stosowalności ograniczony do małych kątów, związany z poczynionymi założeniami.

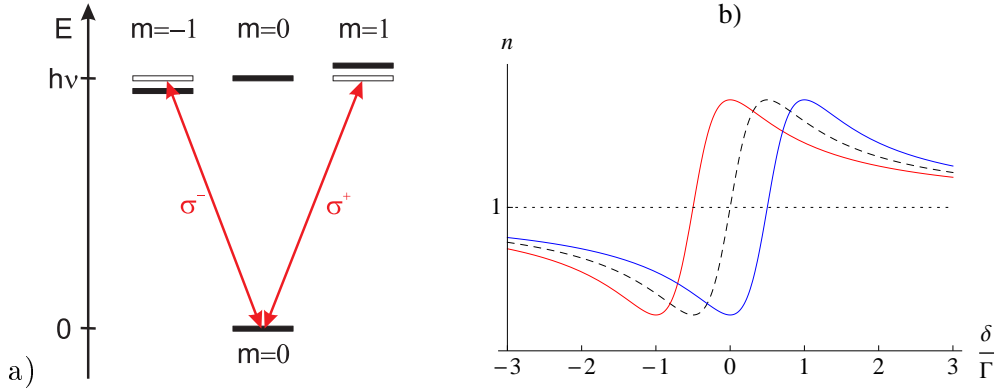
2.4 Rezonansowy efekt Faradaya

2.4.1 Struktura poziomów $J_g = 0$, $J_e = 1$

Najprostszym układem, w którym można obserwować liniowy, rezonansowy efekt Faradaya [48, 49] jest układ typu V , którego przykładem może być atom dwupoziomowy z krętem (momentem pędu) $J_g = 0$ w stanie podstawowym oraz $J_e = 1$ w stanie wzbudzonym, schematycznie przedstawiony na rysunku 2.2 (a). Z uwagi na reguły wyboru dla przejść optycznych dipolowych [50] absorpcja światła o polaryzacji kołowej σ_+ może powodować przejście do stanu $|m' = 1\rangle$ (stanu wzbudzonego o wartości rzutu krętu na oś kwantyzacji $m' = 1$), zaś światła o polaryzacji σ_- do stanu $|m' = -1\rangle$.

Zgodnie z klasyczną teorią współczynnik załamania światła dla atomu dwupoziomowego traktowanego jako oscylator harmoniczny dany jest krzywą Lorentza

2.4 Rezonansowy efekt Faradaya



Rysunek 2.2: a) Schemat poziomów energetycznych atomu dwupoziomowego z krętem $J_g = 0$ w stanie podstawowym oraz $J_e = 1$ w stanie wzbudzone w polu $B \neq 0$. (b) Krzywe współczynników załamania światła dla polaryzacji σ_+ i σ_- bez pola (linie przerywane) i z polem magnetycznym (linie ciągłe).

[51]:

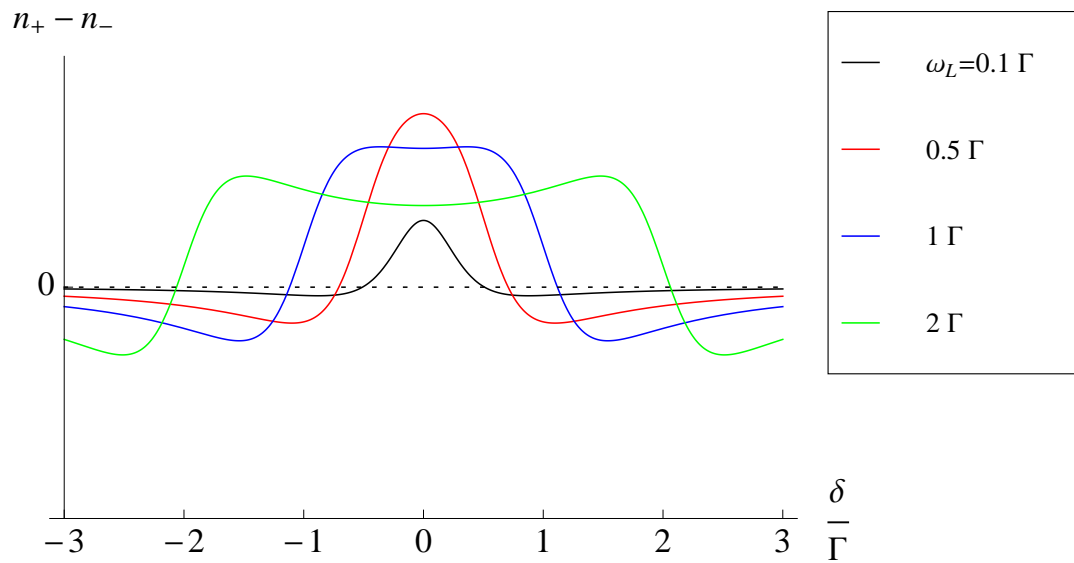
$$n = 1 + A \frac{(\omega - \omega_0)}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (2.24)$$

gdzie $A = \frac{N||d||}{2\hbar\epsilon_0}$ oznacza amplitudę, $||d||$ oznacza wartość momentu dipolowego, ω_0 jest częstotliwością rezonansową, zaś Γ to szerokość przejścia (odwrotność czasu życia stanu wzbudzonego). Założenie to oznacza w praktyce, że zaniedbujemy ruch atomu oraz jego pozostałą strukturę poziomów energetycznych.

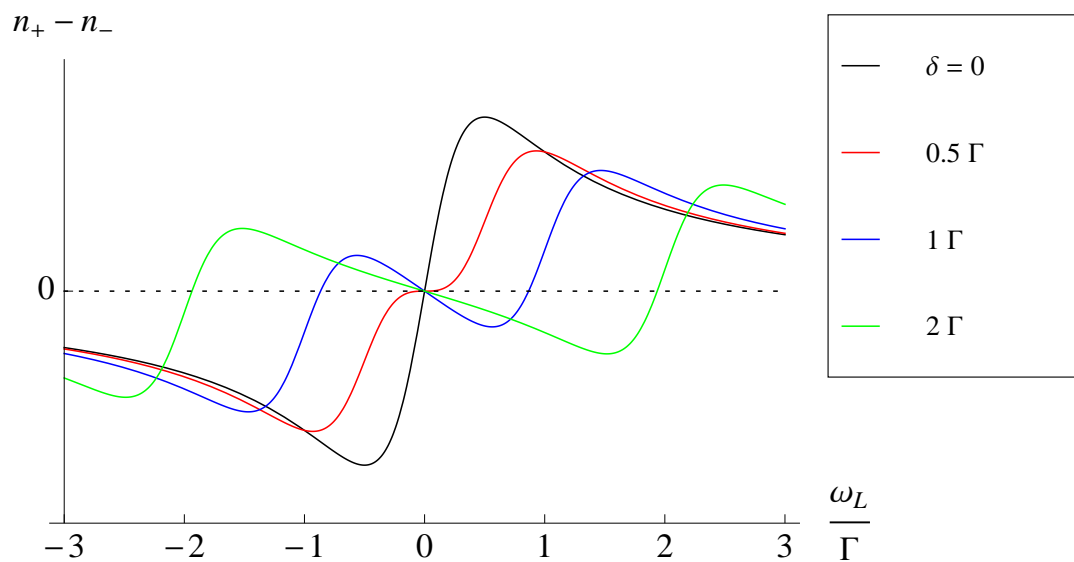
W obecności pola magnetycznego podpoziomy zeemanowskie stanu górnego zmieniają swoją energię o

$$\Delta E_B = m\hbar\omega_L = m\hbar g\mu_B B, \quad (2.25)$$

gdzie m jest wartością rzutu krętu na oś kwantyzacji, ω_L oznacza częstotliwość precesji Larmora, g to czynnik Landégo, zaś B oznacza wartość indukcji pola magnetycznego. Powoduje to zmianę częstotliwości przejść indukowanych przez światło o polaryzacjach σ_{\pm} odpowiednio na $\omega_0^{\pm} = \omega_0 \pm \omega_L$, gdzie ω_0 to częstotliwość rezonansowa przy braku pola magnetycznego. Zniesienie degeneracji zeemanowskiej spowoduje zatem rozsuniecie krzywych rezonansowych współczynnika załamania światła dla obu polaryzacji, co zostało pokazane na rysunku 2.2 (b).



Rysunek 2.3: Różnica współczynników załamania światła w funkcji odstrojenia lasera dla różnych wartości częstości Larmora ω_L



Rysunek 2.4: Różnica współczynników załamania światła w funkcji pola magnetycznego dla różnych wartości odstrojenia δ .

2.4 Rezonansowy efekt Faradaya

Można teraz obliczyć różnicę współczynników załamania dla obu polaryzacji, która na podstawie wzoru (2.11) odpowiada kątowni skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła

$$n_+ - n_- = \frac{A\Gamma}{2} \left(\frac{(\delta - \omega_L)}{(\delta - \omega_L)^2 + \Gamma^2/4} - \frac{(\delta + \omega_L)}{(\delta + \omega_L)^2 + \Gamma^2/4} \right), \quad (2.26)$$

gdzie $\delta = \omega - \omega_0$. Na kolejnych wykresach przedstawiono dwie charakterystyczne zależności kąta magnetorotacji. Rysunek (2.3) pokazuje zależność kąta magnetorotacji od odstrojenia światła δ przy stałym polu magnetycznym (stałej częstości Larmora ω_L). Rysunek 2.4 pokazuje zależność od pola magnetycznego dla światła rezonansowego dla różnych wartości odstrojenia δ . Środkowa część wykresu 2.4 dla $\delta = 0$ przedstawia zależność zbliżoną do liniowej, co jest bardzo przydatne w zastosowaniach magnetometrycznych. Liniowość $n_+ - n_-$ w funkcji pola magnetycznego B , czyli liniowość $\phi(B)$ nie ma nic wspólnego z nazwami *liniowy* i *nieliniowy efekt Faradaya*. Nazwa liniowy efekt Faradaya symbolizuje jedynie brak zależności kąta magnetorotacji od natężenia światła, a więc tzw. liniowe zjawisko optyczne.

Równie prostą jak V jest struktura typu Λ . Ponieważ jednak zazwyczaj jest ona spotykana w układach z $J_g = 1$ i $J_e = 0$, konieczne jest uwzględnienie emisji spontanicznej do wszystkich podpoziomów stanu $|J_g = 1\rangle$, w tym stanu $|J_g = 1, m = 0\rangle$, który nie oddziałuje ze światłem.

2.4.2 Bogatsze struktury atomowe

Rzeczywiste układy atomowe mają często struktury poziomów energetycznych bardziej złożone niż struktura V założona w podrozdziale 2.4.1. I tak, stan podstawowy $5^2S_{1/2}$ atomów ^{85}Rb dzieli się na dwa stany nadsubtelne o krętach $F_g = 2, 3$. W przeprowadzonych doświadczeniach badano rotację Faradaya dla światła dostrójonego do przejścia $5^2S_{1/2}, F_g = 3 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F_e = 4$ [52], będącego jednocześnie przejściem, na którym pracuje pułapka MOT. Jest to przejście nadsubtelne o najbardziej złożonej strukturze, na którą składa się $2F_g + 1 = 7$ podpoziomów zeemanowskich w stanie podstawowym i $2F_e + 1 = 9$ w stanie wzbudzonym. Ko-

nieczne jest zatem rozszerzenie przedstawionego wcześniej sposobu opisu liniowej rotacji Faradaya na taki, który umożliwi uwzględnienie wszystkich dozwolonych składowych złożonych przejść optycznych. Równocześnie jest to tzw. przejście cykliczne, więc w pierwszym przybliżeniu można zaniedbać obecność stanu nadsubtelnego $|F_g = 2\rangle$ w opisie oddziaływania ze światłem.

Efektywny współczynnik załamania można wyrazić poprzez sumowanie przyczynków od różnych możliwych przejść atomowych

$$n - 1 = \sum_i (n^{(i)} - 1) \Pi_i = \sum_i \frac{A_i \Gamma_i}{2} \frac{\delta_i}{\delta_i^2 + \Gamma_i^2} \Pi_i, \quad (2.27)$$

gdzie indeks i numeruje kolejne przejścia atomowe, zaś Π_i oznacza znormalizowane ($\sum_i \Pi_i = 1$) prawdopodobieństwo znalezienia atomu w stanie podstawowym przejścia i . Jeżeli ograniczymy się do jednego przejścia nadsubtelnego, w powyższym wzorze można przyjąć równe szerokości linii $\Gamma_i = \Gamma$, oraz wyrazić amplitudy A_i poprzez wartość momentu dipolowego i współczynniki Clebscha-Gordana

$$n - 1 = \frac{A_1 \Gamma}{2} \sum_i C_i^2 \Pi_i \frac{\delta_i}{\delta_i^2 + \Gamma^2}, \quad (2.28)$$

gdzie C_i oznacza współczynnik Clebscha-Gordana odpowiedniego przejścia, zaś A_1 to nowa amplituda, wciąż zależna od liczby atomów.

Uwzględnienie reguł wyboru dla odpowiednich polaryzacji pozwala jawnie wyrazić współczynniki załamania jako

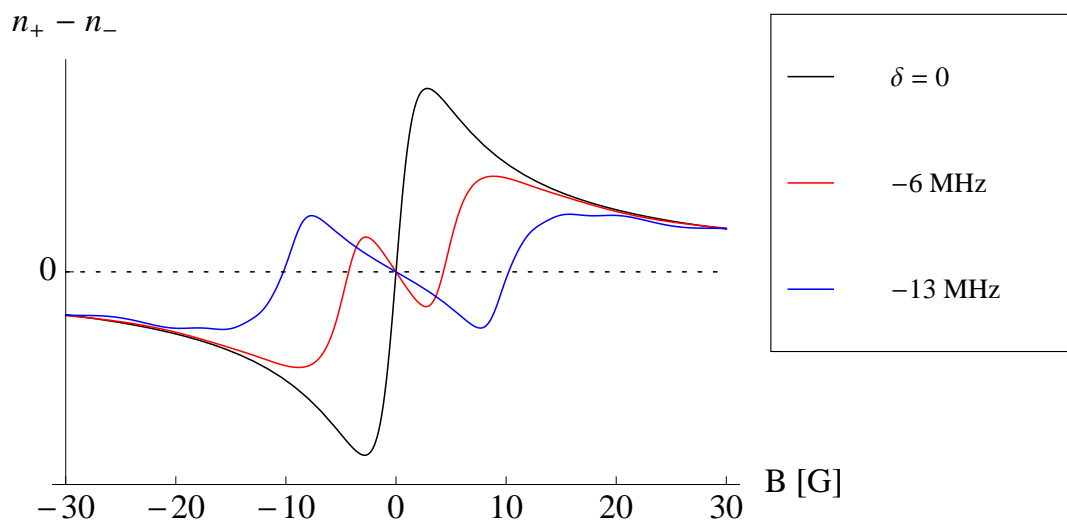
$$n^\pm - 1 = \frac{A_2 \Gamma}{2} |\langle J_e | |d| | J_g \rangle|^2 \sum_{m=-F_g}^{F_g} (\langle F_e, m \pm 1 | 1, \pm 1, F_g, m \rangle)^2 \Pi_m \frac{\delta_m^\pm}{\delta_m^{\pm 2} + \Gamma^2}, \quad (2.29)$$

gdzie wyrażenie przed sumą oznacza zredukowany element macierzowy, pierwszy element za sumą to kwadraty współczynnika Clebscha-Gordana, zaś δ_m^\pm oznacza odstrojenie światła od przejścia $|F_g, m\rangle \rightarrow |F_e, m \pm 1\rangle$, które wynosi

$$\delta_m^\pm = \omega - [\omega_0 + (m \pm 1)g_e \mu_B B - mg_g \mu_B B], \quad (2.30)$$

gdzie g_g i g_e oznaczają odpowiednio czynniki Landégo stanu podstawowego i wzbudzonego. Na wykresie 2.5 przedstawiono modelową krzywą liniowego efektu Faradaya (kąta magneto-rotacji) z uwzględnieniem pełnej struktury poziomów badanego

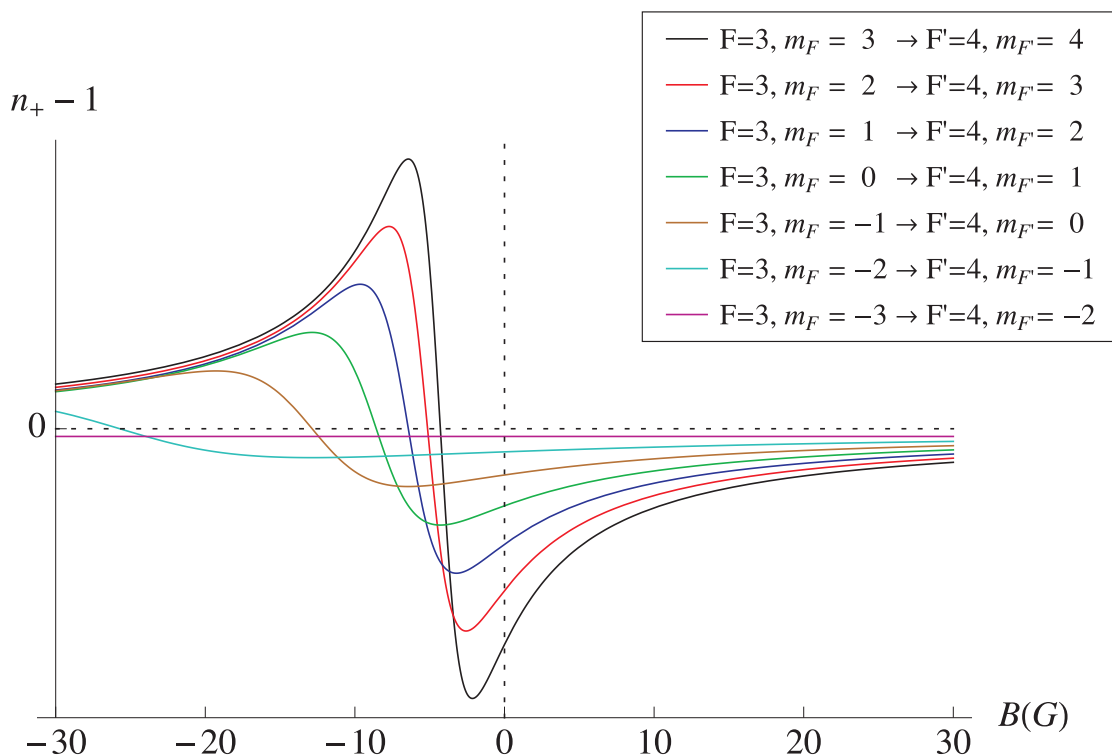
2.4 Rezonansowy efekt Faradaya



Rysunek 2.5: Różnica współczynników załamania światła w funkcji pola magnetycznego dla przejścia pułapkującego w ^{85}Rb .

przejścia cyklicznego, dla kilku odstrojeń wiązki próbkującej. Jakościowo uzyskane krzywe przypominają te z wykresu 2.4, niemniej dla dużych odstrojeń widoczne są przyczynki od przejść związanych z kolejnymi, rozszczepionymi podpoziomami zeemanowskimi. Przyczynki związane z polaryzacją kołową światła σ^+ zostały z osobna pokazane na wykresie 2.6. Analogiczny wykres dla polaryzacji σ^- składa się z krzywych symetrycznych względem początku układu współrzędnych.

Typowo, dla gazów atomowych w temperaturach pokojowych (~ 300 K), umieszczonych w słabych polach magnetycznych ($\ll 1$ T), rozkład populacji jest równowagowy, tzn. $\Pi_m = 1/F_g$. Sumowanie w równaniu (2.29) daje wtedy identyczne przyczynki dla obu polaryzacji kołowych, co wynika z symetrii współczynników Clebscha-Gordana. Aby pojawiło się skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła, zgodnie z równaniem (2.11) konieczna jest obecność pola magnetycznego, podobnie jak w rozdziale 2.2.



Rysunek 2.6: Krzywe współczynnika załamania światła $n^+(B) - 1$ dla światła o polaryzacji σ^+ , odstrojonego o -6 MHz, związane z przejściami z różnych poziomów zeemanowskich w ^{85}Rb .

2.4.3 Paramagnetyczny efekt Faradaya

W przypadku, gdy rozkład populacji nie jest równowagowy, możliwe jest pojawienie się niezerowego skręcenia płaszczyzny polaryzacji nawet, gdy $B = 0$. Taki efekt nazywa się paramagnetycznym efektem Faradaya [33, 30, 32, 31]. W szczególności, ośrodki przepompowane optycznie do stanu rozciągniętego, ang. *stretched state*, tzn. takie, w których cała populacja atomów znajduje się w stanie o maksymalnym możliwym rzucie krętu $|F, m = F\rangle$, wykazują silne skręcenie polaryzacji światła, wynikające z paramagnetycznego efektu Faradaya.

2.4.4 Opis w formalizmie drugiej kwantyzacji

Szybki rozwój stosunkowo młodej dziedziny, jaką jest informacja (informatyka) kwantowa spowodował duże zainteresowanie eksperymentami, w których bada się oddziaływanie atomów z fotonami (odpowiednik komputerowego interfejsu). Z uwagi na słabe sprzężenie pomiędzy pojedynczym atomem i pojedynczym fotonem, obierane są dwie strategie. Pierwsza z nich polega na wprowadzeniu atomu do wnęki rezonansowej, w której możliwe jest znaczące zwiększenie sprzężenia atom-światło. Druga, alternatywna, polega na traktowaniu układu wieloatomowego jako jeden "sztuczny" atom z pewnym efektywnym pseudospinem.

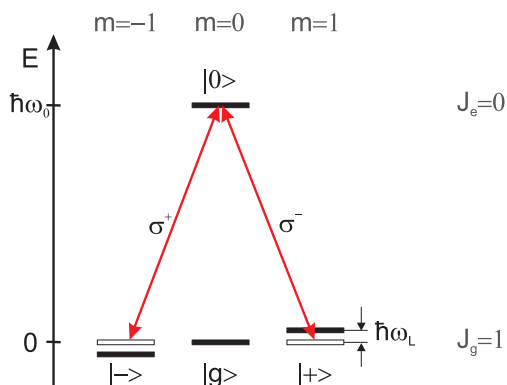
W takim opisie, oprócz wypadkowego spinu atomowego, wprowadza się kwantowe operatory Stokesa dla światła $S_0 \dots S_3$. Są one odpowiednikami klasycznych operatorów odpowiadających natężeniom światła [33, 53, 34, 37]. Rotację Faradaya oblicza się wówczas jako wartość oczekiwaną odpowiedniego kwantowego operatora. Z punktu widzenia niniejszej pracy wystarczający jest jednak opis półklasyczny, w którym światło traktowane jest jako klasyczna fala płaska.

2.5 Nieliniowy efekt Faradaya

2.5.1 Opis poprzez macierz gęstości

Rozpatrzmy najpierw strukturę typu Λ , która pozwala na przeprowadzenie rachunków w sposób stosunkowo prosty i łatwy do interpretacji, przy tym nie powodujący zbytnej straty ogólności poniższych rozważań.

Definiujemy dla stanu czystego operator gęstości układu jako $\rho = |\Psi\rangle\langle\Psi|$, gdzie Ψ oznacza funkcję falową opisującą układ. Dla struktury typu Λ z $J_g = 1$ i $J_e = 0$, przy ustalonej osi kwantyzacji równoległej do pola magnetycznego, macierz tego operatora w bazie poziomów zeemanowskich – macierz gęstości –



Rysunek 2.7: Najprostsza struktura poziomów energetycznych (typu Λ), w której można obserwować koherencje zeemanowskie w stanie podstawowym.

przyjmuje postać

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{--} & \rho_{-g} & \rho_{-+} & \rho_{-0} \\ \rho_{g-} & \rho_{gg} & \rho_{g+} & \rho_{g0} \\ \rho_{+-} & \rho_{+g} & \rho_{++} & \rho_{+0} \\ \rho_{0-} & \rho_{0g} & \rho_{0+} & \rho_{00} \end{pmatrix}, \quad (2.31)$$

gdzie wskaźniki $i, j \in \{0, g, +, -\}$ odpowiadają oznaczeniom stanów na rysunku 2.7.

Oddziaływanie atomu z polem fali świetlnej, która propaguje w kierunku równoległym do pola magnetycznego, można opisać w przybliżeniu dipolowym następującą poprawką do hamiltonianu:

$$H' = -\vec{D} \cdot \vec{E}, \quad (2.32)$$

gdzie \vec{E} oznacza wektor pola elektrycznego fali świetlnej spolaryzowanej wzdłuż osi X , zaś \vec{D} jest operatorem momentu dipolowego, którego macierz w przyjętej powyżej bazie ma postać

$$D = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{-0} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{+0} \\ d_{0-} & 0 & d_{0+} & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.33)$$

2.5 Nieliniowy efekt Faradaya

Postać macierzy momentu dipolowego zależy zarówno od wyboru bazy, w której opisujemy układ, jak i kierunku polaryzacji światła. Taką macierz zawsze cechują pewne symetrie, które odpowiadają regułom wyboru przejść optycznych dipolowych.

Ewolucję czasową macierzy gęstości można obliczyć korzystając z równania

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho]. \quad (2.34)$$

Wstawiając do powyższej formuły postać hamiltonianu $H = H_0 + H'$, otrzymujemy

$$\dot{\rho}_{nm} = -i\omega_{nk}\rho_{km} - \frac{i}{\hbar}[H'_{nk}\rho_{km} - \rho_{nk}H'_{km}], \quad (2.35)$$

gdzie ω_{nm} jest różnicą energii stanów n i m w jednostkach częstości, tzn. $\omega_{nm} = (E_n - E_m)/\hbar$, zaś wskaźniki n, m, k przebiegają po wszystkich dostępnych stanach. Dostajemy zatem układ sprzężonych równań różniczkowych, które pozwalają na obliczenie populacji ρ_{nn} i koherencji² ρ_{nm} ($n \neq m$) w atomach oddziałujących z polem elektrycznym fali świetlnej.

Wprowadzone powyżej równania ruchu nie wystarczają jednak do odtworzenia obserwowanych procesów, gdyż nie uwzględniają ważnych procesów relaksacyjnych, jak choćby emisja spontaniczna. W przypadku symulowania rzeczywistych zjawisk powyższe równania wymagają więc pewnej modyfikacji. Fenomenologiczny sposób takiej korekty polega na dodaniu do prawej strony równości (2.35) wyrażenia Γ_ρ odpowiadającego za relaksację układu. Tak zmodyfikowane równanie nosi nazwę równania głównego, ang. *master equation*³

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] - \Gamma_\rho, \quad (2.36)$$

a równania ruchu przybierają wtedy formę:

$$\dot{\rho}_{nm} = -i\omega_{nk}\rho_{km} - \frac{i}{\hbar}[H'_{nk}\rho_{km} - \rho_{nk}H'_{km}] - \gamma_{nk}(\rho - \rho^{(0)})_{km}, \quad (2.37)$$

²koherencjami będą nazywane pozadiagonalne elementy macierzy gęstości

³w literaturze spotyka się również nazwę równanie Liouville'a

gdzie γ_{nk} oznaczają szybkość relaksacji elementu ρ_{km} macierzy gęstości do jego wartości stacjonarnej $\rho_{km}^{(0)}$. Równania w takiej formie dają na ogół zadowalający opis oddziaływania atom-pole świetlne, gdy w miejscu γ_{nk} uwzględni się odpowiednie czasy relaksacji. Ważną konsekwencją włączenia procesów relaksacyjnych do opisu układu jest zmiana dynamiki na niekoherentną (nieunitarną) i pojawienie się stanów mieszanych układu. W ogólności, procesy relaksacyjne można opisywać równaniem Lindblada. Jest to najbardziej ogólna postać równania jednorodnego w czasie i markowowskiego, która może być użyta do opisu nieunitarnej ewolucji układu przy jednoczesnym zachowaniu śladu macierzy gęstości i jej dodatniej określoności.

Oddziaływanie ze słabym polem magnetycznym, można opisać w niniejszym formalizmie poprzez hamiltonian

$$H'' = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}, \quad (2.38)$$

gdzie $\vec{\mu}$ oznacza moment magnetyczny, zaś \vec{B} oznacza wektor indukcji pola magnetycznego. Dla pola magnetycznego skierowanego wzdłuż osi kwantyzacji z hamiltonian ten przybiera postać

$$H'' = -m_J g_J \mu_B B_z, \quad (2.39)$$

gdzie m_J oznacza wartość rzutu momentu pędu na oś z , g_J oznacza czynnik Landégo stanu $|J\rangle$, zaś μ_B oznacza magneton Bohra. Oddziaływanie z takim polem magnetycznym można zatem sprowadzić do poprawek do energii poziomów zeemanskich i włączyć do hamiltonianu H_0 .

Rozwiązanie układu równań (2.37) dla pola elektrycznego zadanego równaniem (2.7) jest niemożliwe w sposób ścisły. Można natomiast zastosować tzw. przybliżenie fali wirującej (*rotating wave approximation*), w którym przechodzimy do układu współrzędnych wirującego z częstością ω i zaniedbujemy szybkie oscylacje pola elektrycznego⁴. Ponieważ koherencje optyczne dla światła bliskiego re-

⁴jest to równoznaczne z założeniem zespolonej postaci pola elektrycznego $\vec{E} = E\hat{e}_x e^{-i\omega t}$

2.5 Nieliniowy efekt Faradaya

zonansu ($\omega \approx \omega_0$) oscylują na częstości światła, naturalnym krokiem jest wyciągnięcie ich wolno zmiennej obwiedni σ

$$\rho_{ij} = \sigma_{ij} e^{-i\omega t}, \quad i \neq j \quad (2.40)$$

i zaniedbanie szybkozmiennych wyrazów $\propto e^{\pm 2i\omega t}$. Otrzymujemy wtedy układ równań

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{--} &= -i\Omega(\sigma_{-0} - \sigma_{0-}) - \gamma(\rho_{--} - 1/3) \\ \dot{\rho}_{++} &= -i\Omega(\sigma_{+0} - \sigma_{0+}) - \gamma(\rho_{++} - 1/3) \\ \dot{\rho}_{00} &= i\Omega(\sigma_{-0} + \sigma_{+0} - \sigma_{0-} - \sigma_{0+}) - \Gamma\rho_{00} \\ \dot{\sigma}_{0-} &= -i\Omega(\rho_{00} - \rho_{--} - \rho_{+-}) - iA_- \sigma_{0-} \\ \dot{\sigma}_{0+} &= -i\Omega(\rho_{00} - \rho_{++} - \rho_{-+}) - iA_+ \sigma_{0+} \\ \dot{\rho}_{-+} &= -i\Omega(\sigma_{-0} - \sigma_{0+}) + i(2\omega_L + i\gamma)\rho_{-+}, \end{aligned} \quad (2.41)$$

gdzie $\Omega = Ed/\hbar$ oznacza częstość Rabięgo, zaś $A_{\pm} = \Delta\omega \mp \omega_L - i\Gamma/2$. Można następnie założyć osiągnięcie stanu stacjonarnego przez układ, tzn. położyć lewą stronę równą 0. Odpowiada to sytuacji, w której układ doszedł do stanu równowagi po włączeniu oddziaływania z polem świetlnym.

