

Przesunięcia poziomów energetycznych w precyzyjnej magnetometrii atomowej

Julia Sudyka

Rozprawa doktorska wykonana pod kierunkiem
prof. dr. hab. Wojciecha Gawlika oraz dr. hab. Szymona Pustelnego



UNIwersytet Jagielloński
w Krakowie

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej

Kraków 2018

Oświadczenie

Ja niżej podpisana Julia Sudyka (nr indeksu: 1028566) doktorantka Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego oświadczam, że przedłożona przeze mnie rozprawa doktorska pt. „Przesunięcia poziomów energetycznych w precyzyjnej magnetometrii atomowej” jest oryginalna i przedstawia wyniki badań wykonanych przeze mnie osobiście, pod kierunkiem prof. dr. hab. Wojciecha Gawlika oraz dr. hab. Szymona Pustelnego. Pracę napisałam samodzielnie.

Oświadczam, że moja rozprawa doktorska została opracowana zgodnie z Ustawą o prawie autorskim i prawach pokrewnych z dnia 4 lutego 1994 r. (Dziennik Ustaw 1994 nr 24 poz. 83 wraz z późniejszymi zmianami).

Jestem świadoma, że niezgodność niniejszego oświadczenia z prawdą ujawniona w dowolnym czasie, niezależnie od skutków prawnych wynikających z ww. ustawy, może spowodować unieważnienie stopnia nabytego na podstawie tej rozprawy.

Kraków, dnia 1. marca 2018

Spis treści

Streszczenie	v
1 Metody pomiaru przesunięć poziomów energetycznych	1
1.1 Wprowadzenie	1
1.2 Nieliniowe efekty magnetoptyczne	2
1.2.1 Model	3
1.2.2 Macierz gęstości	7
1.3 Klasyfikacja magnetometrów optycznych	8
1.3.1 Rodzaje magnetometrów	8
1.3.2 Zastosowania	9
1.4 Istotne parametry magnetometru optycznego	10
1.4.1 Czułość	10
1.4.2 Precyzja i błędy systematyczne	11
2 Magnetyczny efekt Blocha–Siegerta	17
2.1 Wstęp	17
2.1.1 Teoria atomu dwupoziomowego	17
2.2 Eksperyment RF NMOR	23
2.3 Model teoretyczny i obliczenia numeryczne	29
2.3.1 Skręcenie płaszczyzny polaryzacji	31
2.3.2 Szum $1/f$	34
2.3.3 Wpływ pól resztkowych na magnetorotację	34
2.4 Interpretacja wyników	37
2.5 Podsumowanie rozdziału	42
3 Optyczny efekt Blocha–Siegerta	45
3.1 Wstęp	45
3.1.1 Charakter oddziaływania optycznego	46

3.2	Eksperyment	47
3.3	Model teoretyczny i obliczenia numeryczne	52
3.4	Interpretacja wyników	57
3.5	Podsumowanie rozdziału	68
4	Dynamiczny efekt Starka w parach atomowych	69
4.1	Model	69
4.2	Symulacje Monte Carlo i wstępne pomiary	72
4.3	Wyniki i podsumowanie	76
	Podsumowanie rozprawy	79
	Dodatki	81
A	Automatyzacja pomiarów	81
B	Demagnetyzacja ekranu i kompensacja pola resztkowego	86
B.1	Zalecana procedura demagnetyzacji ekranu	86
B.2	Zalecana procedura kompensacji resztkowego pola magnetycz- nego	87
C	Kalibracja Ω_0 oraz Ω_{RF}	90
D	Grzanie komórki z gazem	92
E	Metody uzyskania wirującej polaryzacji	94
E.1	Komórka Pockelsa	94
E.2	Interferencja	96
E.3	Porównanie metod synchronicznego pompowania	98
F	Kształty krzywych rezonansowych	103
F.1	Sygnał RF NMOR	103
F.2	Sygnał NMOR wzbudzany polem optycznym	103
	Bibliografia	107
	Podziękowania	115

Streszczenie

W niniejszej rozprawie rozważane są zjawiska fizyczne mające wpływ na precyzję pomiarów wykonywanych metodą rezonansu magnetycznego w atomach. Ponieważ w obecności pola magnetycznego uprzednio zdegenerowane poziomy energetyczne atomu rozsuwają się (efekt Zeemana), pomiaru amplitudy tego pola można dokonać mierząc odległość (różnicę energii) pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi. Jest to tak zwany pomiar magnetometryczny. Istnieje jednak szereg innych mechanizmów, które mogą powodować niewielkie przesunięcia poziomów energetycznych, a co za tym idzie, systematyczne błędy w pomiarach. Spośród nich w niniejszej rozprawie rozpatrywane są: efekt Blocha–Siegerta (rozdziały 2. i 3.) oraz dynamiczny efekt Starka (opisany w rozdziale 4.).

Efekt (przesunięcie) Blocha–Siegerta jest wynikiem rezonansowego oddziaływania pola elektromagnetycznego, oscylującego z częstością ω , z atomami, cząsteczkami, jonami itp. znajdującymi się w stałym polu magnetycznym. Pole oscylujące może być rozłożone na dwie rotujące w przeciwnych kierunkach składowe, z których tylko jedna jest w rezonansie z częstością Larmora Ω_0 związaną ze stałym polem magnetycznym, $\Omega_0 - \omega \approx 0$. Druga składowa oddziałuje z układem atomowym nie-rezonansowo, $\Omega_0 + \omega \approx 2\Omega_0$, i wpływa na pozycje sprzężonych podpoziomów zeemanowskich, powodując przesunięcie częstości rezonansu. W niniejszej pracy pomiar i charakteryzacja tego efektu sprowadza się do pobudzania atomów zarówno polem oscylującym, jak i wirującym, dla różnych parametrów pola wzbudzającego (między innymi amplitudy, częstości) oraz pomiaru różnicy położenia rezonansów dla obydwu przypadków.

W pracy wyróżniono dwie sytuacje: wzbudzanie polem magnetycznym, czyli klasyczny efekt Blocha–Siegerta, gdzie polem zmiennym sprzęgane są bezpośrednio podpoziomy zeemanowskie. Odmienny charakter ma rezonans wzbudzany modulowanym polem optycznym. W tym przypadku poziomy zeemanowskie sprzęgane są pośrednio (ramanowsko) poprzez koherencje optyczne. Równoległe z badaniami doświadczalnymi w obu przypadkach prowadzona była numeryczna analiza przesunięć

poziomów energetycznych związanych z efektem Blocha–Siegerta.

Kolejnym ważnym zagadnieniem mającym wpływ na dokładność pomiarów