Powyższy układ równań jest układem równań sprzężonych ze sobą i można go rozwiązać metodą perturbacyjną lub metodami numerycznymi. Rozwinięcie perturbacyjne jest opisane w dalszej części tej pracy, ale jego stosowalność jest ograniczona do oddziaływania z niezbyt silną i/lub odstrojoną od rezonansu wiązką światła. W przeciwnym razie konieczne staje się uwzględnianie poprawek coraz wyższych rzędów.

2.5.2 Perturbacyjny opis optycznych zjawisk nieliniowych

Optyczne zjawiska nieliniowe zaczynają odgrywać rolę, gdy światło oddziałujące z ośrodkiem jest na tyle silne, iż modyfikuje jego właściwości optyczne. Naturalną zatem staje się klasyfikacja zjawisk na podstawie ich zależności od amplitudy

pola elektrycznego fali świetlnej. Rozpiszemy zatem macierz gęstości w podejściu perturbacyjnym jako

$$\rho = \sum_{j=0}^{\infty} \rho^{(j)}(\mathbf{E}^j), \quad (2.42)$$

przy czym macierz gęstości w poszczególnych rzędach jest powiązana poprzez równanie rekurencyjne:

$$\dot{\rho}_{nm}^{(j)} = -(i\omega_{nk} + \gamma_{nk}) \rho_{km}^{(j)} - \frac{i}{\hbar} [H'_{nk} \rho_{km}^{(j-1)} - \rho_{nk}^{(j-1)} H'_{km}] - \Gamma \rho_{nm}^{(j)}. \quad (2.43)$$

Znajomość macierzy gęstości w poszczególnych rzędach pozwala na obliczenie wartości średniej momentu dipolowego, czyli makroskopowej polaryzacji ośrodka poprzez relację:

$$P = Tr(\rho D). \quad (2.44)$$

Z drugiej strony nieliniowa polaryzacja ośrodka dana jest zależnością:

$$P = \chi E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots, \quad (2.45)$$

gdzie $\chi^{(j)}$ oznacza polaryzowalność (podatność dielektryczną) j -tego rzędu. Przyrównując równanie (2.45) z równaniem (2.42) można wyrazić wartości kolejnych rzędów podatności dielektrycznej poprzez odpowiednie człony rozwinięcia macierzy gęstości (2.44).

W przypadku ośrodków centrosymetrycznych, jak np. pary atomowe, symetria układu powoduje, że zerują się wyrażenia stojące przy parzystych potęgach amplitudy pola elektrycznego E , zatem powyższe równanie można sprowadzić do postaci:

$$P = \tilde{\chi}(I) \cdot E, \quad (2.46)$$

gdzie nieliniowa podatność dielektryczna $\tilde{\chi}$ związana jest z natężeniem padającego światła wzorem:

$$\tilde{\chi} = \chi + \chi^3 (2n/c\epsilon_0) I + \chi^5 (2n/c\epsilon_0)^2 I^2 + \dots \quad (2.47)$$

Istnienie wyrazów nieliniowych podatności implikuje nieliniowość współczynnika załamania i absorpcji światła, które to wielkości są mierzone w eksperymentach

2.5 Nieliniowy efekt Faradaya

i powodują powstanie szeregu interesujących efektów, m.in. nieliniowego efektu Faradaya, nieliniowej fluorescencji, EIT, czy nieliniowego efektu Hanlego.

2.5.3 Obliczenia NEF dla struktury Λ

Po podstawieniu równania (2.42) do układu równań (2.41) i przyrównaniu wyrażań stojących przy odpowiednich potęgach pola elektrycznego otrzymujemy następujący układ równań

$$\begin{aligned}
 \rho_{--}^{(n)} &= \frac{1}{3} - i \frac{\Omega}{\gamma} \left(\sigma_{-0}^{(n-1)} - \sigma_{0-}^{(n-1)} \right) \\
 \rho_{++}^{(n)} &= \frac{1}{3} - i \frac{\Omega}{\gamma} \left(\sigma_{+0}^{(n-1)} - \sigma_{0+}^{(n-1)} \right) \\
 \rho_{00}^{(n)} &= i \frac{\Omega}{\Gamma} \left(\sigma_{-0}^{(n-1)} + \sigma_{+0}^{(n-1)} - \sigma_{0-}^{(n-1)} - \sigma_{0+}^{(n-1)} \right) \\
 \sigma_{0-}^{(n)} &= -\frac{\Omega}{A_-} \left(\rho_{00}^{(n-1)} - \rho_{--}^{(n-1)} - \rho_{+-}^{(n-1)} \right) \\
 \sigma_{0+}^{(n)} &= -\frac{\Omega}{A_+} \left(\rho_{00}^{(n-1)} - \rho_{++}^{(n-1)} - \rho_{-+}^{(n-1)} \right) \\
 \rho_{-+}^{(n)} &= \frac{\Omega}{2\omega_L + i\gamma} \left(\sigma_{-0}^{(n-1)} - \sigma_{0+}^{(n-1)} \right),
 \end{aligned} \tag{2.48}$$

który wiąże rozwiązania w n -tym rzędzie rozwinięcia perturbacyjnego z rozwiązaniami z $(n-1)$ -szego rzędu. Zakładając w chwili początkowej równowagowy rozkład

$$\rho_{--} = \rho_{gg} = \rho_{++} = 1/3$$

przy braku jakichkolwiek koherencji, można już łatwo obliczyć wszystkie elementy macierzy gęstości w wyższych rzędach rozwinięcia. Zestawienie elementów z pierwszych czterech rzędów zostało przedstawione w tabeli 2.1 [9].

W zerowym rzędzie zaburzenia mamy do czynienia jedynie z równowagowym obsadzeniem poziomów zeemanowskich. Układ pozostaje w równowadze i nie ma żadnych koherencji, ani optycznych, ani zeemanowskich.

Włączenie słabego pola elektrycznego fali świetlnej powoduje powstanie koherencji optycznych, proporcjonalnie do Ω . Są one odpowiedzialne za liniowe wła-

Rząd	Element macierzy gęstości	Interpretacja efektów w danym rzędzie
0	$\rho_{++}^{(0)} = \rho_{--}^{(0)} = \rho_{gg}^{(0)} = \frac{1}{3}$	Równowagowy rozkład populacji
1	$\sigma_{0\pm}^{(1)} = \frac{\Omega}{3A_{\pm}}$	Liniowa absorpcja, LEF
2	$\rho_{\pm\pm}^{(0)} + \rho_{\pm\pm}^{(2)} = \frac{1}{3} \left[1 - \frac{i\Omega^2}{\gamma} \left(\frac{1}{A_{\pm}^*} - \frac{1}{A_{\pm}} \right) \right]$ $\rho_{00}^{(2)} = \frac{i\Omega^2}{3\Gamma} \left(\frac{1}{A_-^*} - \frac{1}{A_-} + \frac{1}{A_+^*} - \frac{1}{A_+} \right)$ $\rho_{-+}^{(2)} = \frac{\Omega^2}{3(2\omega_L + i\gamma)} \left(\frac{1}{A_-^*} - \frac{1}{A_+} \right)$	Fluorescencja Efekty skrzyżowanych poziomów (np. efekt Hanlego)
3	$\sigma_{0\pm}^{(1)} + \sigma_{0\pm}^{(3)} = \frac{\Omega}{3A_{\pm}} \left[1 - \frac{i\Omega^2}{\gamma} \left(\frac{1}{A_{\pm}^*} - \frac{1}{A_{\pm}} \right) - \frac{i\Omega^2}{\Gamma} \left(\frac{1}{A_-^*} + \frac{1}{A_+^*} - \frac{1}{A_-} - \frac{1}{A_+} \right) \right]$ $+ \frac{\Omega^2}{2\omega_L + i\gamma} \left(\frac{1}{A_{\mp}^*} - \frac{1}{A_{\pm}} \right)$	Nieliniowa absorpcja, NEF spowolnienie światła, EIT, CPT

Tablica 2.1: Zestawienie elementów macierzy gęstości w pierwszych trzech rzędach rozwinięcia perturbacyjnego w Ω .

2.5 Nieliniowy efekt Faradaya

sności optyczne ośrodka, do których należą liniowa absorpcja, liniowa dyspersja, czy też liniowy efekt Faradaya.

W drugim rzędzie zaburzenia pojawiają się wyrazy proporcjonalne do Ω^2 . Można je interpretować jako te związane z absorpcją pojedynczego fotonu. Oprócz zjawisk typu fluorescencja, pojawia się również wyrażenie na koherencję zeemansowską ρ_{-+} . Jej obecność można wykrywać metodami optycznymi w nieliniowym efekcie Faradaya.

Najbardziej interesujące z punktu widzenia tej pracy są wyrazy pojawiające się po raz pierwszy w trzecim rzędzie, proporcjonalne do Ω^3 . Dodatkowe wyrażenia, które pojawiają się jako poprawki do koherencji optycznych $\sigma_{0\pm}$ sprawiają, że ośrodek przestaje być liniowy. Z punktu widzenia tej pracy, najważniejsza jest ostatnia poprawka, proporcjonalna do $\Omega^3/(2\omega_L + i\gamma)$. W funkcji częstości Larmora ma ona charakter rezonansowy, o szerokości γ , związanej z czasem życia (albo szybkością relaksacji) stanu podstawowego. Dla długich czasów relaksacji i w małych polach magnetycznych ($\omega_L, \gamma \ll \Gamma$) przejawia się ona w postaci zależnego od natężenia skreślenia płaszczyzny polaryzacji światła.

Aby zobrazować wpływ nieliniowych członów w wyrażeniach na koherencje optyczne, można powiązać te elementy macierzy gęstości z własnościami optycznymi ośrodka. Współczynnik załamania światła, zgodnie ze wzorem (2.4) można wyrazić przez

$$\eta = 1 + 2\pi N \frac{P}{E} = 1 + 2\pi N \frac{\text{Tr}(\rho D)}{E}. \quad (2.49)$$

Po wstawieniu wyrażenia na macierz gęstości i obliczeniu śladu dostajemy

$$n_{\pm} - 1 = \frac{2\pi}{E} \text{Re}(d_{\mp 0} \rho_{\mp 0}). \quad (2.50)$$

Różnica współczynników załamania dla obu polaryzacji kołowych przybiera zaś postać

$$n_+ - n_- = \frac{2\pi d}{E} \text{Re}(\rho_{-0} - \rho_{+0}). \quad (2.51)$$

Mając dane rozwiązania na elementy macierzy gęstości w pierwszych trzech rzędach rachunku zaburzeń można dokonać symulacji kształtu krzywych magneto-

tacji. Na wykresie 2.8 przedstawiono modelową krzywą rotacji w funkcji częstości Larmora ω_L , przy założeniu, że szybkość relaksacji γ jest równa $1/1000$ szerokości naturalnej Γ przejścia. Środkowy, wąski rezonans odpowiada nieliniowemu efektowi Faradaya i ma szerokość γ . Szeroka struktura jest związana z liniowym efektem Faradaya i odpowiada szerokości naturalnej przejścia. Obecność struktury NEF mającej szerokość znacznie mniejszą od szerokości naturalnej przejścia oznacza, że jest ona związana z przejściami pomiędzy poziomami, które mają dłuższy czas życia aniżeli stan wzbudzony. Można je interpretować jako przejścia ramanowskie pomiędzy poziomami zeemanowskimi.

2.5.4 NEF w bogatszych strukturach poziomów

Dotychczasowy opis NEF w strukturze typu Λ jest ogólny i może zostać rozszerzony na struktury o dowolnych, większych wartościach krętu. Zwiększa się wtedy stopień skomplikowania otrzymywanych równań, niemniej mechanizmy fizyczne pozostają podobne. Uogólnione wyrażenie na współczynnik załamania światła dla odpowiedniej polaryzacji kołowej przyjmuje postać

$$n_{\pm} - 1 \propto \sum_{ij} \text{Re}(d_{ij}\rho_{ji}), \quad (2.52)$$

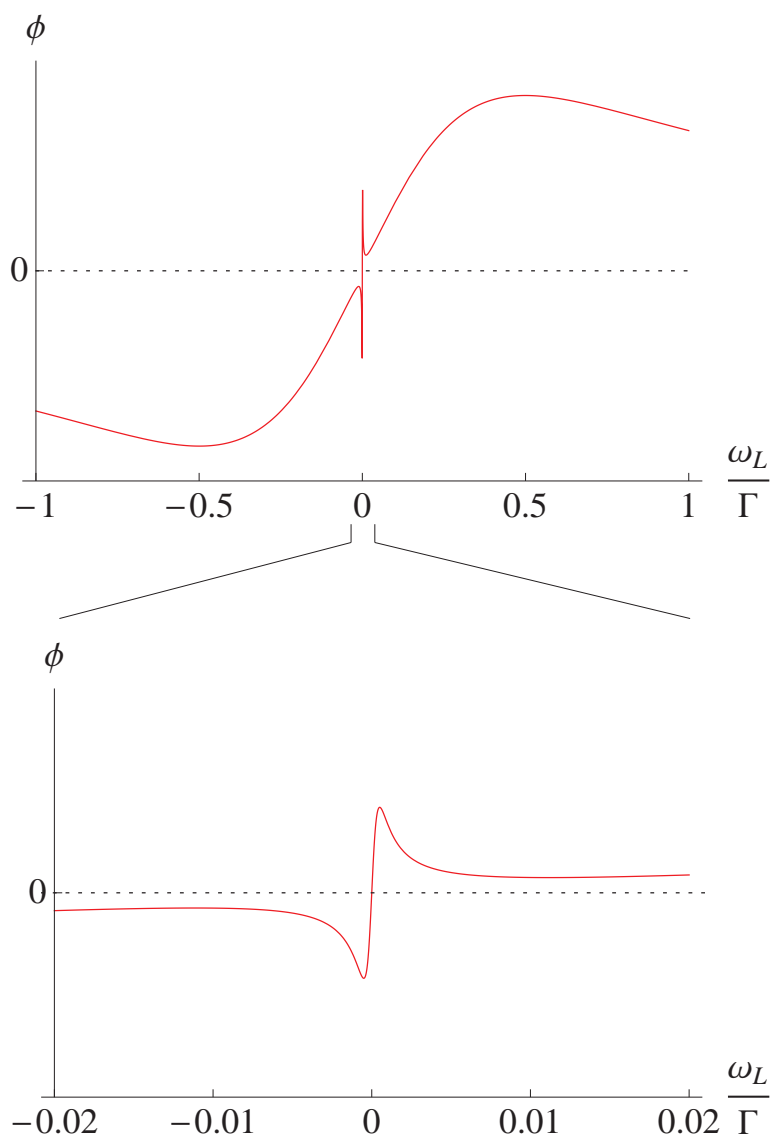
gdzie indeksy j, k przebiegają odpowiednio po wszystkich stanach podstawowych i wzbudzonych, zaś d_{ij} oznacza wartość momentu dipolowego pomiędzy stanami $|i\rangle$ i $|j\rangle$. Ze względu na reguły wyboru większość elementów d_{ij} przyjmuje wartość zero a sumowanie efektywnie przebiega po dozwolonych przejściach optycznych.

Koherencje optyczne można wyrazić poprzez koherencje zeemanowskie w następującej formie

$$\rho_{ij}^{\pm} \propto \sum_k (\Omega_{ik}^{\pm}\rho_{kl} - \rho_{ik}\Omega_{kl}^{\pm}), \quad (2.53)$$

przy czym jest to przybliżenie wynikające z równań (2.48), poprawne jedynie dla niezbyt dużych częstości Rabiego (natężeń światła) i pól magnetycznych.

2.5 Nieliniowy efekt Faradaya



Rysunek 2.8: Symulacja kształtu sygnału rotacji Faradaya dla ustalonego natężenia światła w szerokim (górny wykres) i wąskim (dolny wykres) zakresie częstotliwości Larmora (pola magnetycznego).

Jednym z pojawiających się nowych efektów przy zwiększaniu natężenia fali świetlnej jest tworzenie się koherencji zeemanowskich pomiędzy stanami z $\Delta_m = 4, 6, \dots$, aż do rozpiętych pomiędzy stanami o magnetycznej liczbie kwantowej $m = \pm F$. Takie procesy pojawiają się w coraz wyższych rzędach rachunku zaburzeń, a zatem można je powiązać z procesami wielofotonowymi. Przekonującym argumentem za takim stwierdzeniem są doświadczalne zależności amplitud koherencji od natężenia światła, np. opisane w pracy [54, 55]. W zakresie najmniejszych zaburzeń, koherencje z $\Delta_m = 2$ mają amplitudy proporcjonalne do natężenia światła $I \propto \Omega^2$, koherencje z $\Delta_m = 4$ do I^2 , zaś koherencje z $\Delta_m = 6$ do I^3 (proces trójfotonowy).

Innym interesującym efektem jest przekaz koherencji poprzez emisję spontaniczną. Jeżeli w stanie wzbudzonym istnieje niezerowa koherencja zeemanowska, to możliwe jest jej przeniesienie do stanu podstawowego w trakcie deekscytacji. W opisywanym wcześniej układzie Λ proces ten nie jest możliwy, ze względu na brak struktury stanu wzbudzonego. Uwzględnienie takich procesów w opisie teoretycznym wymaga zmodyfikowania równań odpowiedzialnych za relaksację układu i wykracza poza założenia niniejszej pracy.

2.6 Nieliniowy efekt Faradaya z wiązką modulowaną

Koherencje zeemanowskie kreowane przez światło metodą opisaną w rozdziale 2.5.1 są niszczone, gdy ośrodek zostanie umieszczony w dużym polu magnetycznym, tzn. kiedy częstość precesji Larmora znacząco przewyższa szybkość relaksacji w układzie, $\omega_L \gg \gamma$. Konsekwencją tego jest możliwość obserwacji rezonansu wokół $B = 0$ mimo, iż jego centrum wypada w miejscu gdzie nie ma pola magnetycznego, podobnie jak w pracy [56].

Na początku lat 60-tych ubiegłego wieku zaobserwowano pojawienie się rezonansu, gdy ośrodek oddziaływał ze światłem modulowanym amplitudowo, z często-

2.6 Nieliniowy efekt Faradaya z wiązką modulowaną

ścią bliską częstości precesji [57]. Zjawisko to można interpretować w charakterze podwójnego rezonansu [58] mimo, iż jest efektem "czysto optycznym". Kilka lat później, w pracy [59] opisano związek modulacji polaryzacji światła emitowanego we fluorescencji z precesją w polu magnetycznym.

Popularyzacja i rozwój laserów napędzały szybki rozwój magnetometrów pompowanych optycznie [60]. Zaobserwowanie bardzo wąskich rezonansów NEF (~ 1 Hz) [61] zwiększyło zainteresowanie użyciem NEF do precyzyjnych pomiarów pól magnetycznych. Dwa lata później wprowadzono do tych pomiarów technikę modulacji częstotliwościowej wiązki światła [11, 62], nazywając całą metodę *frequency-modulated nonlinear magneto-optical rotation* (FM NMOR). Analogiczna metoda *amplitude-modulated nonlinear magneto-optical rotation* (AMOR), która wykorzystuje modulację amplitudową, została wprowadzona i opisana w pracy [12]. W dalszej części tej pracy zostały opisane jej podstawy teoretyczne.

2.6.1 Modulacja amplitudowa

Chcąc opisać oddziaływanie ze światłem zmodulowanym amplitudowo należy zmodyfikować w równaniu (2.32) wyrażenie na postać pola elektrycznego. Dla uproszczenia rachunków można założyć sinusoidalną postać modulacji, amplitudy pola elektrycznego. Wtedy wektor pola elektrycznego wyraża się poprzez

$$\vec{E} = E_0(\hat{\epsilon}_- - \hat{\epsilon}_+)e^{-i\omega t} [1 + \cos(\omega_m t)], \quad (2.54)$$

gdzie założono pełną modulację amplitudy z częstością ω_m . Powyższe równanie można też zapisać w postaci odpowiadającej przybliżeniu fali wirującej

$$\vec{E} = E_0(\hat{\epsilon}_- - \hat{\epsilon}_+) \left[e^{-i\omega t} + \frac{1}{2}e^{-i(\omega+\omega_m t)} + \frac{1}{2}e^{-i(\omega-\omega_m t)} \right], \quad (2.55)$$

która jest wygodna podczas rozwiązywania układu równań różniczkowych. Oprócz oscylacji pola elektrycznego na częstości nośnej ω , w powyższym równaniu widoczne są również oscylacje pola o częstościach $\omega \pm \omega_m$, tzw. pasma boczne.

Należy teraz rozwiązać równanie *master* z postacią pola elektrycznego daną równaniem (2.54), przy czym nie można już skorzystać z przybliżenia stanu stacjonarnego. Skuteczna metoda rozwiązania otrzymanego układu równań polega na rozkładzie macierzy gęstości na składowe fourierowskie, tzn. zapisaniu jej w postaci szeregu

$$\rho = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \rho^{[j]} e^{ij\omega_m t}, \quad (2.56)$$

gdzie indeks j numeruje harmoniczne częstotliwości modulacji. Zgrupowanie wyrazów oscylujących na tych samych harmonicznych częstotliwości modulacji pozwala otrzymać, analogicznie do rozwinięcia perturbacyjnego (2.48), układ samosprzężonych równań dla każdej z nich. Równania na poszczególne elementy macierzy gęstości przyjmują wtedy postać [9]

$$\begin{aligned} \rho_{--}^{[j]} &= \frac{1}{3} \delta^{0,j} - i \frac{\Omega}{\gamma} \left[\sigma_{-0}^{[j]} - \sigma_{0-}^{[j]} + \frac{1}{2} \left(\sigma_{-0}^{[j-1]} - \sigma_{0-}^{[j-1]} + \sigma_{-0}^{[j+1]} - \sigma_{0-}^{[j+1]} \right) \right] \\ \rho_{++}^{[j]} &= \frac{1}{3} \delta^{0,j} - i \frac{\Omega}{\gamma} \left[\sigma_{+0}^{[j]} - \sigma_{0+}^{[j]} + \frac{1}{2} \left(\sigma_{+0}^{[j-1]} - \sigma_{0+}^{[j-1]} + \sigma_{+0}^{[j+1]} - \sigma_{0+}^{[j+1]} \right) \right] \\ \rho_{00}^{[j]} &= i \frac{\Omega}{\Gamma} \left[\sigma_{-0}^{[j]} + \sigma_{+0}^{[j]} - \sigma_{0-}^{[j]} - \sigma_{0+}^{[j]} + \frac{1}{2} \left(\sigma_{-0}^{[j-1]} + \sigma_{+0}^{[j-1]} - \sigma_{0-}^{[j-1]} - \sigma_{0+}^{[j-1]} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \sigma_{-0}^{[j+1]} + \sigma_{+0}^{[j+1]} - \sigma_{0-}^{[j+1]} - \sigma_{0+}^{[j+1]} \right) \right] \\ \sigma_{0-}^{[j]} &= \frac{-\Omega}{A_-} \left[\rho_{00}^{[j]} - \rho_{--}^{[j]} - \rho_{+-}^{[j]} + \frac{1}{2} \left(\rho_{00}^{[j-1]} - \rho_{--}^{[j-1]} - \rho_{+-}^{[j-1]} + \rho_{00}^{[j+1]} - \rho_{--}^{[j+1]} - \rho_{+-}^{[j+1]} \right) \right] \\ \sigma_{0+}^{[j]} &= \frac{-\Omega}{A_+} \left[\rho_{00}^{[j]} - \rho_{++}^{[j]} - \rho_{-+}^{[j]} + \frac{1}{2} \left(\rho_{00}^{[j-1]} - \rho_{++}^{[j-1]} - \rho_{-+}^{[j-1]} + \rho_{00}^{[j+1]} - \rho_{++}^{[j+1]} - \rho_{-+}^{[j+1]} \right) \right] \\ \rho_{-+}^{[j]} &= \frac{\Omega}{2\omega_L + i\gamma} \left[\sigma_{-0}^{[j]} - \sigma_{0+}^{[j]} + \frac{1}{2} \left(\sigma_{-0}^{[j-1]} - \sigma_{0+}^{[j-1]} + \sigma_{-0}^{[j+1]} - \sigma_{0+}^{[j+1]} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.57)$$

gdzie symbol $\delta^{0,j}$ oznacza deltę Kroneckera.

Rozwiązanie nieskończonego szeregu układów równań (2.57) jest możliwe ze względu na ograniczone sprzężenie pomiędzy kolejnymi rzędami. W praktyce, wystarczające jest uwzględnienie tylko kilku pierwszych rzędów w szeregu Fouriera i położenie $\rho^{[j]} = 0$ dla większych $|j|$.

2.6 Nieliniowy efekt Faradaya z wiązką modulowaną

Mając rozwiązania na macierz gęstości można już obliczyć wartość magnetorotacji posługując się równaniem (2.49) i rozwinięciem (2.56) jako

$$\eta_{\pm} = 1 + 2\pi N \frac{\text{Tr}(\sum_{j=-\infty}^{\infty} \rho^{[j]} e^{ij\omega_m t} D_{\pm})}{E(t)} \quad (2.58)$$

Ponieważ wartość kąta oscyluje w czasie, wygodnie jest obliczyć składowe proporcjonalne do sinusa i kosinusa każdej harmonicznej częstotliwości modulacji (w fazie i przesuniętą o 90°)

$$\eta_{\pm, \sin}^{(j\omega_m)} - 1 = \int_0^{2\pi/j\omega_m} (\eta_{\pm} - 1) \sin(j\omega_m t) dt \quad (2.59)$$

$$\eta_{\pm, \cos}^{(j\omega_m)} - 1 = \int_0^{2\pi/j\omega_m} (\eta_{\pm} - 1) \cos(j\omega_m t) dt. \quad (2.60)$$

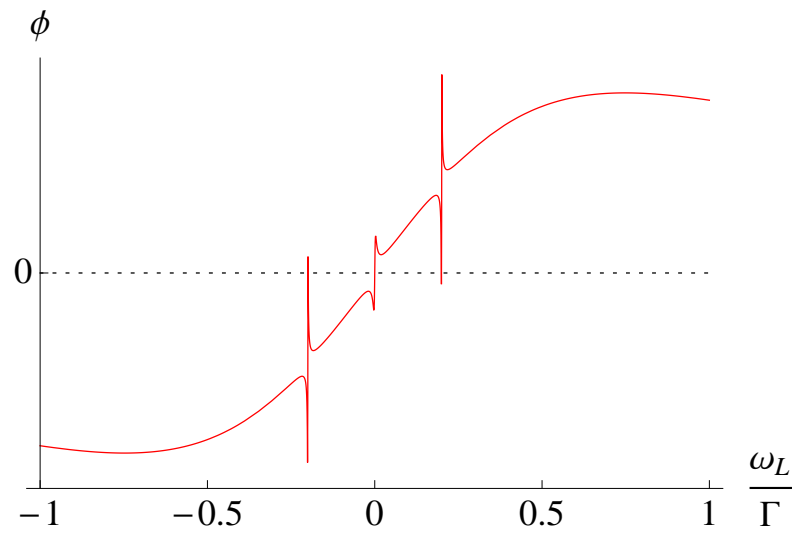
Dla każdej częstotliwości demodulacji $\omega_{dm} = j\omega_m$ możliwa jest niezależna obserwacja sygnału z użyciem wzmacniacza fazoczułego.

Rysunek 2.9 przedstawia modelową krzywą obrazującą kąt rotacji dla częstotliwości modulacji $\omega_m = \omega_{dm} = \Gamma/5$. W miejscu gdzie spełniony jest warunek

$$\omega_{mod} = \pm 2\omega_L \quad (2.61)$$

pojawiają się dodatkowe rezonanse, które nazywa się rezonansami wysokopolowymi, dla odróżnienia od rezonansu w zerowym polu magnetycznym. W typowych eksperymentach modulacyjnych z wykorzystaniem pompowania optycznego kołowo spolaryzowaną wiązką w powyższej relacji nie ma czynnika "2". Jego pojawienie się można wytłumaczyć faktem, iż oscylujące pole elektryczne nie indukuje przejść pomiędzy sąsiadującymi podpoziomami zeemanowskimi, jak to ma miejsce np. w technice podwójnego rezonansu optyczno-radiowego, lecz wpływa na koherencje pomiędzy stanami, których wartość rzutu krętu różni się o $\Delta m = 2$. Alternatywne wytłumaczenie opiera się na powiązaniu obserwabli z momentami polaryzacyjnymi odpowiedniego rzędu [54].

Zarówno amplituda jak i szerokość rezonansów wysokopolowych są najczęściej porównywalne z rezonansem zeropolowym. Rezonanse boczne mogą więc zostać



Rysunek 2.9: Modelowa zależność skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła modulowanego amplitudowo w funkcji podłużnego pola magnetycznego. Środkowy rezonans jest typowym rezonansem odpowiadającym NEF przy braku modulacji. Rezonanse boczne odpowiadają polu, dla którego częstość modulacji $\omega_m = 2\omega_L = 2 \cdot g\mu_B B/\hbar$. Stosunek amplitud rezonansów zależy od głębokości modulacji wiązki próbującej. Za szerokie, dyspersyjne tło odpowiada LEF.

2.7 Impulsowe wytwarzanie koherencji

wykorzystane do ultraprecyzyjnych pomiarów istotnie niezerowych pól magnetycznych. W praktyce oznacza to, iż możliwy jest precyzyjny pomiar pól o wielkościach przekraczających wartość ziemskiego pola magnetycznego. Technika ta została nazwana AMOR, z ang. *amplitude modulated optical rotation* i ten akronim jest używany w niniejszej pracy w odniesieniu do eksperymentów z modulowaną amplitudowo wiązką światła. Alternatywny sposób modulacji częstotliwościowej również jest stosowany [11] i prowadzi do bardzo zbliżonych rezultatów.

Oprócz modulacji sinusoidalnej możliwe jest także używanie modulacji o innych kształtach, np. prostokątnej. W takim wypadku można rozłożyć sygnał modulacji na składowe fourierowskie i z każdą z nich powiązać odpowiedni sygnał typu AMOR. Ponieważ wszystkie te składowe występują równocześnie, to rejestrując rotację w funkcji pola magnetycznego obserwuje się wiele rezonansów. W ten sposób może powstać bogata struktura ("grzebień") rezonansów typu AMOR, jak np. zaprezentowana w pracy [12].

2.7 Impulsowe wytwarzanie koherencji

W poprzednich podrozdziałach opisany został mechanizm wytwarzania koherencji zeemanowskich oparty na pompowaniu optycznym, któremu towarzyszy emisja spontaniczna. Istnieją jednak alternatywne metody przygotowywania atomów w superpozycji (koherencji) stanów kwantowych, jak np. przerzucanie populacji pomiędzy stanami przy użyciu impulsów radiowych typu $\pi/2$. Opracowano także kilka metod, których podstawą jest adiabatyczne podążanie układu za zmieniającą się energią. Najbardziej popularne z nich to *stimulated Raman adiabatic passage* (STIRAP) [63, 64], *Stark chirped rapid-adiabatic passage* (SCRAP) [65, 66] i metody oparte na krótkich impulsach ze świergotem (*chirped pulses*) [67, 68, 69]. W ramach prowadzonych doświadczeń z zimnymi atomami planowane jest wykorzystanie ostatniej z nich do efektywnego wytwarzania koherencji zeemanowskich. W dalszej części znajdują się podstawy teoretyczne jednego z wariantów tej me-

tody, według prac z grupy G. Djotyana [69, 70].

Wytwarzanie koherencji zeemanowskich przy pomocy impulsów ze świergotem znajduje swoje uzasadnienie na kilku płaszczyznach. Z jednej strony, pozwala w kontrolowany sposób zmieniać wielkość koherencji pomiędzy dwoma stanami od zera do maksymalnej możliwej wartości [70]. Jest to zatem narzędzie inżynierii stanów kwantowych. Czas potrzebny do przygotowania superpozycji dwóch stanów tą metodą jest znacznie krótszy od czasu życia stanu wzbudzonego, co jest nieosiągalne w przypadku metod opartych na pompowaniu optycznym.

Interesujące wydaje się wykorzystanie tej metody do pomiarów pól magnetycznych. W typowych eksperymentach z nieliniowym efektem Faradaya, oddziaływanie ze światłem musi być na tyle silne, by "napompować optycznie" ośrodek oraz na tyle słabe, by nie skracać jego czasu życia. Im węższy rezonans (dłużej żyjący stan), tym słabszych wiązek należy używać do jego detekcji i później osiągnany jest stan stacjonarny, tzn. dłużej należy wykonywać pomiar kąta rotacji. Wytworzenie koherencji zeemanowskich przy pomocy sekwencji dwóch, bardzo krótkich impulsów oraz późniejsza detekcja precesji Larmora wydaje się więc ciekawą alternatywą.

2.7.1 Sposób opisu teoretycznego

Założmy, że mamy do czynienia z układem typu Λ , jak w rozdziale 2.5.1. Taki układ poddajemy oddziaływaniu z polem elektrycznym dwóch impulsów światła o przeciwnych polaryzacjach kołowych σ^\pm . Niech jeden z impulsów ma stałą częstotliwość nośną ω_- , zaś częstotliwość drugiego zmienia się liniowo w czasie: $\omega_+ = \omega_+^0 + \beta_+ t$, gdzie β_+ oznacza szybkość zmiany częstotliwości, zaś ω_+^0 częstotliwość w chwili $t = 0$. Wtedy pole elektryczne dla dowolnego czasu t można wyrazić poprzez

$$\vec{E}(t) = E_-(t)\hat{e}_- [e^{i\omega_- t} + c.c.] + E_+(t)\hat{e}_+ \left[e^{i \int_{-\infty}^t \omega_+ dt} + c.c. \right], \quad (2.62)$$

2.7 Impulsowe wytwarzanie koherencji

gdzie $E_{\pm}(t)$ oznacza obwiednię czasową impulsów o polaryzacjach σ^{\pm} . Obecność nieskończonej całki w powyższym wyrażeniu nie stanowi dużego problemu, gdyż założenie np. gaussowskiego kształtu obwiedni impulsu z maksimum dla $t = 0$ powoduje, że w obliczeniach wystarczy uwzględnić czasy rzędu kilku długości impulsu.

Jeżeli założymy teraz, że wszystkie atomy są początkowo w jednym ze stanów, np. $|+1\rangle$ oraz, że oddziaływanie z impulsami jest dużo krótsze od czasu życia poziomu wzbudzonego, to ewolucja czasowa układu będzie opisywana równaniem Schrödingera

$$\frac{d}{dt} |\psi\rangle = -\frac{i}{\hbar} |\psi\rangle, \quad (2.63)$$

z wektorem stanu $|\psi\rangle$ w postaci

$$|\psi\rangle = a_- |-1\rangle + a_0 |0\rangle + a_+ |+1\rangle + a_g |g\rangle, \quad (2.64)$$

gdzie współczynniki a_i oznaczają zależne od czasu amplitudy prawdopodobieństwa znalezienia układu w stanie $|i\rangle$. W rozpatrywanym przypadku stan $|g\rangle$ nie jest sprzęgany światłem z żadnym innym stanem, więc jego ewolucja jest trywialna.

Wprowadzając oznaczenia: $d_{\pm 0}$ jako wartość momentu dipolowego przejścia $|\pm\rangle \leftrightarrow |0\rangle$, $\Omega_{\pm 0}(t) = d_{\pm 0} E_{pm}(t)$ jako częstość Rabięgo impulsu oraz $\Delta = \omega_- - \omega_0$ będące odstrojeniem impulsu od rezonansu można z równania (2.63) otrzymać

$$\begin{aligned} \dot{a}_- &= i\Omega_{-0}(t)a_0 \\ \dot{a}_+ - i\beta_- t a_+ &= i\Omega_{+0}(t)a_0 \\ \dot{a}_0 + i(\Delta + \beta_- t)a_0 &= i[\Omega_{-0}^*(t)a_- + \Omega_{+0}^*(t)a_+]. \end{aligned} \quad (2.65)$$

Zakładając teraz duże odstrojenie impulsów od rezonansu

$$\Delta \gg \Omega_{\pm 0}, \quad \Delta \gg \beta_- \tau_p, \quad (2.66)$$

gdzie τ_p oznacza długość obu impulsów w czasie, można z równań (2.65) otrzymać rozwiązanie na amplitudę stanu wzbudzonego

$$a_0 \approx \frac{\Omega_{+0}^* a_+ + \Omega_{-0}^* a_-}{\Delta + \beta_- t}. \quad (2.67)$$

Dokonując transformacji

$$a'_{\pm} = a_{\pm} \exp\left[\frac{i}{\Delta} \int_{-\infty}^t (|\Omega_{+0}(t')|^2 + |\Omega_{-0}(t')|^2) dt'\right] \quad (2.68)$$

można otrzymać równania ruchu na amplitudy prawdopodobieństwa stanów podstawowych w nowej bazie

$$\begin{aligned} \dot{a}'_{-} &= i\Omega_{eff} a'_{+} \\ \dot{a}'_{+} - i \left[\frac{1}{\Delta} (\Omega_{-} - \Omega_{+}) - \beta_{-} t \right] a'_{+} &= i\Omega_{eff}^{*} a'_{-}, \end{aligned} \quad (2.69)$$

gdzie $\Omega_{eff}(t) = \Omega_{-}(t)\Omega_{+}^{*}(t)/\Delta$ oznacza efektywną, dwufotonową częstość Rabięgo. Powyższy układ równań odpowiada oddziaływaniu atomu dwupoziomowego z polem świetlnym, któremu odpowiada Ω_{eff} .

Powyższy układ równań można rozwiązywać numerycznie dla różnych kształtów obwiedni impulsów. Celem takich obliczeń jest uzyskanie jak największej wartości koherencji $|a_{-}a_{+}^{*}|$ pomiędzy stanami $|+\rangle$ oraz $|-\rangle$, zaś uzyskane rozwiązania można maksymalizować względem parametrów w postaci: maksymalnych częstości Rabięgo, początkowych odstrojeń, szybkości świergotu czy też czasu trwania obu impulsów.

Jak pokazały obliczenia numeryczne [70], możliwe jest uzyskanie tą metodą praktycznie maksymalnej koherencji $|a_{-}a_{+}^{*}| \approx 1/2$ dwóch stanów zeemanowskich w szerokim zakresie parametrów. Słaba zależność amplitudy koherencji od poszczególnych parametrów wiązek jest jedną z ważniejszych zalet tej metody. Możliwe jest np. zaniedbanie fluktuacji mocy wiązki laserowej, co znacząco ułatwia przeprowadzanie doświadczeń.

2.7.2 Podsumowanie

W tym rozdziale przedstawione zostały podstawy opisu teoretycznego zagadnień poruszonych w tej rozprawie. Pokazany został sposób matematycznego opisu skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła oraz jego związek z właściwościami

2.7 Impulsowe wytwarzanie koherencji

optycznymi ośrodka. Wprowadzenie klasycznego modelu atomu dwupoziomowego ze strukturą typu V pozwoliło na opisanie liniowego efektu Faradaya. Zastosowanie tego modelu do rzeczywistych układów atomowych wymaga jedynie wprowadzenia kwantowo-mechanicznych wartości momentu dipolowego.

Wprowadzony został formalizm macierzy gęstości służący do opisu zjawisk, w których światło modyfikuje własności optyczne ośrodka. Perturbacyjne rozwinięcie macierzy gęstości dla układu oddziałującego z liniowo spolaryzowanym światłem pokazało rezonans nieliniowego efektu Faradaya, za którego istnienie odpowiedzialne są koherencje zeemanowskie. Obecność wąskiego spektralnie rezonansu w zerowym polu magnetycznym wynika z długiego czasu życia stanu podstawowego. Takie rezonanse mają ważne zastosowanie praktyczne w magnetometrii optycznej i dlatego stanowią interesujący przedmiot badań.

Opisane zostały także możliwości efektywnego wytwarzania koherencji zeemanowskich z wykorzystaniem modulacji wiązki światła oraz specjalnie przygotowanych impulsów świetlnych.

Rozdział 3

Układ doświadczalny

Opisane eksperymenty zostały przeprowadzone w oparciu o istniejący układ pułapki magneto-optycznej, który został przebudowany dla celów niniejszej pracy tak, by można było sterować pracą pułapki w bardzo krótkich przedziałach czasu oraz badać przebiegi czasowe sygnałów pochodzących od uwalnianych z pułapki atomów. Przedstawiony układ pułapki powstał w 1998 r. i był od tego czasu wielokrotnie modyfikowany. Ponieważ poprzednie zmiany w układzie zostały szczegółowo opisane w pracach doktorskich wykonanych w Zakładzie Fotoniki UJ [71, 72], w tej pracy omówione zostaną jedynie parametry obecnego układu istotne z punktu widzenia niniejszej pracy.

Pułapki MOT są stosowane od ponad 20 lat i stały się standardowym narzędziem do badania zimnych i ultra-zimnych (bliskich granicy degeneracji kwantowej) gazów atomowych. Idea chłodzenia laserowego została wyczerpująco przedstawiona w wykładach noblowskich jej odkrywców [19, 20, 18] oraz w licznych monografiach, np. [21]. Trzy pary ortogonalnych i przeciwbieżnych wiązek laserowych, odstrojonych ku czerwieni od rezonansu atomowego (najlepiej przejścia cyklicznego) przecinają się w komorze próżniowej, w której umieszczone są pary badanych atomów pod bardzo niskim ciśnieniem. Deficyt energii absorbowanych fotonów powoduje pojawienie się siły spowalniającej (chłodzącej), zwanej także siłą

3.1 Aparatura próżniowa

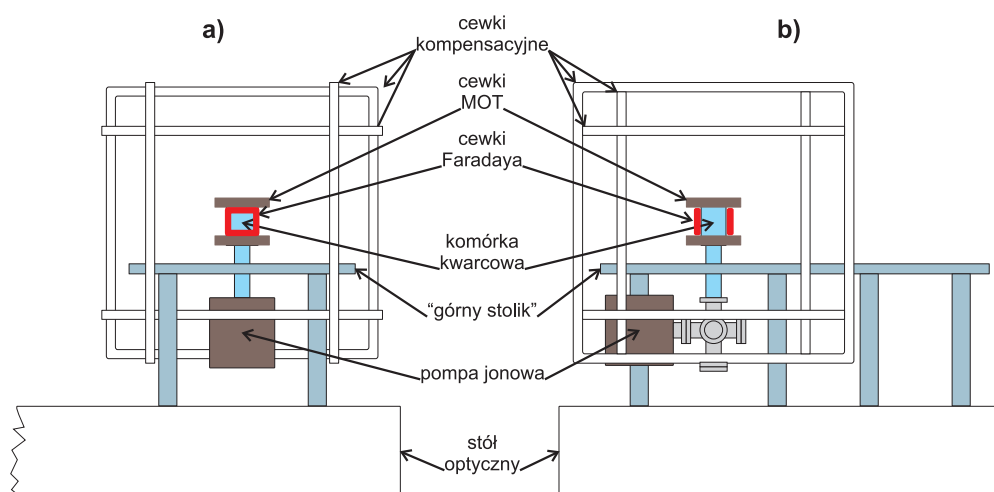
ciśnienia światła. Dodatkowo, niejednorodne (kwadrupolowe) pole magnetyczne i odpowiednie kołowe polaryzacje wiązek chłodzących zapewniają pułapkowanie atomów, tzn. zależność siły działającej na atomy od ich położenia w przestrzeni. W efekcie otrzymuje się próbki typowo $10^6 - 10^{10}$ atomów o temperaturach rzędu 10-100 μK .

W niniejszej pracy pułapkowano atomy rubidu ^{85}Rb . Temperatura oszacowana na podstawie wcześniej prowadzonych badań [72] była rzędu 100 μK , zaś liczba pułapkowanych atomów była rzędu 10^8 .

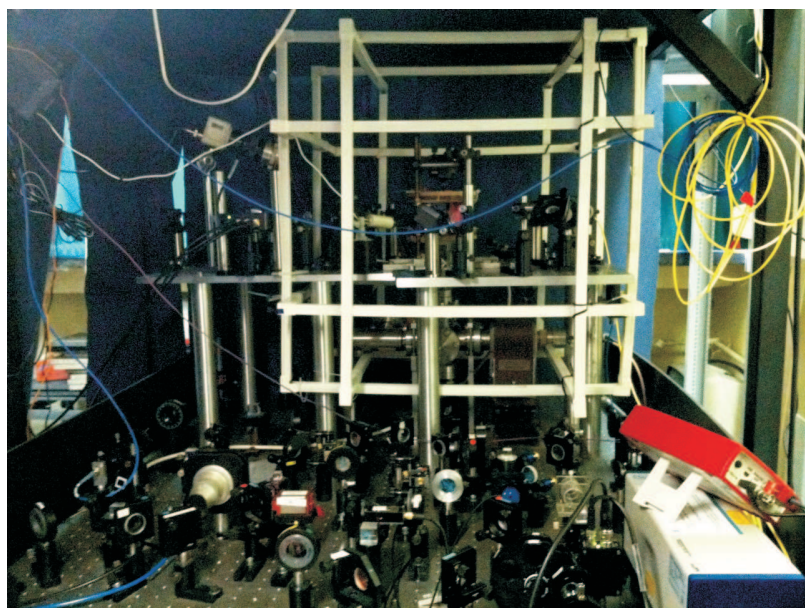
3.1 Aparatura próżniowa

Atomy są pułapkowane wewnątrz kwarcowej komórki o zewnętrznych wymiarach 100x75x55 mm (producent: Hellma) i grubości ścianki około 5 mm. Taka budowa charakteryzuje się dwiema podstawowymi zaletami. W odróżnieniu od stalowych komór próżniowych komórka kwarcowa pozwala na łatwy dostęp optyczny do chmury atomowej. Ponadto, podczas włączania i wyłączania pól magnetycznych w komorach stalowych powstają prądy wirowe, które znacząco ograniczają szybkość przełączania tych pól. Użycie komórki kwarcowej redukuje te niedogodności i ułatwia prowadzenie badań nad efektami magnetoptycznymi. Warto nadmienić, że komory stalowe posiadają również szereg zalet. W szczególności umożliwiają przyłączanie okienek (portów optycznych) z pokryciami antyrefleksyjnymi, a także łatwe umieszczanie aparatury wewnątrz komory. Wybór konkretnej konfiguracji jest więc kwestią kompromisu i decyzji jakie parametry są najważniejsze w danym eksperymencie.

Komorówka kwarcowa (rys. 3.3) jest połączona poprzez przejście metal-szkło z dalszą częścią układu próżniowego. W jego skład wchodzi krzyżak łączący, pompa jonowa (Physical Electronics, model IONPAK, 11 l/s), zawory do pompowania wstępnego oraz dyspenser rubidu (SAES Getters) o naturalnej abundancji. Z uwagi na małą objętość układu próżniowego możliwe jest początkowe od-



Rysunek 3.1: Rozmieszczenie elementów pułapki MOT na stole optycznym: a) widok z boku stołu, b) widok wzdłuż stołu. Dla przejrzystości nie pokazano elementów optycznych.



Rysunek 3.2: Zdjęcie układu pułapki MOT po przebudowie. W prawym dolnym rogu widoczny jest laser *Lynx*. Niebieskim światłowodem przesyłana jest wiązka pułapkująca, zaś żółtym wiązka próbkująca.

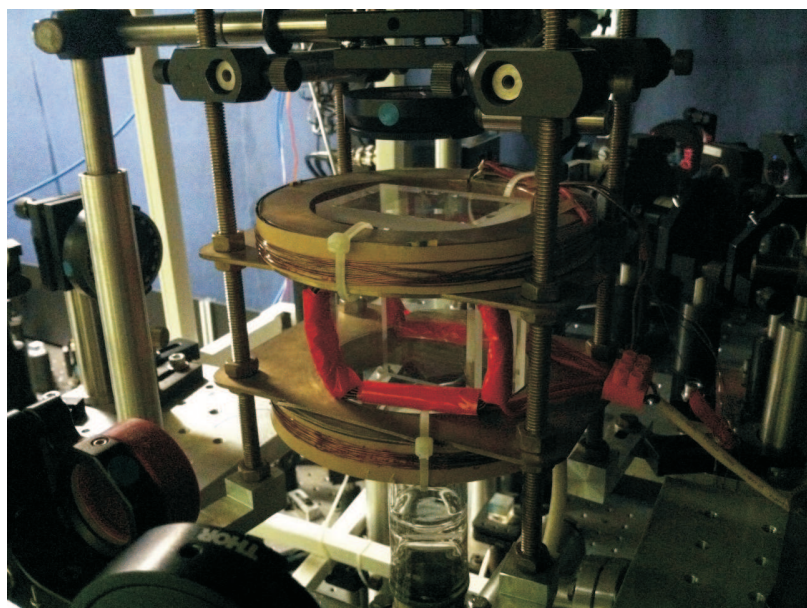
3.2 Lasery diodowe

pompowanie próżni przy użyciu pompy wstępnej i turbomolekularnej, a następnie wielomiesięczne utrzymywanie ciśnienia na poziomie poniżej 10^{-9} mbar przy użyciu jedynie pompy jonowej. Dokładne określenie ciśnienia jest niemożliwe z uwagi na koniec skali miernika próżni.

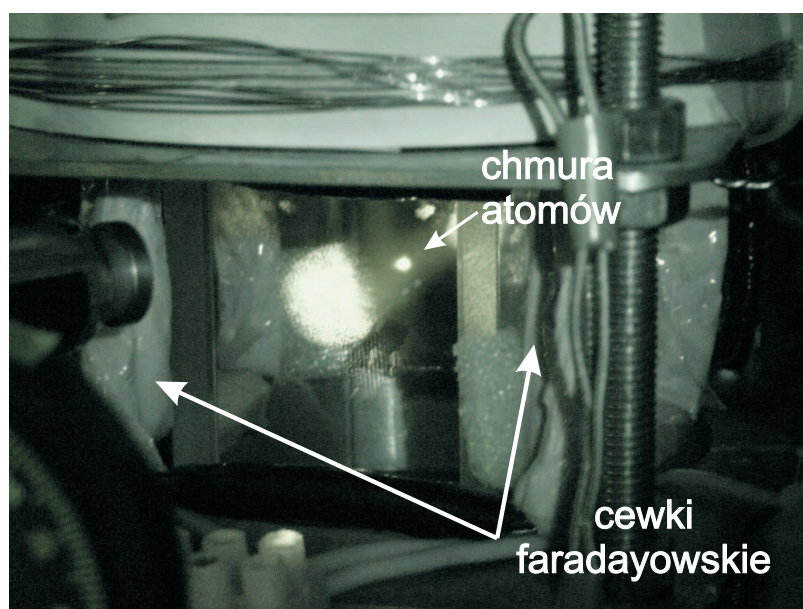
W trakcie normalnej pracy pułapki przez dyspenser przepływa prąd około 3,6 A, który powoduje uwolnienie do komory par rubidu. Pary te rozprzestrzeniają się wewnątrz systemu próżniowego docierając także do komory, gdzie oddziałują na nie wiązki laserowe pułapki MOT. Gdy pułapka nie jest używana prąd dyspensera jest wyłączany, co wydłuża jego przydatność do okresu kilku lat. Ponieważ niektóre pomiary zajmowały czas rzędu godziny, niemożliwe było wyłączanie prądu dyspensera na czas pomiarów i jednoczesne utrzymanie stałej wielkości chmury atomów w sukcesywnych pomiarach. Przykładowe obraz chmury atomów rubidu pokazano na rysunku 3.4.

3.2 Lasery diodowe

Pułapkowanie atomów ^{85}Rb odbywa się na przejściu zamkniętym (cyklicznym) $F = 3 \rightarrow F' = 4$ linii D2 (780 nm), niemniej istnieje pewne niezerowe prawdopodobieństwo wzbudzenia innych przejść, w szczególności przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 3$. Atomy wzbudzone do stanu o kręcie $F' = 3$ mogą w akcie emisji spontanicznej przejść do stanu podstawowego z krętem $F = 2$, w którym przestaną oddziaływać z wiązkami pułapkującymi. Z tego względu stosuje się dodatkowy laser przepompowujący, z ang. *repumper*, bądź generuje się wiązkę repompującą poprzez modulację częstotliwościową wiązki pułapkującej, z częstością odpowiadającą rozszczepieniu nadsubtelnemu stanu podstawowego. W używanym układzie zastosowano w sumie cztery lasery półprzewodnikowe: główny laser *master*; laser *slave* działający jako wzmacniacz lasera *master* i będący jednocześnie laserem pułapkującym; laser przepompowujący *repumper* oraz dodatkowy laser *probe* służący do próbkowania skręcenia płaszczyzny polaryzacji w chmurze atomowej. W dal-



Rysunek 3.3: Fragment układu obejmujący komorę próżniową. Poziomo umieszczone są cewki pola kwadrupolowego. Czerwone pionowe cewki są odpowiedzialne za pole faradayowskie.



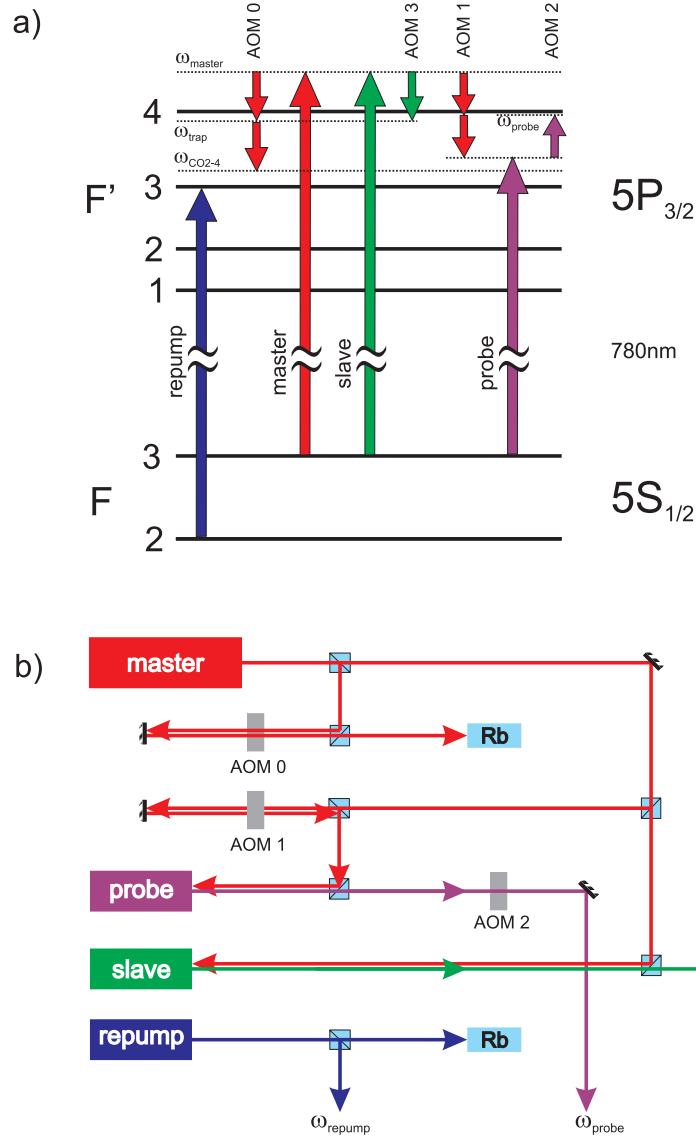
Rysunek 3.4: Widok na działającą pułapkę.

3.2 Lasery diodowe

szej części tej pracy w odniesieniu do wymienionych laserów używane będą nazwy pisane kursywą. Na rysunku 3.5 (a) przedstawiono schematycznie częstotliwości poszczególnych laserów oraz konfigurację kontroli częstotliwości 3.5 (b).

Lasery *master* jest laserem diodowym z siatką dyfrakcyjną tworzącą zewnętrzny rezonator w układzie Littrowa [73]. Zamocowanie siatki na piezoelemencie pozwala na precyzyjne przestrajanie i stabilizację jego częstotliwości za pomocą przyłożonego napięcia. W przeprowadzonych eksperymentach używano dwóch diod o bardzo zbliżonych parametrach. Najpierw była to dioda GH0781JA2C (Sharp, 120 mW w swobodnej generacji) a po jej uszkodzeniu dioda GH0781RA2C (Sharp, 120 mW), przy czym ta druga cechuje się około dwukrotnie szerszym zakresem wymuszonego przestrajania (kilkanaście nm) przy obrocie siatki dyfrakcyjnej. Stabilizacja częstotliwości tego lasera odbywała się metodą spektroskopii FM [74]. Mała część wiązki lasera *master*, po podwójnym przejściu przez modulator AOM 0 (rys. 3.5), była kierowana do układu spektroskopii nasyceniowej. Układ ten był używany do podglądu i stabilizacji odstroięcia lasera *master* od przejścia pułapkującego. Obserwowane widma nasyceniowe pozwalają stwierdzić, że szerokość spektralna tego lasera była istotnie mniejsza od szerokości naturalnej przejść (6 MHz). Do napięcia sterującego piezoelementem lasera dodawana była sinusoidea o częstotliwości 9,3 kHz, która powodowała modulację częstotliwości wiązki laserowej. Amplitudę tej modulacji dobrano obserwując widmo spektroskopii nasyceniowej i zwiększając ją tak, by jeszcze nie powodowała widocznego poszerzenia spektralnego. Sygnał z układu spektroskopii nasyceniowej był podawany na wejście wzmacniacza fazoczułego *lock-in* (FEMTO, model LIA-BV-120) wraz z pierwotnym sygnałem modulacji. Faza wzmacniacza *lock-in* była ustawiona tak, by na wyjściu wzmacniacza obserwowano po demodulacji sygnał będący pochodną sygnału spektroskopii nasyceniowej. Taki sygnał był używany jako sygnał błędu przy stabilizacji do rezonansu krzyżowego CO₂-4¹ (92 MHz poniżej częstotliwości przejścia cyklicznego), co w połączeniu ze zmianą częstotliwości przy podwój-

¹średnia arytmetyczna częstotliwości przejść $F = 3 \rightarrow F' = 2$ i $F = 3 \rightarrow F' = 4$



Rysunek 3.5: a) Diagram częstotliwości używanych laserów. Dłuższe strzałki symbolizują częstotliwości laserów, a krótszymi zobrazowano przesunięcie częstotliwości wiązki za odpowiednim modulatorem akusto-optycznym. Modulator AOM 1 był jedynym, którego częstotliwość była zmieniana, w celu przestrajania wiązki próbującej. b) Schemat stabilizacji częstotliwości laserów.

3.2 Lasery diodowe

nym przejściu przez AOM 0 odpowiadało stabilizacji częstotliwości lasera *master* 70 MHz powyżej rezonansu.

Niewielka część wiązki lasera *master* ($\sim 50 - 100 \mu\text{W}$) była kierowana do lasera *slave* z diodą DL7140-201 (Sanyo, 70 mW), który pracował jako wzmacniacz nasycony, wymuszony techniką *injection lock* [75, 76]. Taki układ zapewnia nie tylko identyczną częstotliwość lasera *master* i *slave*, ale również – co ważniejsze – identyczną dynamikę fluktuacji i stałą wzajemną fazę obu laserów. W konsekwencji obie wiązki laserowe są ze sobą koherentne i mogą być używane do próbkowania bardzo wąskich (~ 10 kHz) przejść ramanowskich [71, 72] mimo, że każdy z laserów cechuje znacznie większa szerokość spektralna (~ 1 MHz). W opisywanym eksperymencie zastosowanie techniki *injection lock* pozwoliło na uzyskanie większej mocy wiązki pułapkującej. Poprawność wymuszenia lasera *slave* była obserwowana z użyciem przestrajalnego interferometru Fabry-Perot (COBRABID, model KB6316) w układzie konfokalnym, przy czym w optymalnych warunkach uzyskiwano sprzężenie obu laserów w przedziale o szerokości około 1 GHz. Wiązka lasera *slave* po przejściu przez modulator AOM 3 uzyskiwała właściwe odstrojenie $\approx -3\Gamma$ do pułapkowania atomów (-16 MHz względem przejścia cyklicznego) a następnie była powiększana do średnicy około 1 cm teleskopem złożonym z dwóch soczewek wypukłych. W ognisku teleskopu umieszczona była przesłona o średnicy $25 \mu\text{m}$, która zapewniała filtrację przestrzenną wiązki. Wychodząca z teleskopu wiązka miała profil bardzo zbliżony do gaussowskiego i całkowitą moc ~ 20 mW. Wiązka ta była następnie dzielona na 3 ramiona pułapki o jednakowych mocach i kierowana z trzech kierunków do komory próżniowej. W każdym z ramion wiązki pułapkujące były po przejściu przez komorę odbijane lustrami. Odpowiednie polaryzacje wiązek zapewniały płytki ćwierćfalowe umieszczone przed i za komorą.

Laser *probe* stanowiła dioda HL7851G (Hitachi, 50 mW) również pracująca jako wzmacniacz nasycony, wymuszony techniką *injection lock*. Dla celów wymuszenia słaba wiązka lasera *master* (< 1 mW) miała obniżaną częstotliwość przechodząc dwukrotnie przez modulator AOM 1, a następnie była kierowana do lasera *probe*.

Jakość wymuszenia, podobnie jak dla lasera *slave*, monitorowana była z użyciem interferometru Fabry-Perot. Wiązka tego lasera, po przejściu przez AOM 2, kierowana była na górny stolik eksperymentalny. Tam przechodziła przez polaryzator i komorę próżniową, za którą mierzona była jej polaryzacja.

Jako lasera przepompowującego użyto diody HL7851G (Hitachi, 50 mW) w swobodnej generacji, o szerokości spektralnej około 10 MHz. Laser ten posiadał niezależny układ spektroskopii nasyceniowej, a jego stabilizacja do przejścia $F = 2 \rightarrow F' = 3$ odbywała się analogicznie jak w laserze *master* metodą spektroskopii FM, przy czym modulowany był tutaj bezpośrednio prąd diody. Po powiększeniu do średnicy około 1 cm, wiązka lasera *repump* była łączona na polaryzacyjnej kostce światłodzielną z wiązką pułapkującą jednego z ramion pułapki MOT.

Wszystkie lasery miały niezależnie stabilizowane temperatury z wykorzystaniem elementów Peltiera i układów PID. Prąd każdej z diód był także niezależnie stabilizowany z użyciem sterowników prądowych zbudowanych wcześniej w Zakładzie Fotoniki. Wartości temperatury i prądu odpowiadające linii D2 rubidu były dobrane wstępnie poprzez obserwację plamki pochodzącej od danego lasera na skali spektrografu (Carl Zeiss Jena, model PGS2), a następnie poprzez obserwację fluorescencji w dwóch komórkach z parami rubidu. Ponadto, każdy laser był wyposażony w izolator optyczny zapobiegający przedostawaniu się refleksów z wiązki laserowej z powrotem do lasera, a tym samym powstawaniu kolejnych "zewnętrznych rezonatorów". Dodatkowo, stosowano układ pryzmatów, których celem było poprawienie profili wiązek laserowych z eliptycznych na kołowe.

3.3 Modulatory akustooptyczne

W układzie pułapki MOT używane były cztery modulatory akustooptyczne (ISOMET, model 1205-C-2, częstotliwość centralna 80 MHz). Ich podstawową rolą było przesuwanie częstotliwości oraz szybkie włączanie i wyłączenie wiązek

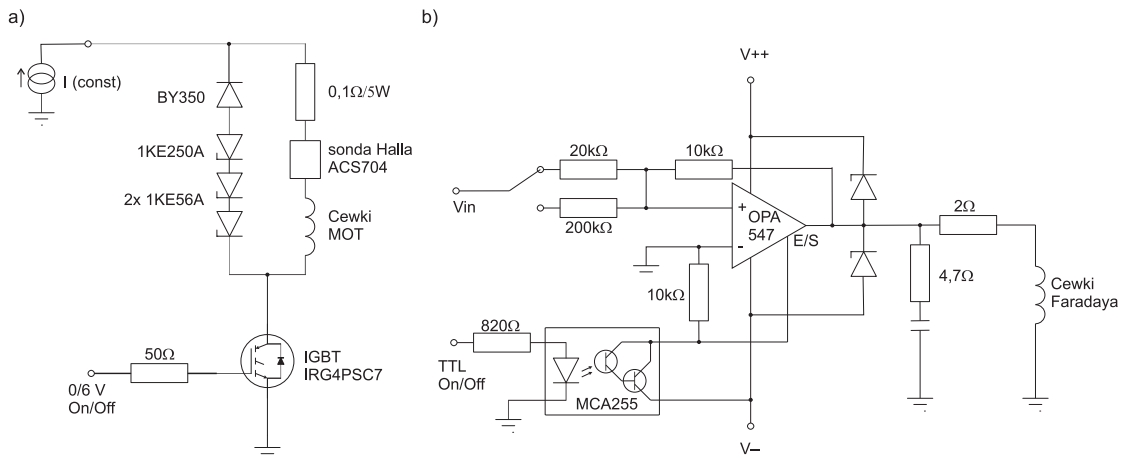
3.4 Pola magnetyczne

laserowych.

Modulator składa się z kryształu molibdenku ołowiu PbMoO_4 połączonego z piezoelementem oraz z materiałem absorbującym drgania po przeciwnej stronie. Doprowadzenie do piezoelementu sygnału o częstotliwości radiowej (typowo 80 MHz) powoduje propagację w kryształach fali akustycznej. Zgęszczenia wywołane ciśnieniem fali akustycznej w kryształach pełnią rolę siatki dyfrakcyjnej, na której światło może być uginane, przy czym ugięciu towarzyszy zmiana częstotliwości o wielokrotność częstotliwości radiowej. Przy dokładnym wyjustowaniu modulatora możliwe jest uzyskanie ponad 75% natężenia światła w wiązce ugiętej w pierwszym rzędzie ugięcia. Wyłączenie sygnału radiowego powoduje praktycznie natychmiastowe ($< 1 \mu\text{s}$) wyłączenie wiązki "ugiętej" i ta własność modulatorów była wykorzystywana do sterowania pracą pułapki MOT. Ponadto, używane modulatory pozwalają na zmianę częstotliwości sygnału radiowego w zakresie 65–95 MHz bez znaczącego spadku wydajności ugięcia. Umożliwia to przestrajanie częstotliwości wiązki ugiętej w takim zakresie, a przy zastosowaniu podwójnego przejścia przez AOM (vide AOM 1 na rys. 3.5) w przedziale o szerokości do 60 MHz.

3.4 Pola magnetyczne

Działanie pułapki MOT wymaga stosowania stałego pola magnetycznego, którego wartość jest proporcjonalna do odległości od centrum pułapki, tzw. pola kwadrupolowego. Taki układ pola zapewniały dwie cewki (widoczne na zdjęciu 3.3) składające się z 90 zwojów z drutu $\phi = 1,5 \text{ mm}$ nawiniętych na karkasach o promieniu 6 cm. Odległość pomiędzy środkami cewek wynosiła około 7,5 cm, a zatem cewki były w układzie zbliżonym do Helmholtza, lecz z prądem płynącym w przeciwnych kierunkach (tzw. układ anty-helmholtzowski). Typowa wartość prądu płynącego przez cewki kwadrupolowe wynosiła 3,5 A i była na tyle niska, że cewki nie wymagały specjalnego chłodzenia. Uzyskiwany gradient pola magnetycznego przy tym prądzie wynosi około 8 G/cm wzdłuż osi cewek i jest dwukrotnie mniejszy



Rysunek 3.6: Schematy układów do szybkiego wyłączania prądu w cewkach kwadrupolowych pułapki MOT (a) oraz do szybkiego sterowania polem Faradaya (b).

w kierunku radialnym [72].

Zewnętrzne pola magnetyczne pochodzące od ziemskiego pola magnetycznego, a także od aparatury i przedmiotów magnetycznych usytuowanych w pobliżu komory doświadczalnej były niezależnie minimalizowane wzdłuż każdego z ramion pułapki MOT. W tym celu używano trzech par kwadratowych cewek kompensujących o boku około 64 cm i odległości 36 cm od siebie oraz trzech zasilaczy prądu stałego.

Do pomiarów efektu Faradaya konieczne jest umieszczenie próbki atomowej w polu magnetycznym skierowanym równoległe do kierunku propagacji wiązki lasera *probe*. W tym celu nawinięte zostały dodatkowe dwie cewki magnetyczne po 25 zwojów w kształcie prostokąta o bokach 5 cm i 7 cm, ustawione symetrycznie względem komory próżniowej, w odległości 6 cm od siebie. Cewki te zapewniały pole magnetyczne o wartości do 10 G, przy prądzie 3,5 A. W dalszej części układ tych cewek będzie nazywany cewkami faradayowskimi. Ważnym aspektem jest zapewnienie możliwie stałej wartości tego pola w objętości chmury atomowej. Zadanie to wydaje się łatwe z uwagi na małe rozmiary chmury w stosunku do cewek, ale przy dużych czułościach magnetometru zły projekt cewek może być czynnikiem

3.4 Pola magnetyczne

ograniczającym jego dokładność.

Przeprowadzenie pomiarów efektów magnetoptycznych w zimnych atomach wymaga możliwości wyłączenia pułapki i włączenia pola faradayowskiego oraz wykonania pomiarów zanim atomy znacząco się rozbiegną, tzn. w czasie kilku do kilkunastu ms. O ile szybkie wyłączenie wiązek laserowych przy pomocy modulatorów akustooptycznych nie stanowi większej trudności, o tyle nagła zmiana wartości prądu w cewkach magnetycznych powoduje powstanie siły elektromotorycznej samoindukcji, która przeciwstawia się tej zmianie prądu. Aby wygasić pole magnetyczne jak najszybciej, należy wytłumić prądy samoindukcji i rozproszyć energię zgromadzoną w cewkach. W celu szybkiego wyłączenia cewek kwadrupolowych użyto układu opisanego w pracy [72] oraz zbudowano nowy układ, którego schemat przedstawiono na rysunku 3.6 (a). Oba układy są wzorowane na układzie opisanym w pracy [77] a główną zmianę stanowi użycie tranzystora IGBT i diod Zenera z wyższym napięciem przebicia, co przekłada się na szybsze gaszenie prądu w cewkach. Dla sprawdzenia szybkości wyłączenia prądu cewek przez układ 3.6 (a) został on podłączony do cewek faradayowskich umieszczonych na blacie biurka. Wygaszenie prądu 3,5 A zajmowało czas rzędu 12 μ s. Z uwagi na inną budowę cewek kwadrupolowych oraz obecność elementów metalowych w ich pobliżu, czas wyłączenia w nich prądu o tej samej wartości okazał się być znacznie dłuższy, rzędu 1 ms. Obserwacja czasu wyłączenia prądu cewek kwadrupolowych została opisana w dodatku A.

Rysunek 3.6 (b) przedstawia schemat układu zbudowanego do zasilania cewek faradayowskich. Wejście *enable/status* wzmacniacza OPA 547 (Burr-Brown) było używane do szybkiego włączania i wyłączenia prądu cewek sygnałem TTL za pośrednictwem transoptora MCA255. Wartość prądu była zadawana poprzez napięcie podawane z karty DAQ na wejście wzmacniacza operacyjnego. Odczyt wartości płynącego w cewkach prądu był możliwy za pośrednictwem sondy Halla (ACS704, Allegro MicroSystems, 133 mV/A) lub rezystora 0,1 Ω wysokiej mocy. Czas włączania i wyłączenia przez ten układ prądu o wartości 3 A w cewkach fa-

radayowskich wynosi $< 100 \mu\text{s}$ i jest wystarczająco krótki dla celów prowadzonych doświadczeń.

3.5 Sterowanie przebiegiem czasowym eksperymentu oraz akwizycja danych

Przeprowadzenie opisywanych eksperymentów wymagało sterowania pracą pułapki z rozdzielczością czasową lepszą niż 1 ms. Taki warunek wyklucza manualne sterowanie eksperymentem i powoduje, że powszechnie stosuje się układy zarządzane komputerowo do sterowania pracą pułapek. Współczesne, popularne systemy operacyjne nie są systemami czasu rzeczywistego. W zależności od obciążenia procesora potrafią one wprowadzać nieregularne opóźnienia na poziomie kilku do kilkudziesięciu ms pomiędzy wydawaniem odpowiednich rozkazów. Z tego powodu stosuje się albo karty pomiarowo-sterujące posiadające własny zegar albo dedykowane systemy komputerowe czasu rzeczywistego. Ważnym aspektem systemu sterowania jest fakt, że sterowane urządzenia mogą cechować różne opóźnienia w działaniu. O ile są one stałe, takie opóźnienia są uwzględniane przy oprogramowaniu systemu sterującego.

W niniejszym eksperymencie używano karty ADwin Light-16, wyposażonej we własny procesor SHARC-DSP z czasem taktu 25 ns. Karta ta posiada 6 kanałów cyfrowych wejścia-wyjścia, dwa 16-bitowe przetworniki cyfrowo-analogowe oraz 16-bitowy przetwornik analogowo-cyfrowy z 8-kanałowym multiplekserem.

Kanały cyfrowe karty, których szybkość znacznie przekracza 1 MHz, były używane do włączania i wyłączania impulsami TTL odpowiednich wiązek laserowych, pól magnetycznych, a także do synchronizacji oscyloskopu używanego w celach diagnostycznych. Czas przełączania pól laserowych wynosił poniżej $1 \mu\text{s}$ a pól magnetycznych około 1 ms.

Do sterowania odstrojeniem wiązek laserowych oraz wartością faradayowskiego pola magnetycznego użyto kanałów wyjść analogowych. Czas ustalania się napięcia

3.6 Detekcja skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła

wyjściowego obu przetworników wynosi kilka μs i jest znacząco krótszy od czasu reakcji sterowanych urządzeń.

Akwizycja danych odbywała się z wykorzystaniem kanałów wejść analogowych. Konwersja analogowo-cyfrowa trwa około 16 μs dla pojedynczego kanału i czas ten określa granicę na czasową zdolność rozdzielczą w przeprowadzonych eksperymentach. Karta posiada własną, niezależną od komputera pamięć co pozwala na gromadzenie w niej danych w trakcie eksperymentu. Późniejsze ich odczytanie i zapisanie na dysku twardym komputera odbywało się poprzez środowisko programistyczne AdBasic i załączone przez producenta narzędzia. Dalsza obróbka danych odbywała się z użyciem programów Mathematica i Origin.

3.6 Detekcja skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła

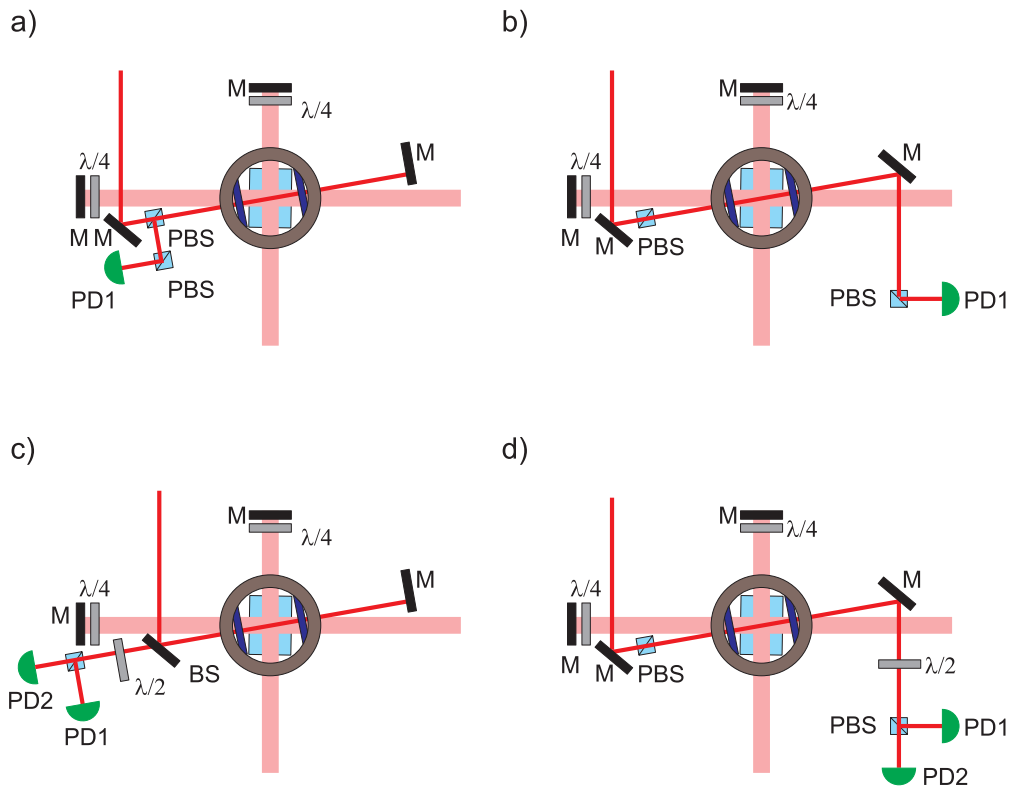
Magnetorotację badano w czterech konfiguracjach geometrycznych, które można rozróżnić ze względu na przejście wiązki próbkującej przez chmurę atomów

- pojedyncze
- podwójne

a także ze względu na sposób pomiaru skręcenia polaryzacji

- w geometrii skrzyżowanych polaryzatorów
- ze zrównoważonym polarymetrem.

W układach z podwójnym przejściem następuje częściowa kompensacja ciśnienia światła pochodzącego od wiązki próbkującej, natomiast addytywność efektu Faradaya zwiększa kąt skręcenia względem pojedynczego przejścia. Dodatkowo, dla odstrojeń ku czerwieni, możliwy jest efekt chłodzenia laserowego przez wiązkę próbkującą.



Rysunek 3.7: Widok z góry układów optycznych do detekcji rotacji Faradaya. W konfiguracjach (a) i (b) rejestrowano sygnały typu *forward scattering*. Konfiguracje (c) i (d) to układy ze zrównoważonym polarymetrem. Ponadto, w układach (a) i (c) wiązka próbująca przechodzi przez próbkę dwukrotnie, co zwiększa rotację i wprowadza możliwość chłodzenia laserowego. Symbolem BS oznaczono płytkę kwarcową o współczynniku odbicia około 4%. Pozostałe symbole wyjaśniono w skorowidzu.

3.7 Układ do pomiaru NEF z wiązką modulowaną amplitudowo

Pomiaru kąta magnetorotacji można dokonać w sposób bezpośredni z użyciem polarymetru, składającego się z polaryzatora krystalicznego i dwóch detektorów natężenia światła. Wymaga to wstępnego ustawienia polarymetru pod kątem 45° do kierunku pierwotnej polaryzacji światła (zbalansowanie) i rejestracji różnicy napięć (natężeń światła) na obu detektorach.

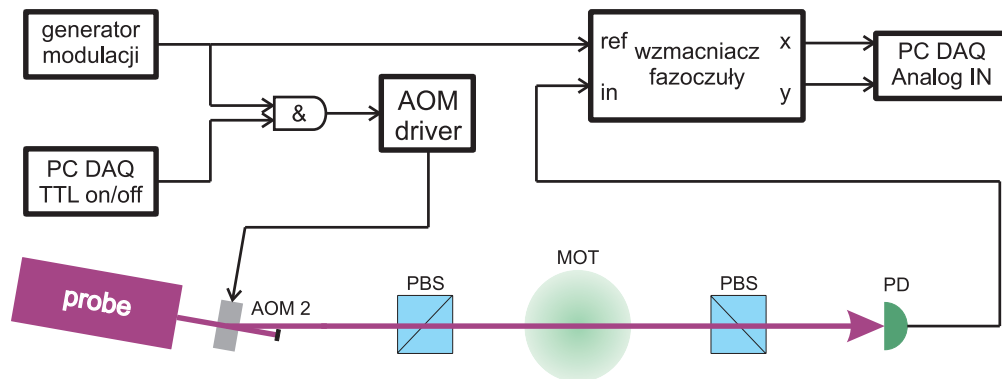
Geometria skrzyżowanych polaryzatorów (ang. *forward scattering*) pozwala na pomiar kwadratu kąta magnetorotacji a zatem nie daje informacji o kierunku skręcenia. Zaletą tej konfiguracji jest natomiast większa prostota układu, który wymaga użycia tylko jednego detektora.

W doświadczeniach używano zintegrowanych detektorów OPT101 (Burr-Brown, wzmocnienie 10^6 V/A, pasmo 17 kHz). Dodatkowe wzmocnienie i/lub odjęcie sygnałów odbywało się w oparciu o zbudowany wzmacniacz różnicowy ze wzmocnieniem regulowanym w zakresie 1-100 oraz z możliwością kompensacji poziomu tła. Wyjście wzmacniacza podłączone było do karty akwizycji danych.

3.7 Układ do pomiaru NEF z wiązką modulowaną amplitudowo

Układ do pomiaru nieliniowego efektu Faradaya z wiązką modulowaną amplitudowo

Źródłem modulacji amplitudowej wiązki próbkującej był cyklicznie włączany i wyłączany modulator AOM 2. Częstość załączania (100 kHz do 10 MHz) była zadana ustawieniem generatora funkcyjnego. Generator był włączony na stałe, a jego wyjście było bramkowane sygnałem z karty sterującej. W ten sposób wiązka próbkująca oddziaływała z atomami tylko w określonym przedziale czasu po wyłączeniu pułapki, analogicznie do doświadczeń z wiązką niemodulowaną. Prostokątny kształt modulacji wiązki światła powoduje powstawanie dodatkowych rezonansów, odpowiadających kolejnym harmonicznym częstości modulacji, tak jak to opisano w rozdziale 2.6.1.



Rysunek 3.8: Schemat układu do badania nieliniowego efektu Faradaya z modulowaną amplitudowo wiązką światła. Elementem modulującym natężenie wiązki próbkującej był modulator AOM 2.

Wysokie częstotliwości modulacji w trakcie pomiarów typu AMOR wymagały użycia szybszych detektorów światła 1801-FS (New Focus, wzmocnienie $4 \cdot 10^4$ V/A, pasmo 125 MHz), które to były podłączone do wejścia wzmacniacza fazoczułego SRS 830 (pasmo 1 mHz do 200 kHz), bądź SRS 844 (pasmo 25 kHz do 200 MHz). Na wejście wzmacniacza podawano również sygnał referencyjny z generatora modulacji. Oba sygnały z wyjścia wzmacniacza fazoczułego: w fazie z referencją oraz przesunięty o 90° były rejestrowane poprzez kartę akwizycji danych.

3.8 Układ z nowym laserem pułapkującym.

W końcowej części prac nad eksperymentem, układ został gruntownie przebudowany z użyciem m.in. nowo zakupionego lasera półprzewodnikowego. Ponieważ większość pomiarów została przeprowadzona w opisanym powyżej układzie, w tym miejscu podane zostaną tylko ogólne informacje na temat ostatniej modernizacji układu pułapki.

Nowy laser *Lynx* (Sacher Lasertechnik Group, model TEC-120-0780-150, moc znamionowa 150 mW) zastąpił używany dotychczas układ *master-slave-probe*. Ograniczenie liczby laserów do dwóch znacząco uprościło obsługę pułapki oraz

3.9 Układ do wytwarzania krótkich impulsów

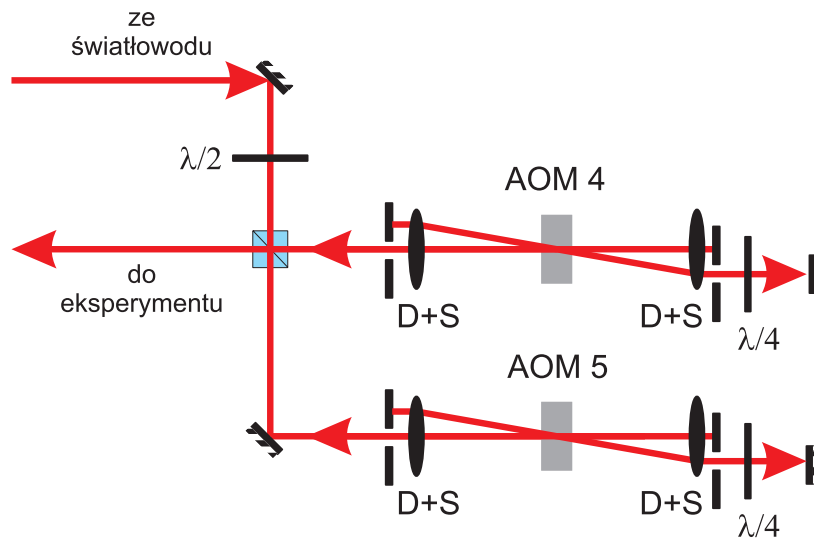
wydłużyło czas jej niezawodnej pracy pomiędzy kolejnymi justowaniami układu. Układ stabilizacji zbudowano w oparciu o technikę *modulation transfer* [78]. Ponadto, wiązka lasera *Lynx* jest teraz filtrowana przestrzennie z użyciem jednomodowego światłowodu (Thorlabs, model P1-780PM-FC-5) zachowującego polaryzację światła dzięki rdzeniowi typu "panda". Użycie światłowodu pozwala na odseparowanie tej części stołu optycznego, gdzie znajduje się laser, modulatory i układ stabilizacji od samej pułapki magneto-optycznej. W ten sposób można dokonywać gruntownych modyfikacji toru optycznego po stronie lasera, zachowując jednocześnie w stanie nienaruszonym bieg wiązek laserowych po stronie pułapki.

Dodatkową modyfikację układu stanowiło zastąpienie detektorów światła w polarymetrze fotodiodami lawinowymi (Thorlabs, model APD110A) o paśmie przeniesienia równym 20 MHz i wzmacnieniu maksymalnym wynoszącym $2,5 \cdot 10^6$ V/W. Uzyskany wzrost szybkości pozwolił na zarejestrowanie bez zniekształceń sygnałów liniowego efektu Faradaya dla bardzo krótkich czasów po włączeniu wiązki próbkującej.

W przyszłości planowane jest również zastąpienie karty DAQ przez układ dwóch kart pomiarowo-sterujących firmy National Instruments (modele PCIe-6259 i PCI-6723). Taki układ posiada ponad 50 portów wejść/wyjść cyfrowych, 36 wyjść analogowych i 32 wejścia analogowe, a zatem pozwoli na sterowanie znacznie większą liczbą urządzeń. Karty te mimo braku własnego procesora mogą pracować w trybie niezależnym od jednostki obliczeniowej komputera, będąc taktowane własnym zegarem. Możliwe będzie więc sterowanie przebiegiem doświadczenia w sposób całkowicie deterministyczny, z dużą rozdzielczością czasową.

3.9 Układ do wytwarzania krótkich impulsów

W celu wytwarzania krótkich impulsów z przestrajaną częstotliwością nośną, dla doświadczeń typu opisanego w rozdziale 2.7, zbudowany został układ, którego schemat pokazany został na rysunku 3.9.



Rysunek 3.9: Schemat układu do wytwarzania krótkich impulsów z modulowaną częstotliwością. Do dwóch modulatorów doprowadzony jest niezależnie sygnał RF o zmiennej amplitudzie (kształtowanie obwiedni impulsu) oraz częstotliwości (świergot). Symbolem $D + S$ oznaczono soczewkę z sąsiadującą diafragmą.

Wiązka laserowa doprowadzona jest do układu poprzez światłowód zachowujący polaryzację. Następnie jest dzielona na polaryzacyjnej kostce światłodzieliącej na dwie niezależne wiązki o przeciwnych polaryzacjach liniowych. Każda z nich trafia do modulatora akustooptycznego, przez który przechodzi dwukrotnie. W takim układzie bieg powrotny wiązki następuje po dokładnie takiej samej drodze, niezależnie od częstotliwości sterującej pracą modulatora i związanym z nią kątem ugięcia. Płytki ćwierćfalowe zapewniają obrócenie polaryzacji wiązek na przeciwnie i w konsekwencji "wyjście" obu wiązek z kostki światłodzieliącej w kierunku innym niż pierwotny.

Używane modulatory mają największą wydajność dla częstotliwości RF w przedziale 80 ± 15 MHz. Efektywnie można je zatem wykorzystać do przestrojenia wiązki o 60 MHz, gdy światło przechodzi przez nie dwukrotnie. Dalsze zwiększanie tego zakresu jest możliwe ale wiąże się ze znaczną utratą wydajności i spadkiem natężenia wiązek ugiętych.

3.9 Układ do wytwarzania krótkich impulsów

Przedstawiony układ został uruchomiony z wykorzystaniem lasera *Lynx*. Do sterowników modulatorów doprowadzono sygnał piłokształtny z generatora funkcyjnego. Zaobserwowano przestrajanie wiązki w pełnym pożądanym zakresie ~ 50 MHz w ciągu $10 \mu\text{s}$. Takiemu przestrajaniu towarzyszyła niewielka zmiana natężenia wiązki wychodzącej, związana z wydajnością ugięcia w modulatorach.

Dla wykorzystania zbudowanego układu do wytwarzania koherencji sposobem opisanym w rozdziale 2.7 konieczne jest jeszcze zbudowanie układu pozwalającego na modulację z dostateczną szybkością amplitudy sygnału RF doprowadzanego do modulatorów. W obecnej konstrukcji sterowników modulatorów jest ona ograniczona do pasma rzędu 50 kHz, które wymaga jeszcze około 10-krotnego rozszerzenia.

Rozdział 4

Wyniki i ich interpretacja

4.1 Absorpcja w chmurze atomowej

Pierwszymi doświadczeniami wykonanymi po przebudowie układu pułapki magneto-optycznej były pomiary absorpcji w zimnych atomach. Oprócz poznania wartości absorpcji (związanej z liczbą atomów), takie badania miały na celu przetestowanie działania układu sterowania pracą pułapki, tzn. włączania i wyłączania odpowiednich wiązek laserowych i pól magnetycznych, a także nauki programowania karty sterującej eksperymentem tak, by jednocześnie sterowała ona pułapką i mierzyła odpowiednie sygnały.

Znajomość liczby atomów jest niezwykle ważnym warunkiem precyzyjnych pomiarów z udziałem zimnych, chłodzonych laserowo próbek. Podstawowym doświadczeniem, które pozwala sprawdzić działanie pułapki magneto-optycznej i ocenić sprzężenie atomów z wiązką próbkującą jest pomiar absorpcji rezonansowej wiązki laserowej podczas przejścia przez chmurę atomową.

Natężenie wiązki przechodzącej przez ośrodek, jeżeli nie zmienia ona znacząco rozkładu populacji, dane jest prawem Lamberta–Beera

$$I_{out} = I_{in}e^{-\alpha(\omega)l}, \quad (4.1)$$

gdzie $\alpha = 2k\kappa$, zaś I_{in} oznacza natężenie światła wchodzącego. Z drugiej strony

4.1 Absorpcja w chmurze atomowej

oba natężenia łączy wyrażenie na gęstość optyczną ośrodka OD

$$OD = \log_{10} \frac{I_{out}}{I_{in}}. \quad (4.2)$$

Dokonując pomiaru absorpcji (gęstości optycznej) można zatem wyznaczyć wartość współczynnika absorpcji, a z niego liczbę (koncentrację) atomów. Należy mieć na uwadze, że rozkład przestrzenny zarówno wiązki, jak i chmury atomów nie jest jednorodny, a zatem w powyższych równaniach pojawia się zależność natężenia od współrzędnych przestrzennych.

Wykonanie takiego pomiaru w przypadku zimnych atomów jest jednak utrudnione. Włączona pułapka MOT bardzo silnie zaburza ośrodek i drastycznie zmienia widma absorpcji, które były badane w takiej konfiguracji w pracy [79]. Wyłączenie pułapki powoduje natomiast ucieczkę atomów z miejsca pułapkowania. Z tego powodu pomiary absorpcji wykonywano w ciągu pierwszych kilku do kilkudziesięciu milisekund od wyłączenia pułapki. Następnie pułapka była włączana na czas rzędu kilku sekund i następowało odtworzenie pułapki.

Istotną trudnością w interpretacji pomiaru absorpcji w chmurze atomowej jest zmiana stanu atomów na skutek oddziaływania z wiązką próbkującą. Z jednej strony atomy mogą zmieniać swój stan elektronowy w wyniku pompowania optycznego. Z drugiej strony, wiązka światła powoduje mechaniczne przyspieszenie i podgrzewanie atomów. Aby zminimalizować efekt pompowania optycznego, do pomiarów absorpcji używano wiązki próbkującej dostrojonej do przejścia pułapkującego $5^2S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5^2P_{3/2} F = 4$, będącego przejściem cyklicznym, na którym pracowała pułapka MOT. Ze względu na obecność innych poziomów nadsubtelnych o zbliżonych energiach istnieje jednak niezerowe prawdopodobieństwo ich wzbudzenia.

Aby zminimalizować wpływ powyższych efektów na wyniki pomiaru absorpcji zastosowano dwie metody pomiarowe opisane w kolejnych podrozdziałach.

4.1.1 Pomiar słabą wiązką

Pomiaru zmiany absorpcji w czasie można dokonać z ciągle włączoną wiązką próbkującą. Zastosowanie wiązki próbkującej o małej mocy, rzędu kilku μW ogranicza jej wpływ na badany ośrodek. W tej metodzie głównym ograniczeniem jest czułość używanego detektora, która determinuje poziom szumów sygnału. Wiązka próbkująca jest osłabiana do takiego poziomu przy którym jakość zbieranego sygnału jest jeszcze zadowalająca. Ponadto można wprowadzić uśrednianie po kilku sukcesywnych cyklach ładowania i wyłączenia pułapki w ten sposób dalej poprawiając stosunek sygnału do szumu.

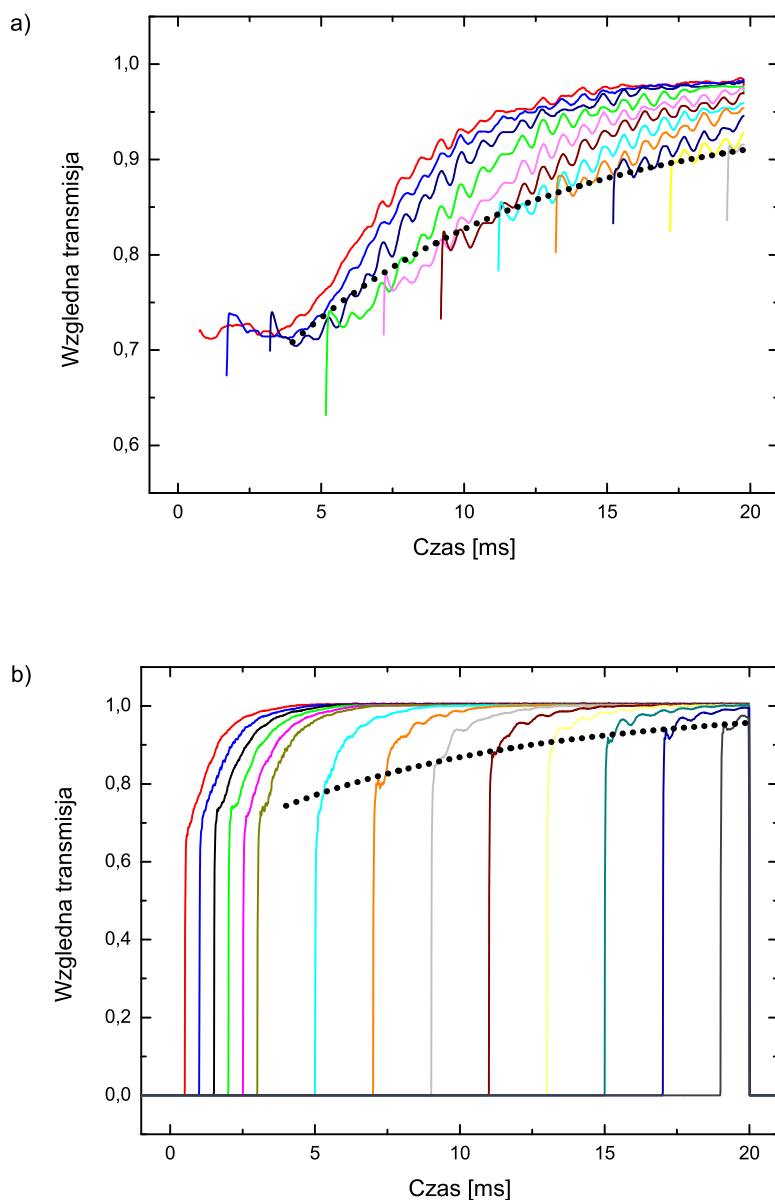
Przykładowe zależności transmisji zarejestrowanej tą metodą dla dwóch mocy wiązki rezonansowo dostrojonego lasera *probe* przedstawione zostały na rysunku 4.1. Poszczególne krzywe różnią się czasem (opóźnieniem) włączenia wiązki próbkującej względem momentu wyłączenia pułapki MOT. Jak widać na rysunku 4.1 (a), silniejsza wiązka laserowa powoduje bardzo szybki wzrost transmisji po jej włączeniu, co jest spowodowane ubytkiem atomów oddziałujących z wiązką. Z kolei na wykresie 4.1 (b), krzywe odpowiadające różnym opóźnieniom praktycznie pokrywają się. Obecność słabej wiązki nie wpływa zatem w sposób znaczący na ucieczkę atomów, a tak zarejestrowana krzywa absorpcji odtwarza zmianę liczby atomów w czasie. Z uwagi na duży poziom szumu związanego z rozdzielczością przetwornika analogowo-cyfrowego karty DAQ¹ na wykresie 4.1 (b), zdecydowano się na wykonanie dodatkowego pomiaru absorpcji metodą opisaną w następnym podrozdziale.

4.1.2 Pomiar typu stroboskopowego

Alternatywny sposób pomiaru absorpcji w chmurze atomowej polega na włączaniu wiązki próbkującej w krótkich przedziałach czasu i rejestracji transmisji z użyciem dostatecznie szybkich detektorów. W ten sposób można odtworzyć dy-

¹najmniejsza zmiana napięcia widziana przez kartę wynosi $20/2^{16} \text{ V} \approx 0,3 \text{ mV}$

4.1 Absorpcja w chmurze atomowej



Rysunek 4.1: Transmisja rezonansowej wiązki próbkującej przez chmurę atomów uwolnioną z pułapki MOT dla dwóch mocy wiązki laserowej: $0,17 \mu\text{W}$ (a) oraz $6,5 \mu\text{W}$ (b). Pionowe odcinki pokazują moment włączenia wiązki próbkującej. Naniesiona modelowa krzywa eksponencjalnego zaniku ze stałą czasową 8 ms od-twarza punkty początkowe krzywych transmisji.

namikę atomów uciekających z obszaru pułapki.

W przeprowadzonym pomiarze tego typu wiązka próbkująca była włączana z różnymi opóźnieniami na czas około $100 \mu s$, co pozwalało na zebranie i uśrednienie 8-10 odczytów z karty pomiarowej. Sygnał transmisji wiązki zarejestrowany tą metodą pokazany jest na wykresie 4.2.

Dopasowanie do punktów doświadczalnych krzywej zaniku eksponencjalnego w postaci

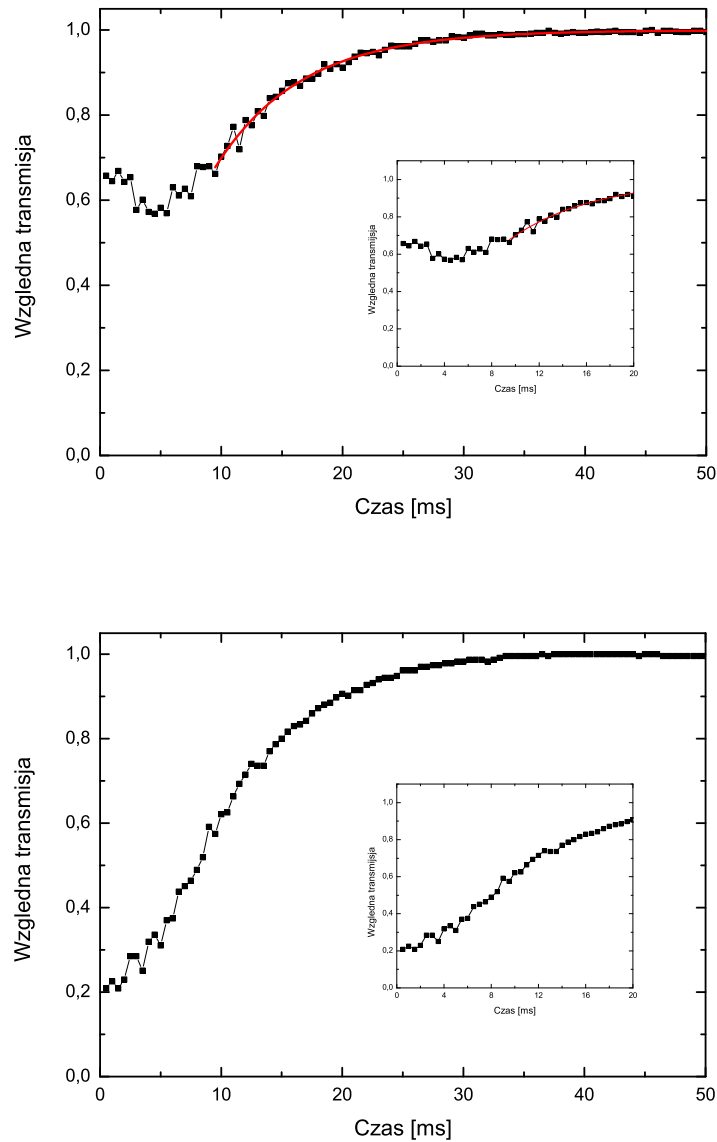
$$I_{trans} = I_{in} (1 - e^{-t/\tau}), \quad (4.3)$$

pozwała wyznaczyć charakterystyczny czas zaniku absorpcji, który pełni rolę efektywnego czasu ucieczki atomów z miejsca próbkowania. Typowo, czas ucieczki uzyskiwany z dopasowania krzywej wynosił około 7-9 ms, przy czym rozbieżności wynikają z jakości dopasowania krzywej. Przyjmując za mechanizm ucieczki atomów jedynie spadek grawitacyjny, czas opadania w jednorodnej wiązce o szerokości 1 mm wynosi 14 ms. Przeprowadzono więc symulację sygnału transmisji wiązki

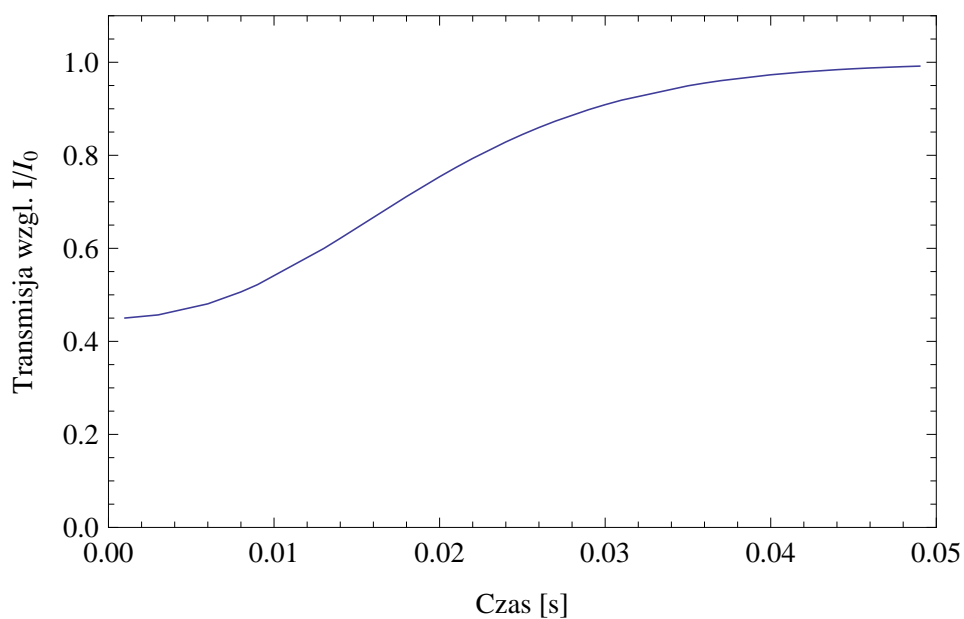
$$\text{sygnał} = \frac{\int_{x,y} I_{trans}(x, y)}{\int_{x,y} I_0(x, y)} = \frac{\int_{x,y} I_0(x, y) e^{-\alpha(\omega, x, y)l}}{\int_{x,y} I_0(x, y)} \quad (4.4)$$

która zakłada gaussowskie przekroje chmury atomowej oraz wiązki próbkującej. Zależność sygnału od czasu została uwzględniona w koncentracji przestrzennej atomów. Założono temperaturę chmury równą $100 \mu K$, która odpowiada wcześniejszym pomiarom w tej pułapce MOT [72]. Wyniki symulacji transmisji przedstawiono na rysunku 4.3. Mimo zaniedbania mechanizmu pompowania optycznego oraz nasycenia przejścia optycznego, czas ucieczki jest dość dobrze odtwarzany. Wynika to z faktu, że dominującym mechanizmem utraty atomów jest przy założonej temperaturze spadek grawitacyjny środka ciężkości chmury.

4.1 Absorpcja w chmurze atomowej

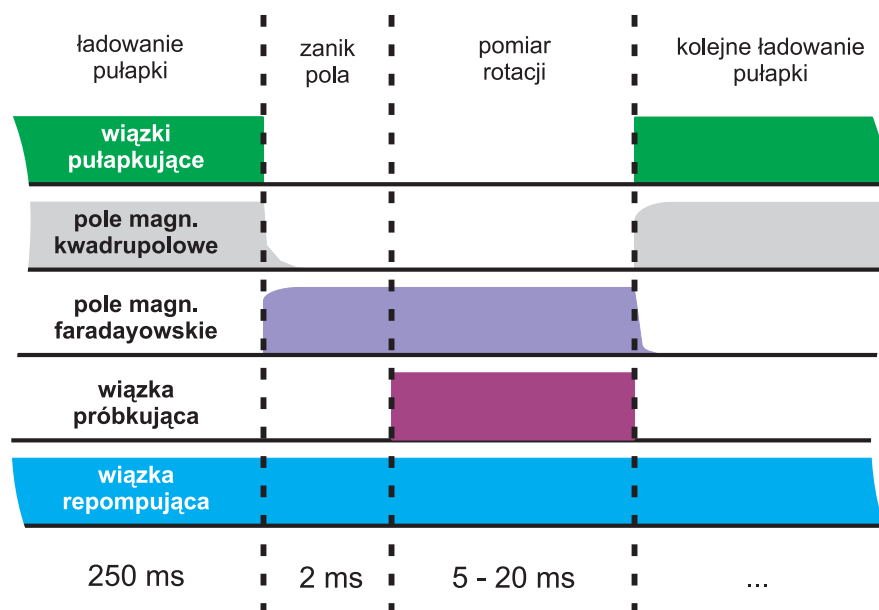


Rysunek 4.2: Transmisja rezonansowej wiązki próbkującej przez chmurę atomów uwolnioną z pułapki MOT dla szerokiej 2,3 mm (a) i zogniskowanej (b) wiązki próbkującej. Każdy punkt został zmierzony w innej realizacji pułapki (pomiar niszczący). Wiązka próbkująca była włączana na $160 \mu\text{s}$. We wstawkach pokazano kształty sygnałów dla pierwszych 20 ms dla porównania z wykresami 4.1



Rysunek 4.3: Symulacja transmisji rezonansowej wiązki próbkującej przy założeniu $N = 10^8$ atomów ^{85}Rb w chmurze o temperaturze $100 \mu\text{K}$, średnicy "1/e" chmury $\sigma_{MOT} = 1 \text{ mm}$ i średnicy wiązki próbkującej $\sigma_{beam} = 2,3 \text{ mm}$. Poziom absorpcji w chwili $t = 0$ jest zadany poprzez początkową liczbę atomów. Wzrost transmisji jest wynikiem spadku swobodnego atomów z obszaru próbkowania.

4.2 Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya



Rysunek 4.4: Schemat sekwencji czasowej do pomiarów magnetorotacji. Kreskowanymi liniami oddzielono poszczególne fazy eksperymentu. Pomiar odbywał się równocześnie z włączoną wiązką próbującą.

4.2 Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya

4.2.1 Procedura rejestracji sygnałów

Całkowite naładowanie pustej pułapki MOT trwa około 3 sekund. Wynika to z ustalania się równowagi pomiędzy praktycznie stałą szybkością wyłapywania atomów z par w próżni a stratami w pułapce, które są proporcjonalne do liczby atomów w jej wnętrzu. Tak długi czas ładowania oznacza długi czas życia atomów w pułapce, ale z drugiej strony znacząco wydłuża prowadzenie doświadczenia. Aby przyspieszyć wykonywanie pomiarów zdecydowano się zatem na rejestrację sygnałów rotacji Faradaya w sekwencji czasowej schematycznie przedstawionej na rys. 4.4.

Po pierwszym naładowaniu pułapki, była ona cyklicznie na krótko wyłączana

i ponownie włączana. Równocześnie z wyłączeniem pól pułapki MOT włączano pole faradayowskie o zadanej wartości. Po czasie 2 ms włączano wiązkę próbkującą i dokonywano sukcesywnych pomiarów wartości magnetorotacji przez kolejne 5 do 10 ms. Po tym czasie wyłączano wiązkę próbkującą i pole faradayowskie, zaś ponownie włączane były wiązki i pole magnetyczne pułapki MOT.

Dzięki wyłączeniu pułapki na czas ~ 10 ms i wychwytywaniu przez pułapkę rozbiegających się atomów, do jej ponownego załadowania wystarczający był w większości doświadczeń czas rzędu 250 ms. W efekcie możliwe było wykonanie pomiarów dla 4 różnych wartości pola magnetycznego w ciągu jednej sekundy. W przypadku dużych natężeń wiązki próbkującej obserwowano na obrazach z kamer CCD zmniejszanie się chmury, świadczące o rosnących stratach liczby atomów. W takiej sytuacji wydłużano odpowiednio czas ponownego ładowania pułapki.

Cała procedura ładowania pułapki i pomiaru była powtarzana dla kolejnych wartości pola faradayowskiego. W efekcie otrzymywano zbiór danych w postaci dwuwymiarowej tabeli, w której kolumny oznaczały różne wartości pola magnetycznego, zaś poszczególnym wierszom odpowiadały różne czasy oddziaływania atomów z wiązką próbkującą. Wartości pól magnetycznych, dla których dokonywano pomiarów, nie były równoodległe. Odpowiedni program komputerowy pozwalał na "bardziej gęste" próbkowanie w okolicach rezonansów oraz "rzadsze" próbkowanie w szerokim zakresie pól magnetycznych. Używane oprogramowanie pozwalało również na uśrednianie wyników, przy czym typowo dokonywano uśrednienia wyników 20 kolejnych realizacji eksperymentu.

Cały pomiar odbywał się w czasie kilkunastu do kilkudziesięciu minut. W tym czasie konieczne było zapewnienie właściwych częstotliwości wszystkich laserów. Mimo używania układów stabilizujących nierzadko zdarzały się sytuacje, w których częstotliwość lasera "przeskakiwała" poza zakres możliwej stabilizacji i konieczne było powtarzanie pomiarów.

4.2.2 Procedura kompensacji pola magnetycznego

Pomiary nieliniowego efektu Faradaya były bardzo czułe i wymagały starannej kompensacji pola magnetycznego w obszarze pułapki. Wstępnej kompensacji pól magnetycznych dokonano w oparciu o ekspansję chmury atomowej po wyłączeniu pola magnetycznego pułapki MOT. Wyłączenie mechanizmu pułapkowania w przestrzeni powoduje powolne rozbieganie się atomów w polu przecinających się wiązek laserowych pułapki. Taki ośrodek nazywa się melasą optyczną. W idealnym przypadku, gdy przeciwbieżne wiązki mają identyczne natężenia i nie ma pola magnetycznego, ekspansja atomów jest sferycznie symetryczna, z dokładnością do grawitacyjnego opadania. Taki proces można obserwować na bieżąco przy użyciu kamer, gdyż ciągle włączone wiązki pułapki powodują świecenie chmury. W obecności pola magnetycznego ciśnienie światła pochodzące od przeciwbieżnych wiązek jest różne, a zatem istnieje mechanizm przyspieszający atomy w jednym kierunku. Kompensacja pól magnetycznych polegała zatem na obserwacji ekspansji chmury i takim dobraniu prądów cewek kompensujących, by następowała ona możliwie symetrycznie. Taka procedura nie uwzględnia jednak faktu, że odbite wiązki mają nieco mniejsze natężenie spowodowane głównie absorpcją w chmurze i stratami odbiciowymi przy dwukrotnym przejściu przez ścianki komórki próżniowej.

Precyzyjna kompensacja była zatem dokonywana w oparciu o sygnały NEF, gdy możliwa była już ich obserwacja. Odpowiedni program komputerowy pozwalał obserwować szerokość rezonansu na bieżąco na ekranie monitora, przy czym odświeżanie obrazu wymagało wykonania 10-20 pomiarów, a zatem zajmowało czas kilku sekund. Pozwalało to na względnie łatwe manipulowanie prądem cewek kompensacyjnych w taki sposób, by uzyskać rezonans NEF o jak najmniejszej szerokości.

4.2.3 Sygnały w konfiguracji skrzyżowanych polaryzatorów

Pierwsze pomiary magnetorotacji zostały wykonane w układzie, w którym analizatorem polaryzacji światła jest polaryzator ustawiony pod kątem $\theta = 90^\circ$ (skrzyżowany) względem kierunku pierwotnej polaryzacji światła. Zdecydowano się na taką konfigurację z uwagi na najmniejszy stopień skomplikowania układu, w którym używany jest tylko jeden detektor natężenia światła.

Typowy sygnał natężenia światła rejestrowanego przez detektor w funkcji pola magnetycznego i czasu oddziaływania z wiązką próbkującą został przedstawiony na wykresach 4.5 w postaci "3D" oraz w postaci wykresu konturowego, w którym kolor odzwierciedla wartość sygnału². Szeroka na kilka gausów struktura odpowiada liniowemu efektowi Faradaya, natomiast wąska struktura w okolicach zera pola magnetycznego jest związana z nieliniowym efektem Faradaya. Szerokość rezonansu NEF w typowych warunkach wynosi około 50 mG. Wykresy pokazują wyraźny zanik sygnału w czasie, który związany jest z ucieczką atomów z miejsca próbkowania przy włączonej wiązce próbkującej. Czasy narastania sygnałów zostały pokazane na rysunku 4.12 i omówione w dalszej części tej pracy.

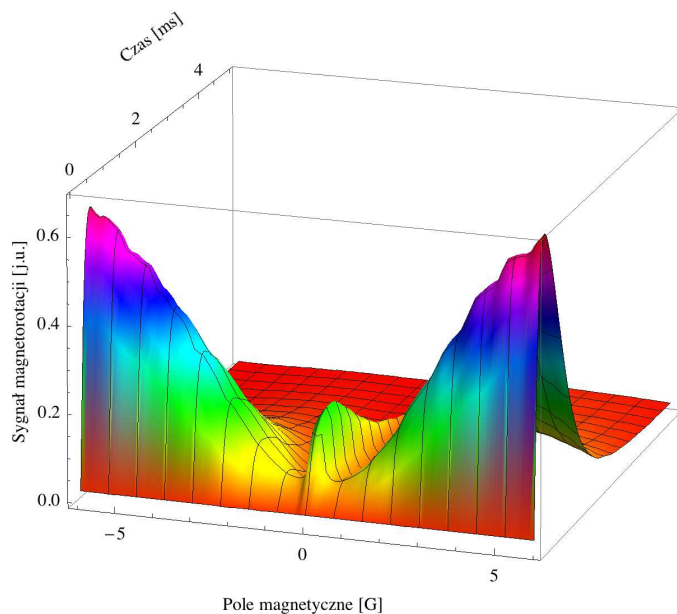
Informację o kącie skręcenia płaszczyzny polaryzacji można uzyskać dokonując kalibracji układu skrzyżowanych polaryzatorów. W tym celu posłużono się płytką półfalową w obrotowej oprawie ze skalą kątową, którą umieszczono pomiędzy polaryzatorami. Taka płytka ustawiona pod kątem ξ do kierunku polaryzacji światła powoduje skręcenie tej płaszczyzny o kąt 2ξ . Dla $2\xi = 180^\circ$ polaryzacja światła się nie zmienia, a zatem sygnał rejestrowany przez detektor w funkcji kąta obrotu jest funkcją okresową, z okresem wynoszącym 90° . Wyniki kalibracji dla jednej wartości mocy wiązki próbkującej zostały pokazane na rysunku 4.6. Ponieważ sygnały rejestrowane przez detektor są proporcjonalne także do natężenia światła, pełna kalibracja sygnał-kąt wymaga przeskalowania sygnałów wartością mocy wiązki używanej dla danego pomiaru.

Należy mieć na uwadze, że odzyskanie precyzyjnej wartości kąta magnetorota-

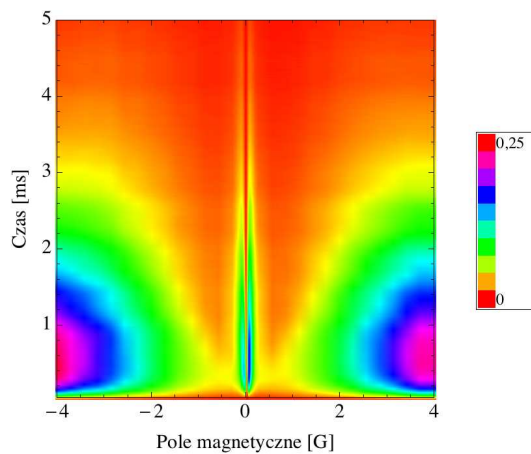
²dla wykresu konturowego użyto domyślnej funkcji kolorowania programu Mathematica

4.2 Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya

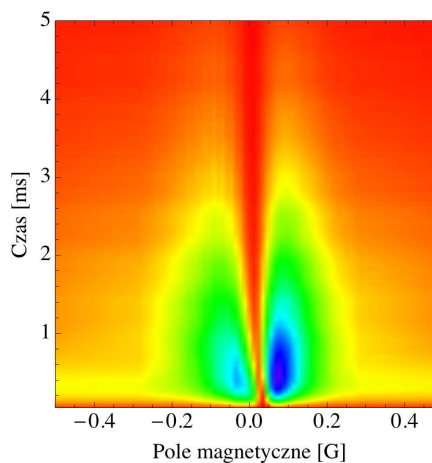
a)



b)



c)



Rysunek 4.5: Sygnał rotacji Faradaya w geometrii skrzyżowanych polaryzatorów dla wiązki o natężeniu $6,8 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ w funkcji czasu i pola magnetycznego: a) wizualizacja "3D", b) wykres konturowy, c) powiększenie obszaru małych pól magnetycznych z widocznym dla krótkich czasów zagięciem pochodzącym od zanikającego pola kwadrupolowego.

cji wymaga, zgodnie z równaniem (2.16), znajomości całkowitej absorpcji wiązki w ośrodku. Współczynniki absorpcji zmieniają się wraz z wartością przyłożonego pola magnetycznego oraz z liczbą atomów (czasem). Pełna kalibracja sygnałów wymaga zatem wykonania jednego pomiaru ze skrzyżowanymi polaryzatorami oraz drugiego, w którym mierzona jest transmisja, np. w układzie z odkrzyżowanym polaryzatorem.

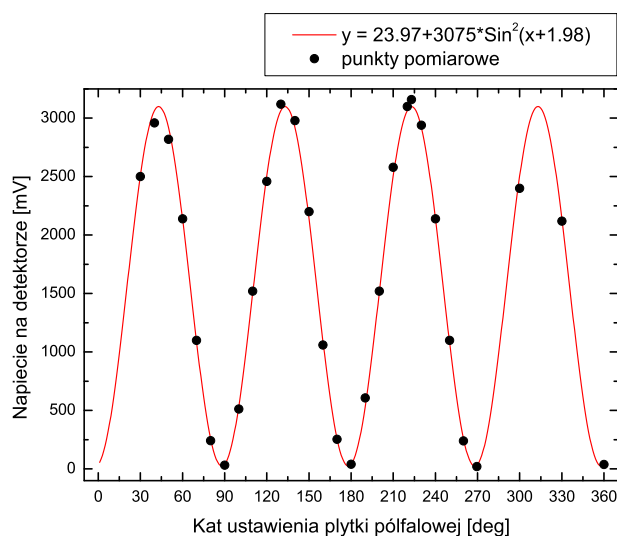
Metoda kalibracji opisana powyżej była wykorzystywana głównie do jakościowego oszacowania wartości magnetorotacji. Sygnały rotacji zebrane w konfiguracji skrzyżowanych polaryzatorów i pokazane w tej pracy nie zostały przeliczone na wartość kąta rotacji, gdyż nie wykonywano dla nich odpowiednich pomiarów transmisji. Brak kalibracji nie wpływa jednak na wyznaczenie szerokości obserwowanych rezonansów LEF i NEF, które były najbardziej interesującymi wielkościami w prowadzonym eksperymencie. Opisane w dalszej części tej pracy pomiary w układzie z polarymetrem zostały natomiast w pełni wykalibrowane i dają wgląd w mierzone amplitudy rotacji.

Oprócz niedogodności w kalibracji sygnałów typu *forward scattering* opisanych powyżej, ich interpretacja wymaga znacznie więcej uwagi niż w przypadku pomiarów w konfiguracji zrównoważonego polarymetru. Z jednej strony pomiar jest zaburzony przez tło detektora światła, z drugiej zaś poprzez uśrednianie sygnału będącego kwadratem kąta rotacji, które daje inny wynik niż kwadrat z uśrednionych pomiarów kąta magnetorotacji. Ponadto, w takiej konfiguracji istotny może być również przyczynek od dichroizmu, gdy wiązka jest odstrojona od rezonansu.

4.2.4 Konfiguracja z wiązką odbitą

Dla sprawdzenia i ewentualnego zminimalizowania wpływu ciśnienia światła wywieranego przez wiązkę próbkującą, układ pomiarowy został przebudowany tak, że za komorą próżniową wiązka próbkująca była odbijana w tył, jak na rysunku 3.7(a). Podwójne przejście wiązki próbkującej przez ośrodek powoduje w idealnym przypadku podwojenie amplitudy magnetorotacji. Dodatkowo wiązka próbkująca

4.2 Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya

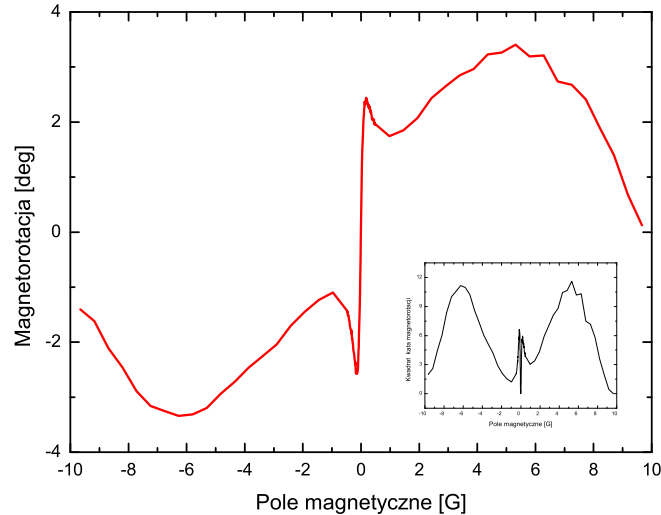


Rysunek 4.6: Zależność sygnału rejestrowanego przez detektor od ustawienia płytki półfalowej służąca do kalibracji sygnałów.

była odstrajana poniżej rezonansu, by wykorzystać efekt chłodzenia laserowego. Typowe odstrojenie wynosiło -13 MHz, czyli nieco ponad dwie szerokości naturalne przejścia.

W takiej konfiguracji można w naturalny sposób wykorzystać polaryzator wstępny również jako analizator stanu polaryzacji światła, zaś kąt magneto-rotacji podczas obu przejść przez próbkę sumuje się. Mamy wtedy do czynienia z geometrią skrzyżowanych polaryzatorów, w której znów można mierzyć sygnały proporcjonalne do kwadratu kąta magneto-rotacji.

Kalibracja sygnałów w tej konfiguracji przebiegała podobnie do procedury kalibracji opisanej powyżej, z tą różnicą, że rolę płytki półfalowej pełniła płytka ćwierćfalowa umieszczona za komorą. Ponieważ wiązka przechodzi przez taką płytkę dwukrotnie, jej efektywna długość optyczna wzrasta dwukrotnie i zatem pełni ona rolę płytki półfalowej.



Rysunek 4.7: Kąt skreńczenia płaszczyzny polaryzacji światła w funkcji pola magnetycznego. Centralny, wąski rezonans ($\sim \pm 120$ mG) odpowiada NEF a szeroki ($\sim \pm 6$ G) LEF. Sygnał zarejestrowany dla 2 ms czasu oddziaływania z wiązką próbkującą o mocy $64 \mu\text{W}$, odstrojoną o -13 MHz. Wewnętrzny wykres pokazuje kształt krzywej kwadratu kąta magnetorotacji.

4.2.5 Sygnały w konfiguracji zrównoważonego polarymetru

Dla celów precyzyjnych pomiarów kątów magnetorotacji w nieliniowym efekcie Faradaya, układ został przebudowany do konfiguracji z polarymetrem składającym się z polaryzatora i dwóch fotodetektorów. Zrównoważenie polarymetru polegało na takim ustawieniu płytki półfalowej przed polaryzatorem, by poziomy sygnałów na obu detektorach były identyczne. Sygnały te były doprowadzone do wzmacniacza różnicowego lub bezpośrednio do dwóch wejść karty DAQ. Zaletą pierwszego rozwiązania była możliwość wzmocnienia różnicy sygnałów przed jej digitalizacją. Rejestracja dwóch sygnałów pozwala natomiast na bezpośrednie obliczenie kąta magnetorotacji, zgodnie ze wzorem (2.23).

Typowy sygnał rotacji Faradaya w funkcji pola magnetycznego w ustalonej

4.2 Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya

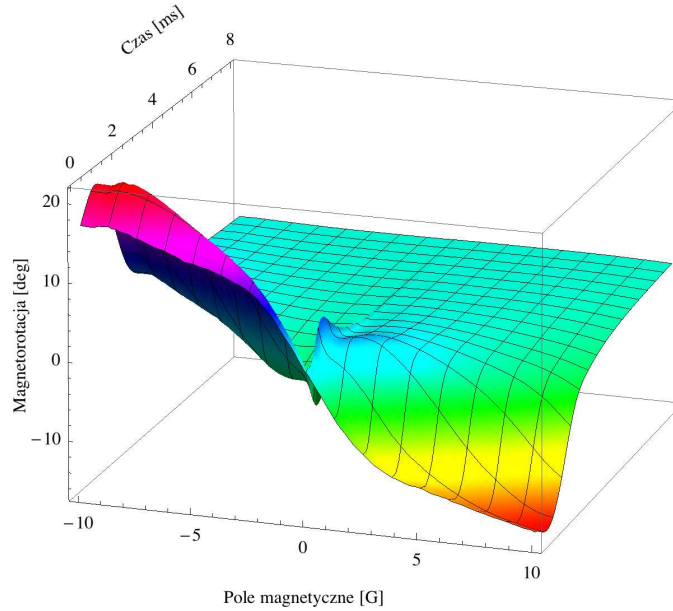
chwili czasu po wyłączeniu pułapki MOT (dla ustalonego czasu oddziaływania z wiązką próbkującą) został przedstawiony na rysunku 4.7. Krzywa rotacji w funkcji pola magnetycznego składa się z rezonansu odpowiadającego liniowemu efektowi Faradaya (szeroka struktura dyspersyjna) oraz wąskiego rezonansu związanemu z nieliniowym efektem Faradaya. Szerokość rezonansu LEF mierzona pomiędzy maksimum i minimum rotacji wynosi kilkanaście gausów i jest zgodna z symulacjami z rozdziału 2.5.3. Rezonanse NEF rejestrowane w doświadczeniach miały typowo od 20 do 80 mG szerokości. Szerokość tych rezonansów zależała od mocy wiązki próbkującej i dokładności kompensacji pól magnetycznych w kierunkach poprzecznych do kierunku pola faradayowskiego. W miarę kompensowania tych pól, wraz z malejącą szerokością rezonansu wzrasta również jego amplituda. Wskazuje to na możliwość poprawy czułości magnetometrycznej dla małych pól magnetycznych nawet bez eliminacji ograniczenia narzuconego przez skończony czas oddziaływania atomów z wiązką światła. Najwęższe zarejestrowane rezonanse miały około 20 mG szerokości i amplitudę pomiędzy szczytami (*peak-to-peak*) wynoszącą 5° ($\approx 0,1$ rad).

Sygnały zarejestrowane z użyciem nowego lasera

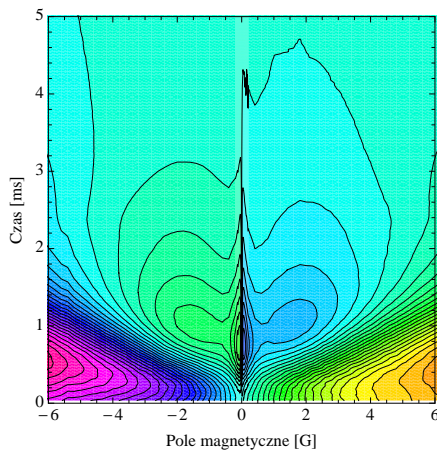
Po dokonaniu wymiany lasera pułapkującego na laser *Lynx* ładowanie pułapki MOT stało się bardziej wydajne z uwagi na większą dostępną moc wiązek pułapkujących. Ponadto, wiązkę próbkującą zawężono do średnicy około 1 mm, poprzez wycięcie przysłoną fragmentu szerszej wiązki. W ten sposób uzyskano bardziej jednorodny profil natężenia wiązki.

Przykład sygnału NEF zarejestrowanego po przebudowie pokazano na rys. 4.8. Zasadniczą różnicą w sygnałach uzyskiwanych po przebudowie jest zwiększenie maksymalnej amplitudy rotacji do prawie 20° dla LEF, związane głównie ze wzrostem liczby pułapkowanych atomów. Dodatkowo, wiązka próbkująca ma teraz mniejszą średnicę i przechodzi przez chmurę w miejscu jej największej gęstości, co zwiększa kolumnową gęstość optyczną ośrodka.

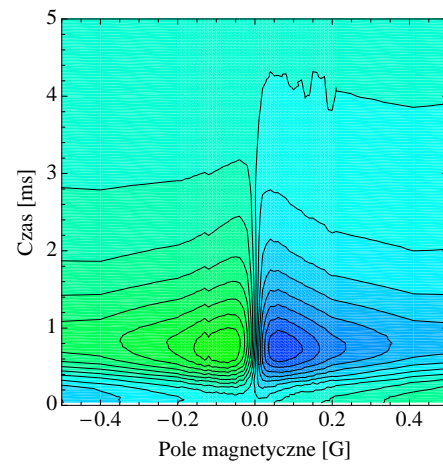
a)



b)



c)



Rysunek 4.8: a) Kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła w funkcji pola magnetycznego i czasu. W pobliżu $B = 0$ widoczny jest rezonans NEF o szerokości 65 ± 1 mG. Wiązką próbkująca była rezonansowa i miała natężenie $16 \mu\text{W}/\text{mm}^2$. b) Wykres konturowy danych z zakresu ± 6 G i pierwszych 5 ms, c) powiększenie obszaru małych pól magnetycznych

4.2 Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya

Poza poprawą jakości pomiarów związaną z wymianą lasera pułapkującego, użycie fotodiodów lawinowych o szerokim pasmie przenoszenia, pozwoliło na rejestrację krzywych rotacji niezaburzonych stałymi całkowania poprzednio używanych detektorów i wzmacniaczy. Dynamika tak zarejestrowanych sygnałów została pokazana i omówiona w rozdziale 4.2.6.

4.2.6 Wpływ mocy wiązki próbkującej na szerokość sygnałów NEF

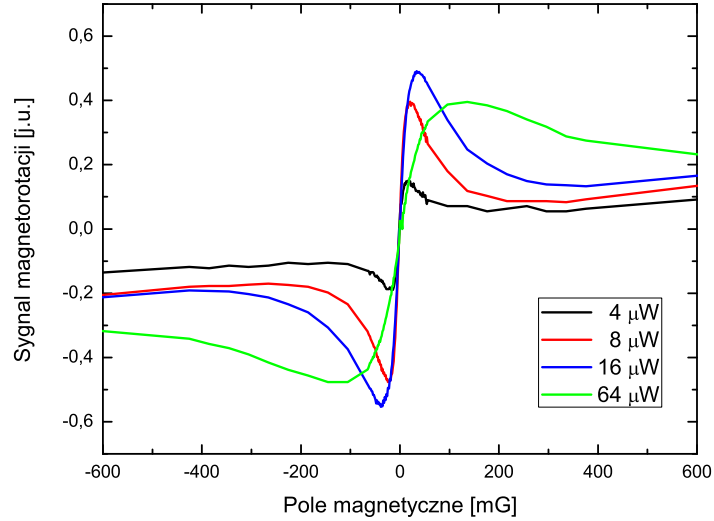
Przypadek odstrojonej i zawróconej wiązki próbkującej

Wraz ze wzrostem natężenia wiązki próbkującej obserwowano zmianę kształtu sygnału rotacji Faradaya w funkcji pola magnetycznego. Zmiany te zostały pokazane na wykresie 4.9, gdzie wykreślono krzywe odpowiadające 2 ms oddziaływania z wiązką próbkującą. Początkowo, wraz ze wzrostem natężenia światła, wzrasta również amplituda rezonansu NEF. Dla większych natężeń następuje wzrost szerokości sygnału. Jest to tzw. efekt poszerzenia przez moc, obserwowany rutynowo w eksperymentach z ciepłymi atomami.

W celu znalezienia nieposzerzonej mocą szerokości rezonansów wykreślono zmianę ich szerokości w funkcji natężenia światła (rys. 4.10). Do wszystkich punktów na wykresie dopasowano prostą i znaleziono jej przecięcie z osią Y. W ten sposób uzyskano wartość szerokości rezonansu $23,0 \pm 6,6$ mG, która odpowiada zerowej mocy światła.

Przypadek rezonansowy z pojedynczym przejściem

Na wykresie 4.11 przedstawiono zależność szerokości obserwowanych rezonansów w funkcji natężenia światła dla przypadku wiązki rezonansowej, przechodzącej jednokrotnie przez próbkę. Podobnie jak w przypadku wiązki zawracanej, wykreślono punkty odpowiadające 2 ms czasu oddziaływania z wiązką próbkującą. Do punktów na wykresie odpowiadających natężeniu mniejszemu od $12 \mu\text{W}/\text{mm}^2$



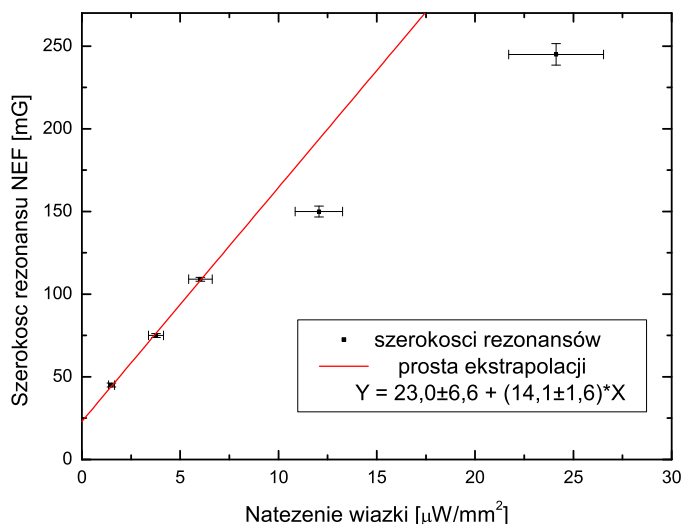
Rysunek 4.9: Sygnały NEF zarejestrowane dla różnych mocy wiązki próbkującej. Czas oddziaływania wynosił $\tau_{probe} = 2$ ms, zaś odstrojenie wiązki wynosiło $\delta = -13$ MHz.

dopasowano prostą. Dla silniejszych wiązek widoczny jest wpływ nasycenia i podgrzewania (utruty atomów). Z ekstrapolacji szerokości rezonansów do zerowego natężenia światła uzyskano szerokość nieposzerzonego rezonansu wynoszącą $27,8 \pm 1,3$ mG.

Wyznaczone dla obu konfiguracji wartości szerokości rezonansów są w zakresie niepewności sobie równe mimo, iż odpowiadają innym geometriom (pojedyncze lub podwójne przejście z odstrojeniem wiązki) oraz innym profilom wiązek próbkujących. Wynika to z zastosowania metody ekstrapolacji szerokości do zerowego natężenia światła.

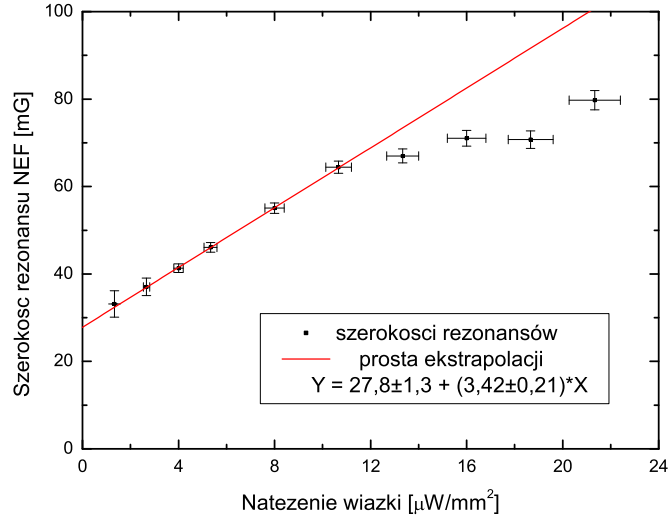
Odmienne jest nachylenie prostych użytych do ekstrapolacji w tych dwóch przypadkach. Podwójne przejście wiązki próbkującej przez chmurę atomową miało w zamierzeniu pozwolić na wykorzystanie mechanizmu chłodzenia laserowego, a tym samym wydłużenie czasu życia (obserwacji) atomów. Ponad czterokrotnie

4.2 Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya



Rysunek 4.10: Zależność szerokości rezonansów NEF od całkowitej mocy wiązki próbującej dla konfiguracji z odbitą wiązką, odstrojoną o -13 MHz od rezonansu.

większe ($14,14$ vs $3,42 \text{ mG} \cdot \text{mm}^2 / \mu\text{W}$) nachylenie prostej ekstrapolacji na wykresie 4.10 oznacza, że czas życia jest zmniejszany ze wzrostem natężenia światła szybciej niż w przypadku pojedynczego przejścia. Uwzględnienie efektywnego podwojenia mocy światła przy jego podwójnym przejściu także nie tłumaczy tak szybkiego poszerzania się rezonansów. Możliwym wytłumaczeniem tego efektu jest duże odchylenie (kilka stopni) polaryzacji przeciwbieżnej wiązki, co powoduje konieczność opisu teoretycznego zjawiska z uwzględnieniem dwóch różnych pól elektrycznych a nie jednego, silniejszego. Wbrew pierwotnym oczekiwaniom, konfiguracja z pojedynczym przejściem wiązki przez chmurę atomową wydaje się zatem bardziej korzystna przy obecnie mierzonych szerokościach rezonansów.



Rysunek 4.11: Zależność szerokości rejestrowanych rezonansów od natężenia wiązki próbującej dla pomiarów z pojedynczym przejściem (przypadek rezonansowy).

4.2.7 Oszacowanie szybkości relaksacji koherencji zeemnowskich

Na początku rozdziału przedstawiono zmierzone zależności absorpcji w chmurze atomowej. Na ich podstawie oszacowano czas zaniku liczby atomów (przy braku wiązki próbującej), który wynosi $\tau \approx 8$ ms. Gdyby był to jedyny mechanizm zaniku koherencji, szybkość jej zaniku powinna wynosić:

$$\gamma = \frac{2\pi}{\tau} = 2\pi \cdot 125 \text{ Hz}, \quad (4.5)$$

a związana z nią szerokość rezonansu:

$$\delta B = \frac{\gamma \hbar}{g\mu_B} \approx 60 \mu\text{G}, \quad (4.6)$$

gdzie założono czynnik Landégo $g = 1/3$ odpowiadający stanowi $|F = 3\rangle$ oraz skorzystano z wartości magnetonu Bohra $\mu_B/\hbar = 1.4 \text{ MHz/G}$. Uzyskana wartość jest jednak o trzy rzędy wielkości za mała w stosunku do zmierzonych w eksperymen-

4.2 Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya

cie. Musi więc istnieć dodatkowy mechanizm, który dominuje zanik koherencji atomowej.

Do wytworzenia koherencji zeemanowskich konieczne jest oddziaływanie ze stosunkowo silnym światłem. Gdy światło jest zbyt silne, może bardzo łatwo (szybko) wzbudzać atomy niszcząc w ten sposób koherencje w stanie podstawowym. Można zatem spróbować oszacować, jak często następuje absorpcja fotonu z wiązki próbującej.

Zauważmy najpierw, że każdemu aktowi absorpcji fotonu towarzyszy jego późniejsza reemisja. Szybkość absorpcji fotonów jest zatem równa szybkości ich rozpraszania γ_{sc} , która wyraża się dla atomu dwupoziomowego wzorem [52]:

$$\gamma_{sc} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + 4(\delta/\Gamma)^2 + (I/I_{sat})}, \quad (4.7)$$

gdzie przez I_{sat} oznaczono natężenie odpowiadające nasyceniu, $I_{sat} = \frac{c\epsilon_0\Gamma^2\hbar^2}{4|d|^2}$. Wartość natężenia nasycenia dla różnych polaryzacji światła można znaleźć w tablicach, np. w pracy [52]. Tutaj przyjęto wartość $I_{sat} = 16 \text{ W/m}^2$. Tak obliczona szybkość rozpraszania fotonów dla wiązki o natężeniu $3 \mu\text{W/mm}^2$ (mocy całkowitej $8 \mu\text{W}$) wynosi $\gamma_{sc} = 183 \text{ kHz}$ i odpowiada szerokości rezonansów wynoszącej $\delta B \approx 85 \text{ mG}$, a więc większej od obserwowanych o czynnik 2. Należy jednak uwzględnić fakt, że jest to szczytowa wartość odpowiadająca centrum profilu gausowskiego wiązki oraz to, że równanie (4.7) jest prawdziwe tylko dla atomu dwupoziomowego, oddziałującego z promieniowaniem izotropowym. W omawianym eksperymencie oddziaływanie następuje z liniowo spolaryzowaną wiązką próbującą, co wymaga uwzględnienia pompowania optycznego.

W prostej strukturze typu Λ z rozdziału 2.5.1, oddziaływanie atomów z takim światłem można łatwo przeanalizować wprowadzając dwie superpozycje stanów (koherencje). Stan jasny, który oddziałuje ze światłem ma postać:

$$|jasny\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|m = -1\rangle - |m = +1\rangle). \quad (4.8)$$

Druga kombinacja stanów:

$$|\text{ciemny}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|m = -1\rangle + |m = +1\rangle) \quad (4.9)$$

jest nazywana stanem ciemnym, zaś kompletność bazy wymaga jeszcze obecności trzeciego stanu $|m = 0\rangle$ i stanu wzbudzonego. W takim modelu światło indukuje przejścia pomiędzy stanem jasnym a stanem wzbudzonym. Powoduje to wypompowanie populacji stanu jasnego do pozostałych stanów z szybkością zadaną przez szybkość rozpraszania fotonów. Gdy populacja stanu jasnego zanika, szybkość rozpraszania światła maleje do zera. Jeżeli taki układ umieści się w podłużnym polu magnetycznym, to na skutek precesji Larmora obie superpozycje stanów zaczną się zamieniać rolami (mieszać). Powoduje to ponowne obsadzenie stanu jasnego i przywrócenie oddziaływania ze światłem. Następuje to jednak z szybkością zadaną przez pole magnetyczne, a ściślej przez częstość precesji. W polu magnetycznym $B = 20$ mG, które odpowiada szerokości obserwowanych rezonansów, częstość precesji wynosi $\omega_L \approx 9,3$ kHz, a zatem znacznie mniej niż oszacowana powyżej szybkość rozpraszania fotonów.

Reasumując, do rozproszenia fotonów konieczna jest obecność atomów w stanie jasnym. Atomy są dostarczane do niego z szybkością precesji Larmora, a z niego są bardzo szybko przepompowywane z powrotem do stanu ciemnego. Szybkość całego cyklu jest więc ograniczona częstością Larmora, a nie równaniem (4.7). Wskazuje to na obecność innego mechanizmu poszerzającego rezonans, np. nieskompensowanych całkowicie pól poprzecznych, które mieszają stany jasne i ciemne.

4.2.8 Ewolucja czasowa sygnałów

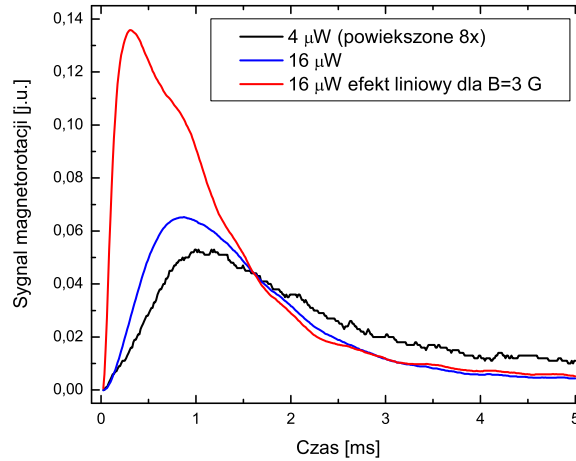
Oprócz zależności kształtów sygnałów od pola magnetycznego i mocy wiązki próbkującej, bardzo interesująca jest również ich zależność od czasu. Przykładowe zależności czasowe zostały przedstawione na wykresach: 4.12 dla przypadku z odbitą wiązką i skrzyżowanymi polaryzatorami oraz 4.13 (a–c) dla konfiguracji z pojedynczym przejściem wiązki próbkującej i polarymetrem.

4.2 Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya

Sygnały przedstawione na rys. 4.12 zostały zarejestrowane z wolnymi detektorami i dlatego przedstawiają te zależności jedynie jakościowo. Rejestrowane przy pomocy szybkich detektorów sygnały z rys. 4.13 nie mają tej wady i pozwalają na wyróżnienie dwóch rodzajów dynamiki. Krzywe efektu liniowego zaczynają się od niezerowych wartości, później minimalnie rosną i następnie znikają wraz z ucieczką atomów z miejsca próbkowania. Wzrost sygnału liniowego dla krótkich czasów, można wytłumaczyć poprzez proces pompowania optycznego. Układ współczynników Clebscha-Gordana dla obranego przejścia pułapującego [52] sprzyja pompowaniu atomów do skrajnych poziomów zeemanowskich $|F = 3, m_F = \pm 3\rangle$. Atomy znajdujące się w tych stanach wnoszą największy przyczynek do magnetorotacji, gdyż przejścia z nich do stanu wzbudzonego mają największą siłę. Jest to powiązane z paramagnetycznym efektem Faradaya, opisanym w rozdziale 2.4.3. Opisany wzrost sygnału liniowego wynikający z pompowania optycznego jest w zasadzie manifestacją nieliniowego procesu optycznego. W niniejszej pracy koncentrujemy się jednak na nieliniowościach związanych z koherencjami zeemanowskimi i efekty pompowania optycznego traktowane są tak samo jak pozostałe procesy liniowe.

Krzywe magnetorotacji powiązane z efektem nieliniowym zaczynają się od prawie zerowej wartości (z dokładnością do przyczynku liniowego w danym polu magnetycznym) i najpierw rosną, a od pewnego czasu zanikają. Miejsce osiągnięcia maksimum przesuwa się wraz ze wzrostem mocy wiązki próbkującej ku krótszym czasom, co świadczy o istnieniu opisanego powyżej mechanizmu kreowania koherencji. Z kolei późniejszy zanik sygnału odzwierciedla ubytek liczby atomów. Czasy zaniku sygnałów są wyraźnie krótsze niż w pomiarach absorpcji (rys. 4.2), gdyż w tym przypadku wiązka próbkująca cały czas oddziałuje z atomami.

Interesującym efektem, który można zaobserwować na wykresie 4.13 (c) jest zmiana znaku krzywych odpowiadających wysokim polom magnetycznym. Ten sam efekt jest też widoczny na wykresie konturowym 4.5 (b) w postaci niebieskich obszarów dla dodatnich wartości pola magnetycznego. Jego obecność ilustruje



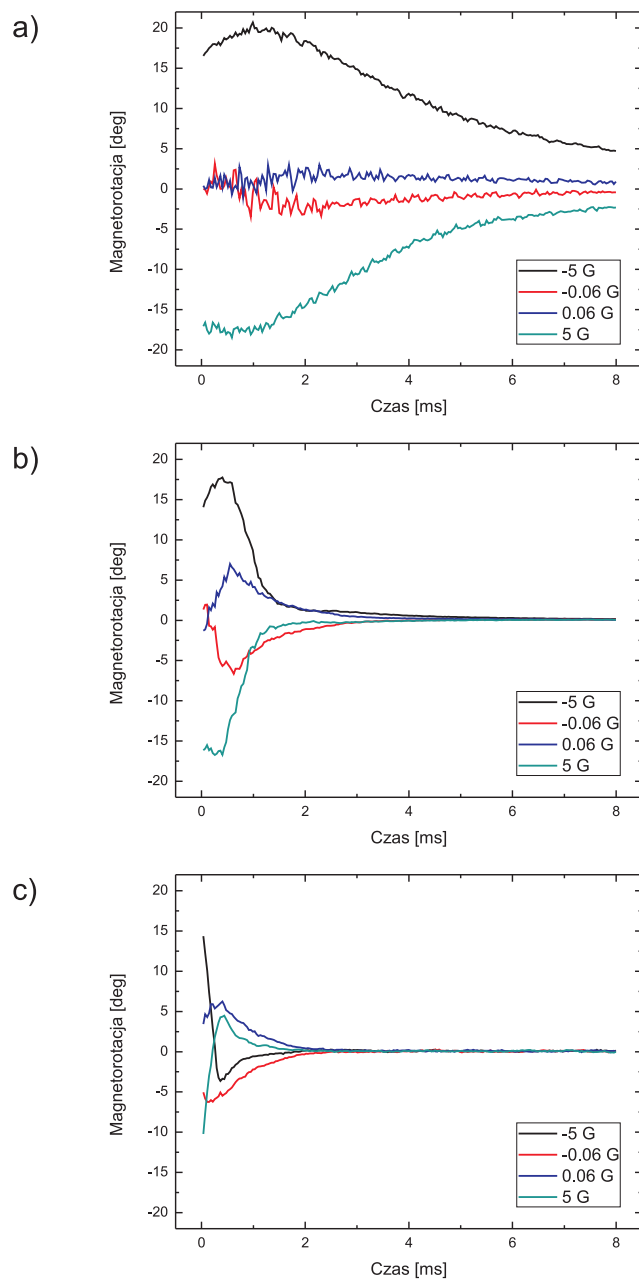
Rysunek 4.12: Zależność czasowa sygnałów liniowego i nieliniowego efektu Faradaya zarejestrowanych w konfiguracji skrzyżowanych polaryzatorów, przy odstrojeniu wiązki próbkującej wynoszącym -13 MHz. Czarna krzywa została powiększona ośmiokrotnie.

dominację w obszarze niskich pól magnetycznych efektu nieliniowego nad efektem liniowym.

Formalizm perturbacyjnego rozwinięcia macierzy gęstości, wprowadzony w rozdziale 2.5.3, pozwala na stosunkowo łatwe, analityczne obliczenie stanu stacjonarnego, odpowiadającego dojściu układu do równowagi pomiędzy pompowaniem optycznym (kreowaniem koherencji) oraz relaksacją w układzie. Pełna interpretacja dynamiki obserwowanych sygnałów w przedstawionym w tym formalizmie wymaga numerycznego rozwiązywania układu równań (2.41). Dodatkowo, do wierne odtworzenia obserwowanych sygnałów, konieczna jest dokładna znajomość zachodzących procesów relaksacyjnych w układzie. Możliwe jest jednak pokazanie dynamiki sygnałów znając stan stacjonarny i czyniąc kilka założeń, co zostało opisane poniżej.

Najprostszym modelem dynamiki sygnałów rotacji jest założenie eksponencjalnego zaniku liczby atomów w obszarze pułapki i wykorzystanie stacjonarnych

4.2 Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya



Rysunek 4.13: Zależność czasowa sygnałów LEF (krzywa czarna i zielona) i NEF (krzywa czerwona i niebieska) dla rezonansowej wiązki próbki o natężeniach: a) 4, b) 12, c) 48 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$.

kształtów sygnałów obliczonych w rozdziale 2.2 i 2.5.1. Dla prostych układów typu Λ , krzywa liniowego efektu Faradaya jest dana poprzez krzywą dyspersyjną o szerokości Γ . Obserwowany sygnał powinien mieć zatem postać

$$\phi = \frac{A_L \Gamma}{2} \frac{\omega_L}{\omega_L^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \exp^{-t/\tau_{esc}}, \quad (4.10)$$

gdzie A_L oznacza amplitudę p-p sygnału, zaś τ_{esc} oznacza charakterystyczny czas ucieczki atomów. Do krzywej LEF trzeba dołożyć wąską krzywą odpowiadającą efektowi nieliniowemu. Krzywa ta, w stanie stacjonarnym, również ma postać krzywej dyspersyjnej. Trzeba jednak uwzględnić, że jej amplituda w chwili początkowej jest równa zeru i powinna rosnąć z czasem do pewnej stacjonarnej wartości (kreowanie koherencji). Zmodyfikowana postać krzywej sygnału przyjmie więc postać

$$\phi = \left[\frac{A_L \Gamma}{2} \frac{\omega_L}{\omega_L^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} + \frac{A_N \gamma}{2} \frac{\omega_L}{\omega_L^2 + \frac{\gamma^2}{4}} (1 - \exp^{-t/\tau_N}) \right] \exp^{-t/\tau_{esc}}, \quad (4.11)$$

gdzie A_N oznacza amplitudę sygnału nieliniowego, zaś τ_N jego charakterystyczny czas narastania. Tak skonstruowany model warto jeszcze uzupełnić o efekt pompowania optycznego, które zgodnie z obserwacjami, będzie zwiększało amplitudę liniowego efektu Faradaya:

$$\phi = \left[\frac{A_L \Gamma}{2} \frac{\omega_L}{\omega_L^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} (1 - C \exp^{-t/\tau_L}) + \frac{A_N \gamma}{2} \frac{\omega_L}{\omega_L^2 + \frac{\gamma^2}{4}} (1 - \exp^{-t/\tau_N}) \right] \exp^{-t/\tau_{esc}}, \quad (4.12)$$

gdzie τ_L oznacza czas pompowania optycznego, zaś C oznacza stałą, która odpowiada za wzrost absorpcji na skutek pompowania optycznego. Tak zmodyfikowane wyrażenie można teraz wyrysować w funkcji pola magnetycznego i czasu.

Na rysunku 4.14 pokazano wykres kąta magnetorotacji danego zależnością (4.12), z przyjętymi parametrami: $A_L = -70^\circ$, $A_N = 40^\circ$, $C = 0,5$, $\Gamma = 20$ G, $\gamma = 100$ mG, $\tau_L = 0,5$ ms, $\tau_N = \tau_{esc} = 1$ ms. Taka zależność, pomimo użycia prostego modelu, jakościowo dobrze odzwierciedla sygnały obserwowane na rys. 4.8. Wartości magnetorotacji w polach rzędu 5 G są bardzo zbliżone i mają poprawną zależność czasową. Podobnie, odtworzona jest postać rezonansu w zerowym polu

4.2 Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya

magnetycznym. Modelowe krzywe rotacji nie pokazują jednak zmiany znaku rotacji dla pól w okolicach ± 2 G i czasu $\approx 1 - 3$ ms. Należy mieć przy tym na uwadze, że w modelowaniu użyto tylko dwóch krzywych Lorentza. Odpowiadają one uwzględnieniu w wyrażeniu na koherencję optyczną

$$\sigma_{0\pm} = \sigma_{0\pm}^{(1)} + \sigma_{0\pm}^{(3)} \quad (4.13)$$

jedynie dwóch z czterech wyrazów (pierwszego i ostatniego w nawiasie kwadratowym w tabelicy 2.1). Tak uproszczony model ma więc charakter jakościowy a nie ilościowy.

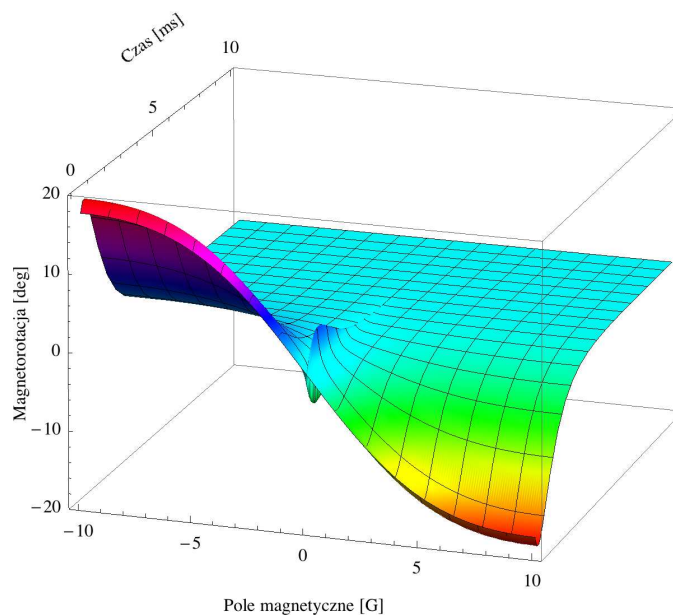
4.2.9 Odstrojenie wiązki próbkującej a kształt sygnałów

Podczas zmiany odstrojenia wiązki próbkującej obserwowano zmianę kształtu krzywych rezonansowych. Na rysunku 4.15 pokazano krzywe odpowiadające sytuacji rezonansowej i odstrojeniom -6 MHz (-1Γ) oraz -12 MHz (-2Γ). Oprócz zmiany kształtu LEF, która odpowiada wykresom z części teoretycznej, zmienia się również kształt rezonansu NEF, stając się bardziej stromy i przyjmując kształt "schodka".

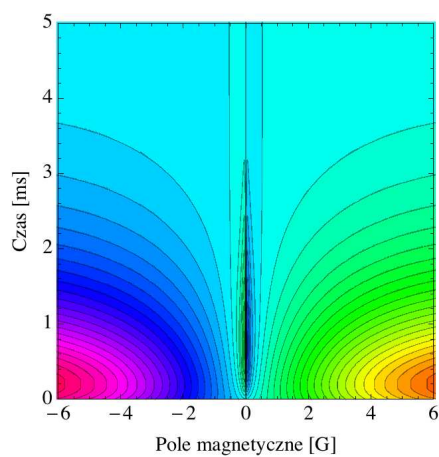
Jednym z możliwych wyjaśnień zmiany kształtu sygnałów NEF są przesunięcia energii poziomów Zeemanowskich światłem, tzw. dynamiczny efekt Starka [80]. Oprócz przesunięcia całej struktury zeemanowskiej w sposób jednakowy, może pojawić się również przyczynę tensorowy, który w różny sposób zaburza poszczególne poziomy zeemanowskie. O ile pierwszy z tych efektów przesuwają równomiernie częstość precesji koherencji (działa jak dodatkowe pole magnetyczne o zadanej wartości), o tyle drugi powoduje rozsuniecie się częstości precesji koherencji rozpiętych pomiędzy różnymi poziomami zeemanowskimi. Taki efekt był obserwowany i wykorzystany do kompensacji nieliniowego efektu Zeemana w pracach [81, 82].

Efekt przesuwania energii poziomów jest zależny od natężenia światła, a zatem przesunięcie jest zależne od miejsca wewnątrz profilu wiązki próbkującej. Może to powodować defazowanie koherencji w różnych atomach, a w konsekwencji zanik

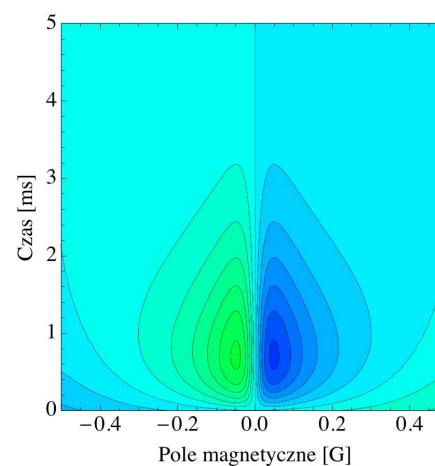
a)



b)

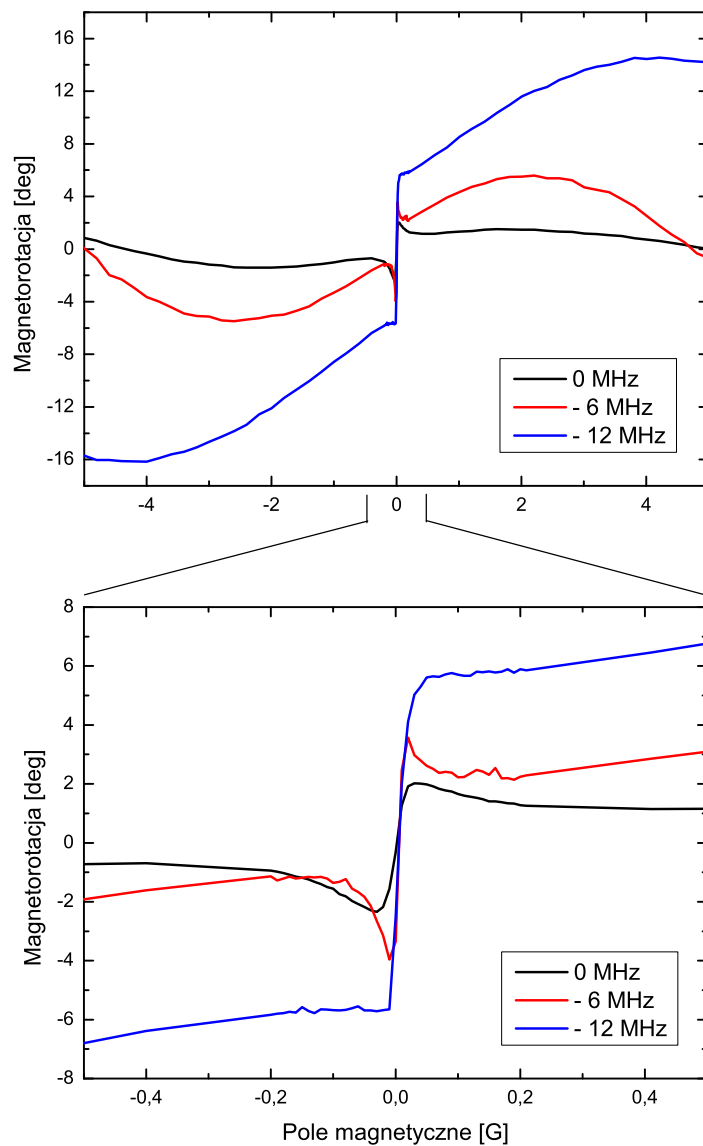


c)



Rysunek 4.14: Symulacja kształtu sygnału rotacji Faradaya z wykresu 4.8: a) wykres "3D", b) wykres konturowy, c) powiększenie obszaru małych pól magnetycznych.

4.2 Widma liniowego i nieliniowego efektu Faradaya



Rysunek 4.15: Wpływ odstrojenia wiązki próbkującej na kształt sygnałów liniowego i nieliniowego efektu Faradaya w szerokim (górny) i wąskim zakresie pól magnetycznych (dolny wykres).

makroskopowej koherencji ośrodka. Wpływ niejednorodności profilu wiązki został omówiony dla przypadku komórki z parami atomowymi w pracy [81]. Niestety, w przypadku zimnych atomów nie występuje mechanizm uśredniania przez atomy niejednorodności pól.

Dla oszacowania przesunięcia poziomów światłem, można posłużyć się formalizmem wprowadzonym w pracach [83, 80]. Szczegółowe, żmudne rachunki zostały przedstawione w pracach [84, 85]. Analogicznie obliczono przesunięcie poziomów światłem dla wiązki odstrojonej od rezonansu o -13 MHz. Wartość odległości pomiędzy kolejnymi podpoziomami Zeemanowskimi m -tym i $(m+1)$ -szym zmienia się na skutek oddziaływania ze światłem o

$$\delta\epsilon_{m,m+1}(I)/\hbar = 626.4 I (m + 1/2) \text{ Hz}, \quad (4.14)$$

a zatem również kolejne koherencje $\rho_{m,m+2}$, $\rho_{m+1,m+3}$, \dots będą precesować ze zmodyfikowanymi częstościami. Powyższe równanie należy traktować jedynie jako oszacowanie wartości przesunięć, gdyż formalizm efektywnego hamiltonianu przestaje być ścisły w okolicach rezonansu, a założone odstrojenie wiązki -13 MHz tylko dwukrotnie przewyższa szerokość naturalną linii $\Gamma \approx 6$ MHz.

Przy typowych natężeniach wiązki próbkującej wartość maksymalna przesunięć poziomów mieści się w granicy kilkunastu kHz, co odpowiada częstościom Larmora w zakresie kilkunastu mG. Sugeruje to możliwy wpływ dynamicznego efektu Starka na poszerzanie się rezonansów. Nie tłumaczy jednak obserwowanych na rys. 4.15 "schodkowych" zniekształceń sygnałów. Podobne deformacje obserwowano w parach atomowych, np. efekty związane z niestacjonarnością oddziaływania opisano w pracy [86], zaś w pracy [87] powiązано je z niejednorodnym rozkładem natężenia światła w wiązce.

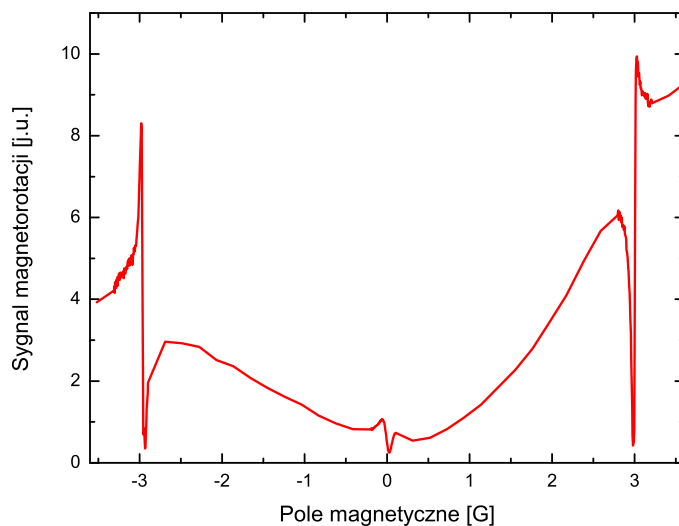
4.3 Sygnały NEF z wiązką modulowaną amplitudowo (AMOR)

Kolejnym podjętym krokiem na drodze badań koherencji zeemanowskich w zimnych atomach było przeprowadzenie eksperymentu AMOR z wiązką modulowaną amplitudowo. Technika ta jest bardzo użyteczna przy pomiarach pól magnetycznych znacząco różnych od zera, tzn. takich, gdzie $\omega_L \gg \gamma$. Jej główną zaletą jest brak konieczności precyzyjnej kalibracji krzywych magnetorotacji, gdyż niezależnie od liczby atomów, środek rezonansu wysokopolowego odpowiada częstotliwości modulacji równej $\omega_{mod} = 2\omega_L$. Ponieważ szerokości rezonansów NEF wynosiły około 20–50 mG, zastosowano modulację o częstotliwościach w zakresie 100 kHz do 10 MHz. Pomiarów były wykonywane jedynie w konfiguracji skrzyżowanych polaryzatorów z uwagi na brak dostatecznie szybkiego wzmacniacza różnicowego. Sekwencja czasowa pomiarów wyglądała analogicznie jak przy rejestracji standardowych sygnałów NEF.

Typowy sygnał zarejestrowany dla częstotliwości modulacji wynoszącej 3 MHz i dla odstrojenia wiązki wynoszącego -13 MHz pokazano na wykresie 4.16. Na szerokim tle, które odpowiada liniowemu efektowi Faradaya pojawia się typowy, centralny rezonans NEF oraz dwa dodatkowe, zwane wysokopolowymi. Asymetria krzywej dla -3 G względem 3 G wynika z niedoskonałości układu doświadczalnego, w szczególności z używania kostek światłodzielących jako polaryzatorów.

Amplituda zarejestrowanych rezonansów wysokopolowych jest znaczna i porównywalna z amplitudą liniowego efektu Faradaya w polu magnetycznym o wartości 3 G. Rezonanse wysokopolowe mają w przybliżeniu dyspersyjny kształt, z uwagi na skręcenie płaszczyzny polaryzacji wynikające z LEF i równoznaczne z odkrzyżowaniem polaryzatorów o ten sam kąt. Amplituda centralnego rezonansu jest mała, co odpowiada sytuacji, w której głębokość modulacji natężenia wiązki próbkującej jest praktycznie maksymalna.

Obserwowane szerokości rezonansów wysokopolowych są zbliżone do szerokości

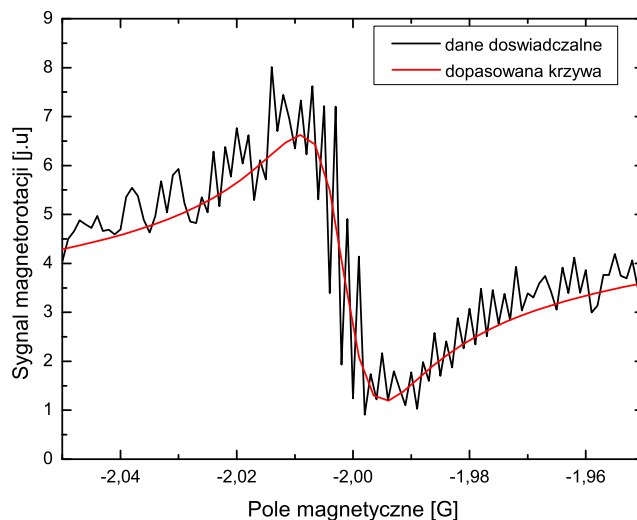


Rysunek 4.16: Sygnał NEF z wiązką modulowaną amplitudowo (AMOR) dla czasu $\tau = 2$ ms, z wiązką o natężeniu $5,7 \mu\text{W}/\text{mm}^2$, odstrojoną o $\delta = -13$ MHz. Częstość modulacji $\omega_{mod} = 2,8$ MHz odpowiada rezonansom dla ± 3 G.

rezonansów NEF i wynoszą około 20–50 mG. W eksperymentach przeprowadzanych z parami atomowymi obserwuje się czasem zawężenie szerokości rezonansów wysokopolowych względem rezonansu zeropolowego (np. na rys. 4.20). Jest to związane z ich mniejszą podatnością na nieskompensowane, poprzeczne pola magnetyczne. W szczególności mogą to być zmienne pola magnetyczne o częstotliwości 50 Hz, pochodzące od sieci elektrycznej i włączonych do niej urządzeń. Także w przypadku zimnych atomów rejestrowane rezonanse typu AMOR były typowo 30% węższe od rezonansów zeropolowych. Ta obserwacja potwierdza niedoskonałość kompensacji pól magnetycznych w używanym układzie.

W celu sprawdzenia wpływu uśredniania na szerokości rezonansów wysokopolowych wykonano pomiar sygnału AMOR w pojedynczym przebiegu (bez uśredniania). Zarejestrowany sygnał pokazano na wykresie 4.17. Jest to najwęższy zarejestrowany rezonans, a jego szerokość wynosi 14,4 mG. Nieco mniejsza szerokość,

4.3 Sygnały NEF z wiązką modulowaną amplitudowo (AMOR)

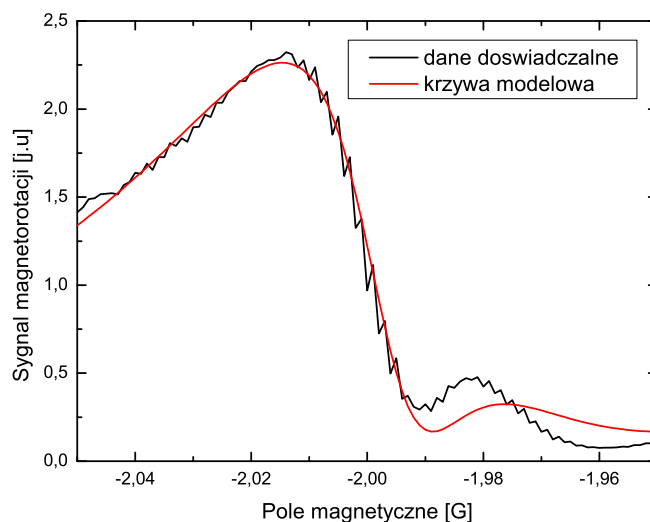


Rysunek 4.17: Najwęższy (szerokość 14,4 mG) zarejestrowany rezonansu typu AMOR dla czasu $\tau = 2$ ms. Pomiar nieuśredniany, z wiązką o natężeniu $1,5 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ i odstrojeniu $\delta = -13$ MHz.

w porównaniu do sygnałów rejestrowanych z uśrednianiem, sugeruje niestabilność podłużnego pola magnetycznego, gdyż niedostateczna kompensacja objawiłaby się poszerzeniem także w pojedynczym pomiarze. Biorąc pod uwagę, że wartość podłużnego pola wynosi w tym pomiarze 2 G, jego niestabilność w granicach ± 10 mG oznacza dobrą, względną dokładność na poziomie 0,5%. W przypadku rezonansów zeropolowych, taka względna dokładność nie wprowadza zauważalnego poszerzenia.

Zmiana kształtu sygnału dla silnych wiązek

Podczas przeprowadzania pomiarów z wiązką modulowaną amplitudowo zaobserwowano nietypowe sygnały rotacji, pojawiające się przy dużych natężeniach wiązki próbkującej. Jak zostało opisane powyżej, rezonanse wysokopolowe mogą przyjmować kształty dyspersyjne dla pól rzędu kilku G, gdzie wartość liniowej



Rysunek 4.18: Sygnał AMOR zarejestrowany z wiązką o natężeniu $7,5 \mu\text{W}/\text{mm}^2$, uśredniony z 20 przebiegów. Czas oddziaływania wynosił $\tau = 2 \text{ ms}$, zaś odstrojenie $\delta = -13 \text{ MHz}$. Zniekształcenie rezonansu jest związane ze zmianą znaku kąta magneto rotacji.

rotacji jest znacząca. Pomiar z użyciem silniejszej wiązki próbkującej pokazały jednak zniekształcanie się sygnałów. Przykładowy taki sygnał pokazano na wykresie 4.18.

Naturalnym wyjaśnieniem obserwowanego kształtu rezonansu jest przejście krzywej rotacji przez zero. Dzieje się tak, gdy amplituda rezonansu wysokopoleowego przewyższa wartość liniowego efektu, podobnie jak na wykresie 2.9. Takie przejście powinno następować dwukrotnie dla jednego rezonansu, a w geometrii skrzyżowanych polaryzatorów odpowiada to dwóm minimom obserwowanym dla około $-1,99$ oraz $-1,96 \text{ G}$. Aby zweryfikować tę hipotezę dopasowano na wykres 2.9 naniesiono krzywą, daną równaniem

$$y = C_1 \sin^2(\phi(x)), \quad (4.15)$$

gdzie C_1 to stała wiążąca kąt rotacji z sygnałem wzmacniacza fazoczułego,

4.3 Sygnały NEF z wiązką modulowaną amplitudowo (AMOR)

zaś zmianę kąta magnetorotacji ϕ w funkcji pola magnetycznego x wyrażono wzorem

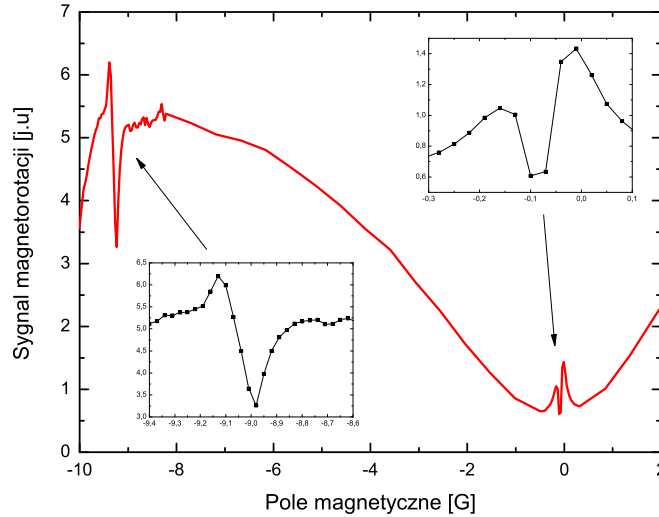
$$\phi(x) = C_2 \frac{x - x_0}{(x - x_0)^2 + (w/2)^2} + C_3 x + \phi_0. \quad (4.16)$$

Jest ona zatem przybliżona pojedynczym, dyspersyjnym rezonansom o amplitudzie C_2 i szerokości w położonym na liniowym tle $C_3 x + \phi_0$. Odpowiada to posłużeniu się wzorem (2.16), z zaniedbaniem wyrazów dichroicznych ale bez przybliżenia $\sin^2(\phi) \approx \phi^2$. Tego typu krzywa poprawnie odtwarza obserwowane dwa minima sygnału. Interesujący jest jednak poziom sygnału w tych miejscach, który jest wyraźnie niezerowy oraz różny w obu tych miejscach. Rejestracja sygnałów typu AMOR odbywa się z wykorzystaniem wzmacniacza fazoczułego, więc poziom tła powinien być zerowy. Kluczowym aspektem jest jednak uśrednianie sygnałów, zarówno poprzez sam wzmacniacz fazoczuły (stała czasowa), jak i powtarzanie kolejnych pomiarów. O ile uśrednianie kąta rotacji z kilku przebiegów czasowych nie stanowi problemu, o tyle uśrednianie sygnału proporcjonalnego do kwadratu kąta daje zupełnie inny rezultat. W omawianym przykładzie z wykresu 4.18, w okolicach -2 G pochodna kąta rotacji w funkcji pola magnetycznego osiąga swoją największą wartość, a więc niestabilność pola magnetycznego przekłada się w tym miejscu na największą amplitudę szumów w sygnale rotacji. Tłumaczy to wysoki poziom minimum sygnału w okolicach $-1,99$ G, znacząco różny od zera.

Obserwacja rezonansów AMOR w wysokich polach magnetycznych

Najwyższą częstotliwością modulacji, dla której obserwowano sygnały typu AMOR było 10 MHz. Odpowiada to rezonansowi w polu magnetycznym o wartości $B = 9,33$ G, blisko dwudziestokrotnie większej od wartości pola ziemskiego. Zarejestrowane rezonanse przedstawiono na rysunku 4.19.

Modulacja natężenia wiązki próbkującej odbywała się z użyciem modulatora akustooptycznego pracującego na częstotliwości około 80 MHz. Uzyskanie przełączania załącz/wyłącz z częstotliwością 10 MHz oznacza zatem konieczność przełączenia układu sterującego modulatorem w trakcie kilku oscylacji fali radiowej



Rysunek 4.19: Sygnał AMOR zarejestrowany dla częstości modulacji $\omega_{mod} = 10$ MHz. We wstawkach pokazano kształt powiększenia rezonansów.

i stanowi jedno z ograniczeń na szybkość modulacji. Drugim, fizycznym ograniczeniem jest czas propagacji fali dźwiękowej w kryształach modulatora w poprzek wiązki światła. Przy typowej prędkości dźwięku w kryształach wynoszącej 6 km/s i typowym rozmiarze wiązki rzędu $250 \mu\text{m}$ czas propagacji fali przez wiązkę wynosi około 42 ns i odpowiada maksymalnej częstotliwości modulacji 24 MHz. Gdy wiązka nie jest ogniskowana w kryształach dopuszczalna częstotliwość modulacji się obniża. W używanym układzie głównym ograniczeniem na górną częstość modulacji była szybkość układów elektronicznych.

Sygnały typu AMOR pozwoliły na wykonanie kalibracji układu sterownika prądowego i cewek faradayowskich. Niezależność położenia środków rezonansów wysokopolewych od innych parametrów niż pole magnetyczne pozwala na bardzo łatwe i precyzyjne wyznaczenie zależności pomiędzy prądem cewek faradayowskich a wartością pola magnetycznego. Dokonana kalibracja wprowadziła około 10% poprawkę względem wartości pól magnetycznych oszacowanych na podsta-

4.4 Porównanie z sygnałami w ciepłych atomach

wie kształtu cewek i parametrów elektrycznych sterownika. Wykonanie pomiarów AMOR dla kilku wartości częstości modulacji pozwoliło także na sprawdzenie liniowości wytwarzanego pola magnetycznego względem sygnału sterującego z karty DAQ.

4.4 Porównanie z sygnałami w ciepłych atomach

Dla zastosowań magnetometrycznych ważne jest zminimalizowanie szerokości rezonansów (wydłużenie czasu życia koherencji) i osiągnięcie jak największej amplitudy, przy jak najmniejszym poziomie szumu (zmaksymalizowanie stosunku S/N). Wynika to z równania

$$\delta B = \frac{\hbar}{g\mu_B} \frac{\gamma}{S/N}, \quad (4.17)$$

które wiąże wspomniane wielkości z minimalną wielkością pola magnetycznego δB , którą można jeszcze zmierzyć (z czułością magnetometru).

Istnieje kilka metod pozwalających zmniejszyć szerokość rezonansu poprzez wydłużenie czasu życia atomów w danym stanie. W przypadku par atomowych w szklanych komórkach, efektywny czas życia atomu jest najczęściej ograniczony do czasu przelotu przez wiązkę laserową. Typowo, stosuje się dwie metody ograniczające relaksację: pierwsza polega na wprowadzeniu gazu buforowego, który ogranicza ruch atomów; druga na pokryciu wewnętrznych ścianek komórki warstwą antyrelaksacyjną, która zachowuje stan atomu podczas jego zderzenia ze ścianką. Powszechnie stosowane pokrycia parafinowe pozwalają "zabezpieczyć" atom przez kilka tysięcy zderzeń ze ściankami komórki. Obie wymienione powyżej metody są obdarzone zarówno wadami jak i zaletami, niemniej pozwalają na znaczące wydłużenie czasu życia. Ostatnio doniesiono o pomiarze czasów życia na poziomie minuty [88].

Zwiększenie amplitudy sygnału jest najczęściej realizowane poprzez zwiększenie długości optycznej ośrodka oraz natężenia światła. Ze wzrostem natężenia światła wzrasta amplituda koherencji zeemanowskich, lecz przy dużych natężeniach

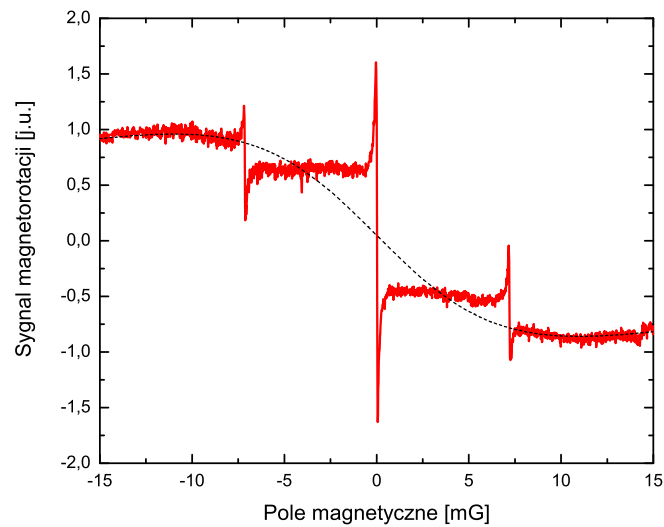
niach także szerokość rezonansu γ zaczyna rosnąć. Wydłużenie drogi optycznej wewnątrz ośrodka realizuje się poprzez zwiększenie długości komórki z parami atomowymi lub jej podgrzewanie. Wraz ze wzrostem temperatury zmienia się ciśnienie par nasyconych danego pierwiastka, a w konsekwencji rośnie koncentracja atomów w parach. Zbytne zwiększenie koncentracji może prowadzić do zbyt częstych zderzeń z wymianą spinu pomiędzy atomami, co z kolei skraca czas życia koherencji i poszerza obserwowane rezonanse. Konieczne jest więc znalezienie optymalnych parametrów pracy danego magnetometru.

Na wykresie 4.20 pokazany został sygnał magnetorotacji w eksperymencie typu AMOR zarejestrowany w komórce z pokryciem parafinowym w ramach pracy magisterskiej [89]. Pomimo, iż sygnał ten został zarejestrowany na linii D1 (795 nm) w ^{87}Rb , pouczające jest porównanie obserwowanych szerokości rezonansów, które mają interpretację czasu życia atomu w stanie podstawowym³. Rezonanse zarejestrowane w komórce mają szerokość rzędu 1–10 μG , a zatem około trzy rzędy wielkości mniejszą niż prezentowane w tej pracy rezonanse w zimnych atomach. Jest to związane po części z ekranowaniem poprzecznych pól magnetycznych, które jest stosunkowo łatwe do wykonania dla komórki z parami atomowymi, a po części z bardzo długim efektywnym czasem życia atomów. W prezentowanych w tej pracy doświadczeniach z zimnymi atomami jest on znacząco ograniczony spadkiem grawitacyjnym i oddziaływaniem atomów z wiązką próbkującą.

Jedną z metod służącą do wydłużenia czasu obserwacji zimnych atomów jest wykorzystanie optycznej pułapki dipolowej. W takiej pułapce możliwe jest utrzymywanie atomów przez czas rzędu minut, przy czym sama pułapka nie musi zaburzać układu. Jest to szczególnie interesujące w przypadku pułapek odstrojonych ku błękitowi, gdzie atomy są więzione w rejonie, w którym natężenie światła pułapkującego jest znikome. Powinno to bardzo korzystnie wpłynąć na szerokość rezonansów i osiąganą czułość magnetometryczną. Tak więc, mimo, że magnetometria z zimnymi atomami ustępuje na razie wyraźnie najlepszym magnetometrom

³ściślej jest to czas zaniku fazy pomiędzy poziomami zeemanowskimi

4.4 Porównanie z sygnałami w ciepłych atomach



Rysunek 4.20: Sygnał AMOR zarejestrowany w parach rubidu w komórce z pokryciem parafinowym. Częstotści modulacji wynosiła $\omega_{mod} = 10$ kHz. Szerokości rezonansów wynoszą odpowiednio: $90 \mu\text{G}$ dla rezonansu zeropolowego i $60 \mu\text{G}$ dla rezonansów wysokopolowych. Linia przerywaną zaznaczono tło pochodzące od efektu czasu przelotu atomów przez wiązkę światła. LEF ma szerokość kilkuset gausów i w tej skali jest niewidoczny. Wykres pochodzi z pracy [89].

optycznym z ciepłymi parami, uzasadnione jest oczekiwanie na znaczny postęp w technice pomiarów w zimnych próbkach atomowych.

Rozdział 5

Podsumowanie i perspektywy

W ramach niniejszej pracy dotychczasowa pułapka magneto-optyczna została przebudowana tak, że możliwe jest prowadzenie eksperymentów wymagających dużej rozdzielczości czasowej. Oprócz dodania elementów sterujących zmieniona została również koncepcja układu laserów pułapkujących, przez co znacząco poprawiły się warunki pracy z pułapką. Dotychczasowy układ dwóch laserów *master-slave* wymagał kilkukrotnego justowania w ciągu tygodnia, a czasem w ciągu jednego dnia. Obecnie, pułapka pracuje przez czas rzędu miesiąca w sposób stabilny, bez potrzeby regulacji mechanicznej. Codzienne operacje sprowadzają się jedynie do dostrojenia częstotliwości jednego lasera do przejścia atomowego, co jest możliwe w kilkanaście minut po włączeniu wszystkich urządzeń.

Przeprowadzone badania zaowocowały pierwszą na świecie obserwacją nieliniowego efektu Faradaya w zimnych atomach [90]. Zadanie to było o tyle ciekawe, że czas na przeprowadzenie pomiaru wynosi zaledwie kilka milisekund a sama pułapka magneto-optyczna jest, z uwagi na silne pola, ośrodkiem nieprzychylnym dla tak czułych pomiarów magneto-optycznych. Synchronizacja uwalniania atomów, całkowitego wygaszenia pól pułapki i wykonania pomiarów okazała się nie małym wyzwaniem.

Przedstawione w tej pracy szerokości rezonansów nieliniowego efektu Fara-

daya rzędu 30 mG są dalekie od rekordowych, ale porównując je z wartościami rejestrowanymi w innych eksperymentach (z ciepłymi atomami) bez ekranów magnetycznych, stają się typowe. Wydaje się, że ich zmniejszenie wymaga, przede wszystkim, dalszego poprawienia jakości kompensacji pól magnetycznych i ich gradientów. Dodatkowo, wskazane jest poprawienie układu detekcji, aby zmniejszyć poziom szumów. Na uwagę zasługuje natomiast uzyskana amplituda magnetorotacji, zarówno dla liniowego (prawie 40° p-p) jak i nieliniowego efektu (ponad 5°), gdyż takie skrócenie płaszczyzny polaryzacji światła następuje na drodze około jednego milimetra, w rozrzedzonym i zimnym gazie. Obserwacja rezonansów typu AMOR w polach rzędu 10 G dowodzi możliwości prowadzenia pomiarów pól magnetycznych w całym zakresie pól od zera do 10 G, z praktycznie stałą czułością, przewyższającą 1 mG. Dotychczas obserwowano w parach atomowych rezonanse w polach nie przewyższających pola ziemskiego. Duży zakres pomiarowy i czułość układu opartego na zimnych atomach mogą być pomocne do kompensacji pól w szczególnie wrażliwych na pola magnetyczne eksperymentach z zimną i ultra-zimną materią.

Użycie badanego efektu do pomiarów pól magnetycznych wydaje się szczególnie interesujące w kontekście optycznych pułapek dipolowych. Ich jeszcze mniejsze rozmiary gwarantują dużą przestrzenną zdolność rozdzielczą, zaś same pułapki oferują długie czasy życia atomów. Z tego powodu w Zakładzie Fotoniki została już podjęta próba badania NEF w pułapce optycznej zbudowanej w oparciu o laser CO_2 (długość fali $10,6 \mu\text{m}$). Efekt ten został zaobserwowany [91] i pierwsze wyniki wskazują na możliwość obserwacji rezonansów NEF węższych o co najmniej rząd wielkości.

W przyszłości planowane jest również badanie alternatywnych do nieliniowego efektu Faradaya schematów kreowania koherencji zeemanowskich. Wymaga to przede wszystkim rozwinięcia metod detekcji takich koherencji aby możliwe było ilościowe porównanie efektywności poszczególnych metod. Schemat wytwarzania koherencji z wykorzystaniem impulsów ze świergotem wydaje się być szczególnie

interesujący ze względów doświadczalnych. Dlatego planowane jest w najbliższym czasie jego praktyczne zastosowanie w opisanym układzie pułapki magnetoptycznej.

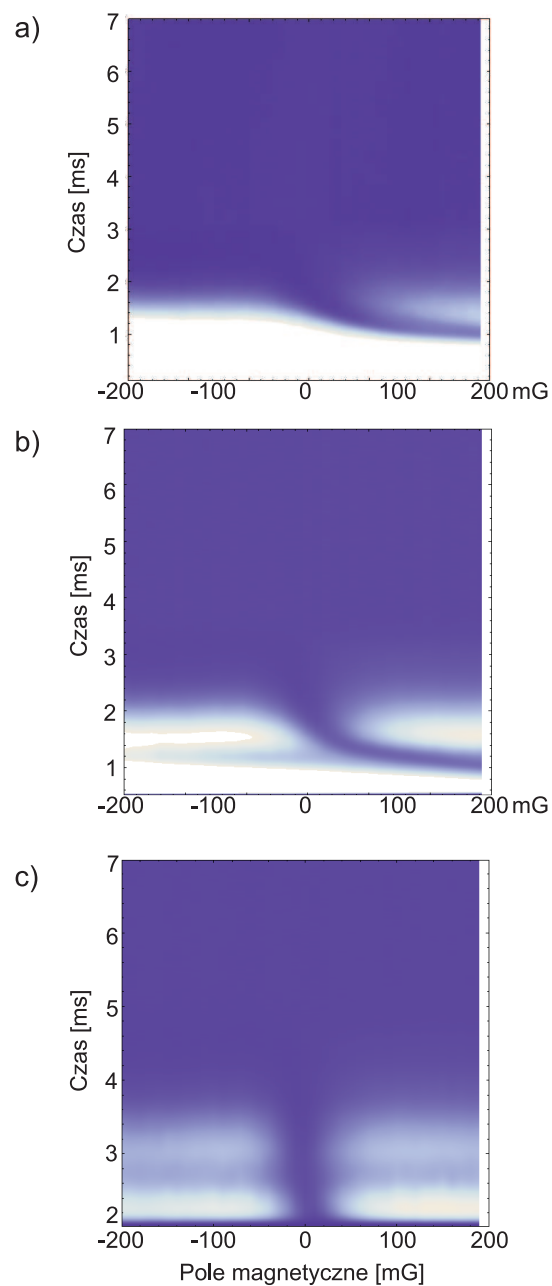
Dodatek A

Obserwacja wyłączenia pola magnetycznego pułapki MOT

Natychmiastowe wyłączenie pola magnetycznego pułapki MOT jest niemożliwe z uwagi na samoindukcję oraz prądy wirowe powstające w metalowych obiektach w pobliżu pułapki. Prądy samoindukcji są efektywnie tłumione przez układ przedstawiony na rys. 3.6 (a), co zostało sprawdzone podczas prób sterownika z innym układem cewek. Znaczenie powstających prądów wirowych ujawniło się podczas pomiarów rotacji Faradaya.

Na rysunku A.1 zostały pokazane sygnały magnetorotacji zarejestrowane dla różnych opóźnień włączenia wiązki próbkującej względem momentu wyłączenia pułapki. Dla krótkich czasów ($< 1,5$ ms) widoczna jest wyraźna asymetria sygnału względem zera pola magnetycznego wytwarzanego przez cewki faradayowskie. Wynika to z istnienia resztkowego, malejącego z czasem pola magnetycznego. Po czasie 2 ms sygnały są praktycznie w pełni symetryczne¹. Z tego powodu w przeprowadzonych eksperymentach zawsze stosowano dwu-milisekundowe opóźnienie włączenia wiązki próbkującej. Takie rozwiązanie pozwala uniknąć problemów związanych z interpretacją sygnałów, przy akceptowalnym skróceniu czasu

¹pozostaje jeszcze niewielkie pole, widoczne lepiej np. na rys. 4.5



Rysunek A.1: Porównanie sygnałów NEF zarejestrowanych dla rezonansowej wiązki próbkującej o natężeniu $4 \mu\text{W}/\text{mm}^2$, włączonej z opóźnieniem: a) 0,1 ms, b) 0,5 ms, c) 2 ms względem czasu wyłączenia pułapki MOT. Kolor jaśniejszy oznacza większą wartość magnetorotacji.

oddziaływania atomów z wiązką próbkującą.

Konstrukcja obecnej pułapki MOT pozwala wnioskować, że główny przyczynik do pola magnetycznego po wyłączeniu pułapki pochodzi od mosiężnych mocowań karkasów cewek pola kwadrupolowego, które stanowią zamknięte pętle, współosiowe z cewkami kwadrupolowymi. W przyszłości planowane jest ich przecięcie lub zastąpienie elementami nieprzewodzącymi. Alternatywę stanowi przeciwdziałanie wytwarzającym się prądom wirowym poprzez aktywną kompensację zmieniających się pól [77]. Jest to jednakże rozwiązanie technicznie dużo bardziej skomplikowane.

Bibliografia

- [1] D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, A. Weis. Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms. *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1153 (2002).
- [2] W. Hanle. *Z. Physik* **30**, 93 (1924).
- [3] G. Moruzzi, F. Strumia, redaktorzy. *The Hanle Effect And Level-Crossing Spectroscopy*. Plenum Press, New York, 1991.
- [4] E. Arimondo. Coherent population trapping in laser spectroscopy. E. Wolf, redaktor, *Progress in Optics*, tom 35, strona 259. Elsevier, Amsterdam, 1996.
- [5] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
- [6] S. E. Harris, J. E. Field, A. Kasapi. Dispersive properties of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A* **46**, R29 (1992).
- [7] A. Kasapi, Maneesh Jain, G. Y. Yin, S. E. Harris. Electromagnetically Induced Transparency: Propagation Dynamics. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2447 (1995).
- [8] D. Budker, M. Romalis. Optical magnetometry. *Nature Physics* **3**, 227 (2007).
- [9] W. Gawlik, S. Pustelny. Nonlinear Faraday effect and its applications. R. Drampyan, redaktor, *New trends in quantum coherence and nonlinear*

BIBLIOGRAFIA

- optics*, tom 263 serii *Horizons in World Physics*, strona 45. Nova Science Publishers, New York, 2009.
- [10] I. K. Kominis, T. W. Kornack, J. C. Allred, M. V. Romalis. A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer. *Nature* **422**, 596 (2003).
- [11] D. Budker, D. F. Kimball, V. V. Yashchuk, M. Zolotarev. Nonlinear magneto-optical rotation with frequency-modulated light. *Phys. Rev. A* **65**, 055403 (2002).
- [12] W. Gawlik, L. Krzemień, S. Pustelny, D. Sangla, J. Zachorowski, M. Graf, A. O. Sushkov, D. Budker. Nonlinear magneto-optical rotation with amplitude modulated light. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 131108 (2006).
- [13] V. Acosta, M. P. Ledbetter, S. M. Rochester, D. Budker, D. F. Jackson Kimball, D. C. Hovde, W. Gawlik, S. Pustelny, J. Zachorowski, V. V. Yashchuk. Nonlinear magneto-optical rotation with frequency-modulated light in the geophysical field range. *Phys. Rev. A* **73**, 053404 (2006).
- [14] W. Gawlik. *O rozpraszaniu do przodu promieniowania rezonansowego przez atomy sodu*. Praca doktorska, IF UJ, 1975.
- [15] W. Gawlik. Optical nonlinearity and atomic coherences. M. Evans, S. Kielich, redaktorzy, *Modern Nonlinear Optics, Part 3.*, Advances in Chemical Physics, Vol. LXXXV. John Wiley & Sons, Inc., 1994.
- [16] S. Pustelny. *Nonlinear magneto-optical effects*. Praca doktorska, IF UJ, 2007.
- [17] A. Ashkin. Trapping of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* **40**, 12 (1978).
- [18] S. Chu. Nobel lecture: The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998).

- [19] C. Cohen-Tannoudji. Nobel lecture: Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998).
- [20] W. Phillips. Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998).
- [21] H. J. Metcalf, P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*. Springer-Verlag, Berlin, 1999.
- [22] E. A. Cornell, C. E. Wieman. Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. *Rev. Mod. Phys.* **74**, 875 (2002).
- [23] W. Ketterle. Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser. *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002).
- [24] M. Faraday. *Philos. Mag.* **294**(24) (1846).
- [25] T. Isayama, Y. Takahashi, N. Tanaka, K. Toyoda, K. Ishikawa, T. Yabuzaki. Observation of Larmor spin precession of laser-cooled Rb atoms via paramagnetic Faraday rotation. *Phys. Rev. A* **59**, 4836 (1999).
- [26] S. Franke-Arnold, M. Arndt, A. Zeilinger. Magneto-optical effects with cold lithium atoms. *J. Phys. B* **34**, 2527 (2001).
- [27] G. Labeyrie, C. Miniatura, R. Kaiser. Large Faraday rotation of resonant light in a cold atomic cloud. *Phys. Rev. A* **64**, 033402 (2001).
- [28] J. Nash, F. A. Narducci. Linear magneto-optic rotation in a cold gas. *Journal of Modern Optics* **50**, 2667 (2003).
- [29] J. M. Choi, J. M. Kim, J. H. Lee, Q. H. Park, D. Cho. Magneto-optical effect near the D1 resonance of spin-polarized cold cesium atoms. *Phys. Rev. A* **71**, 043409 (2005).

BIBLIOGRAFIA

- [30] G. A. Smith, S. Chaudhury, P. S. Jessen. Faraday spectroscopy in an optical lattice: a continuous probe of atom dynamics. *J. Opt. B* **5**, 323 (2004).
- [31] M. L. Terraciano, M. Bashkansky, F. K. Fatemi. Faraday spectroscopy of atoms confined in a dark optical trap. *Phys. Rev. A* **77**, 063417 (2008).
- [32] M. Takeuchi, T. Takano, S. Ichihara, Y. Takasu, M. Kumakura, T. Yabuzaki, Y. Takahashi. Paramagnetic Faraday rotation with spin-polarized ytterbium atoms. *Appl. Phys. B* **83**, 107 (2006).
- [33] Y. Takahashi, K. Honda, N. Tanaka, K. Toyoda, K. Ishikawa, T. Yabuzaki. Quantum nondemolition measurement of spin via the paramagnetic Faraday rotation. *Phys. Rev. A* **60**, 4974 (1999).
- [34] M. Kubasik, M. Koschorreck, M. Napolitano, S. R. de Echaniz, H. Crepaz, J. Eschner, E. S. Polzik, M. W. Mitchell. Polarization-based light-atom quantum interface with an all-optical trap. *Phys. Rev. A* **79**, 043815 (2009).
- [35] M. Kitagawa, M. Ueda. Squeezed Spin States. *Phys. Rev. A* **47**, 5138 (1993).
- [36] S. R. de Echaniz, M. W. Mitchell, M. Kubasik, M. Koschorreck, H. Crepaz, J. Eschner, E. S. Polzik. Conditions for spin squeezing in a cold ^{87}Rb ensemble. *J. Opt. B* **7**, S548 (2005).
- [37] M. Napolitano, M. Koschorreck, B. Dubost, N. Behbood, R. J. Sewell, M. W. Mitchell. Interaction-based quantum metrology showing scaling beyond the Heisenberg limit. *Nature* **471**, 486 (2011).
- [38] S. Wildermuth, S. Hofferberth, I. Lesanovsky, S. Groth, P. Krüger, J. Schmiedmayer, I. Bar-Joseph. Sensing electric and magnetic fields with bose-einstein condensates. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 264103 (2006).
- [39] M. Vengalattore, J. M. Higbie, S. R. Leslie, J. Guzman, L. E. Sadler, D. M. Stamper Kurn. High-Resolution Magnetometry with a Spinor Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 200801 (2007).

-
- [40] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Behroozi. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature* **397**, 594 (1999).
- [41] Z. Dutton, N. S. Ginsberg, C. Slowe, L. V. Hau. The art of taming light: ultra-slow and stopped light. *Europhysics News* **35**, 33 (2004).
- [42] V. Ahufinger, R. Corbalan, F. Cataliotti, S. Burger, F. Minardi, C. Fort. Electromagnetically induced transparency in a bose-einstein condensate. *Opt. Comm.* **211**, 159 (2002).
- [43] R. Zhang, S. R. Garner, L. V. Hau. Creation of Long-Term Coherent Optical Memory via Controlled Nonlinear Interactions in Bose-Einstein Condensates. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 233602 (2009).
- [44] M. Weidemüller R. Grimm, Y. B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics* **42**, 95 (2000).
- [45] I. Bloch. Ultracold quantum gases in optical lattices. *Nature Phys.* **1**, 23 (2005).
- [46] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*,. Academic Press, San Diego, USA, 2003.
- [47] M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford, 1980.
- [48] D. Macaluso, O. M. Corbino. *Nuovo Cimento* **257**(8) (1898).
- [49] D. Macaluso, O. M. Corbino. *Nuovo Cimento* **384**(9) (1899).
- [50] H. Haken, H. Ch. Wolf. *Atomy i kwanty. Wprowadzenie do współczesnej spektroskopii atomowej*. PWN, Warszawa, 1997.
- [51] D. J. Griffiths. *Podstawy elektrodynamiki*. PWN, Warszawa, 2005.
- [52] D. A. Steck. <http://steck.us/alkalidata>, 2010.

BIBLIOGRAFIA

- [53] Y. Ma, J. Levy. Intrinsic quantum noise in Faraday-rotation measurements of a single-electron spin. *Phys. Rev. A* **79**, 023830 (2009).
- [54] V. V. Yashchuk, D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball, Yu. P. Malakyan, S. M. Rochester. Selective addressing of high-rank atomic polarization moments. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 253001 (2003).
- [55] S. Pustelny, Jackson D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, W. Gawlik, D. Budker. Pump-probe nonlinear magneto-optical rotation with frequency-modulated light. *Phys. Rev. A* **73**, 023817 (2006).
- [56] H. G. Dehmelt. Modulation of a light beam by precessing absorbing atoms. *Phys. Rev.* **105** (1957).
- [57] W. E. Bell, A. L. Bloom. Observation of forbidden resonances in optically driven spin systems. *Phys. Rev. Lett.* **6** (1961).
- [58] J. Brossel, F. Bitter. A new "double resonance" method for investigating atomic energy levels: application to Hg 3P_1 . *Phys. Rev.* **86** (1952).
- [59] G. Series. Modulation phenomena in resonance fluorescence. *Physica* **33**, 138 (1967).
- [60] E. B. Alexandrov, V. A. Bonch-Bruевич. Optically pumped atomic magnetometers after three decades. *Optical Engineering* **31**, 711 (1992).
- [61] D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, M. Zolotarev. Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation. *Phys. Rev. A* **62**, 043403 (2000).
- [62] Yu, S. M. Rochester, D. Budker, D. F. Kimball, V. V. Yashchuk. Nonlinear magneto-optical rotation of frequency-modulated light resonant with a low-J transition. *Phys. Rev. A* **69**, 013817 (2004).

-
- [63] A. S. Parkins, P. Marte, P. Zoller, H. J. Kimble. Synthesis of arbitrary quantum states via adiabatic transfer of zeeman coherence. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3095 (1993).
- [64] K. Bergmann, H. Theuer, B. W. Shore. Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules. *Rev. Mod. Phys.* **70**(3), 1003 (1998).
- [65] L. P. Yatsenko, B. W. Shore, T. Halfmann, K. Bergmann, A. Vardi. Source of metastable h(2s) atoms using the stark chirped rapid-adiabatic-passage technique. *Phys. Rev. A* **60**, R4237 (1999).
- [66] L. P. Yatsenko, N. V. Vitanov, B. W. Shore, T. Ricketts, K. Bergmann. Creation of coherent superpositions using stark-chirped rapid adiabatic passage. *Opt. Comm.* **204**, 413 (2002).
- [67] G. Djotyan, J. S. Bakos, Zs. Sorlei. Coherent writing and reading of information using frequency-chirped short bichromatic laser pulses. *Opt. Express* **4**, 113 (1999).
- [68] G. Djotyan, J. Bakos, Zs. Sorlei, J. Szigeti, P. Ignacz, Z. Toth. Interaction of a sequence of frequency-chirped bichromatic laser pulses with an ensemble of lambda-atoms: population trapping and coherent optical pumping. *Laser Phys.* **10**, 355 (2000).
- [69] G. P. Djotyan, J. S. Bakos, G. Demeter, Zs. Sörlei, J. Szigeti, D. Dzsofjan. Creation of a coherent superposition of quantum states by a single frequency-chirped short laser pulse. *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 166 (2008).
- [70] G.P. Djotyan, N. Sandor, J.S. Bakos, Zs. Sörlei, W. Gawlik, A. Wojciechowski, J. Zachorowski, S. Pustelny, G. Yu. Kryuchyan. Creation and measurement of coherent superposition states in multilevel atoms. A. Papoyan, redaktor, *International Conference on Laser Physics 2010*, tom 7998 serii *Proc. of SPIE*. SPIE, 2011.

BIBLIOGRAFIA

- [71] T. M. Brzozowski. *Nonlinear Spectroscopy of Atoms in Magneto-Optical Trap*. Praca doktorska, IF UJ, 2001.
- [72] M. Brzozowska. *Efekty odrzutu i lokalizacji atomów w pułapce magnetoop-tycznej*. Praca doktorska, IF UJ, 2005.
- [73] C. E. Wieman, L. Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. *Rev. Sci. Instr.* **62**, 1 (1991).
- [74] G. C. Bjorklund. Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions. *Opt. Lett.* **5**, 15 (1980).
- [75] H. L. Stover, W. H. Steier. Locking of laser oscillators by light injection. *Appl. Phys. Lett.* **8**, 91 (1966).
- [76] C. L. Tang, H. Statz. Phase-locking of laser oscillators by injected signal. *J. Appl. Phys.* **38**, 323 (1967).
- [77] C. J. Dedman, K. G. H. Baldwin, M. Colla. Fast switching of magnetic fields in a magneto-optic trap. *Rev. Sci. Instr.* **72**, 4055 (2001).
- [78] D. J. McCarron, S. A. King, S. L. Cornish. Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium. *Rev. Sci. Instr.* **19**, 105601 (2008).
- [79] T. Pałasz. *Pułapka magneto–optyczna i nieliniowa spektroskopia zimnych atomów rubidu*. Praca doktorska, IF UJ, 2005.
- [80] B. S. Mathur, H. Tang, W. Happer. Light Shifts in the Alkali Atoms. *Phys. Rev. Online Archive* **171**, 11 (1968).
- [81] K. Jensen, V. M. Acosta, J. M. Higbie, M. P. Ledbetter, S. M. Rochester, D. Budker. Cancellation of nonlinear Zeeman shifts with light shifts. *Phys. Rev. A* **79**, 023406 (2009).

-
- [82] W. Chalupczak, A. Wojciechowski, S. Pustelny, W. Gawlik. Competition between the tensor light shift and nonlinear zeeman effect. *Phys. Rev. A* **82**, 023417 (2010).
- [83] W. Happer, B. S. Mathur. Effective operator formalism in optical pumping. *Phys. Rev.* **163**, 12 (1967).
- [84] B. Julsgaard. *Entanglement and Quantum Interactions with Macroscopic Gas Samples*. Praca doktorska, QUANTOP, University of Aarhus, Dania, 2003.
- [85] J. F. Sherson. *Quantum Memory and Teleportation Using Macroscopic Gas Samples*. Praca doktorska, QUANTOP, University of Aarhus, Dania, 2009.
- [86] Wojciech Gawlik. Nonstationary effects in velocity-selective optical pumping. *Phys. Rev. A* **34**, 3760 (1986).
- [87] J. Dimitrijević, D. Arsenović, B. M. Jelenković. Coherent processes in electromagnetically induced absorption: a steady and transient study. *New J. of Phys.* **13**, 033010 (2011).
- [88] M. V. Balabas, T. Karaulanov, M. P. Ledbetter, D. Budker. Polarized alkali-metal vapor with minute-long transverse spin-relaxation time. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 070801 (2010).
- [89] A. Wojciechowski. *Magnetometr atomowy*. Praca magisterska, IF UJ, 2007.
- [90] A. Wojciechowski, E. Corsini, J. Zachorowski, W. Gawlik. Nonlinear faraday rotation and detection of superposition states in cold atoms. *Phys. Rev. A* **81**, 053420 (2010).
- [91] K. K. Brzozowski. *Optyczna pułapka dipolowa dla atomów rubidu*. Praca doktorska, IF UJ, 2010.

Typowe skróty i oznaczenia

MOT	pułapka magnetooptyczna
BEC	kondensat Bosego-Einsteina
LEF	liniowy efekt Faradaya
NEF	nieliniowy efekt Faradaya
EIT	elektromagnetycznie indukowana przezroczystość, <i>electromagnetically induced transparency</i>
CPT	koherentne uwięzienie populacji, <i>coherent population trapping</i>
FM NMOR	nieliniowy efekt Faradaya z wiązką modulowaną częstotliwościowo
AMOR	nieliniowy efekt Faradaya z wiązką modulowaną amplitudowo (<i>Amplitude-Modulated nonlinear magneto-Optical Rotation</i>)
Γ	szerokość naturalna stanu wzbudzonego
γ	szybkość relaksacji w stanie podstawowym
ω_L	częstość precesji Larmora
ω_m	częstość modulacji wiązki
Ω	częstość Rabięgo
G	gaus, $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$, jednostka indukcji magnetycznej układu <i>cgs</i> , używana tutaj ze względu na typowe wielkości pól magnetycznych

Oznaczenia na rysunkach

M	lustro
$\lambda/2$	płytką półfalowa
$\lambda/4$	płytką ćwierćfalowa
PBS	polaryzacyjny dzielnik wiązki
PD	fotodetektor, fotodioda
AOM	modulator akusto-optyczny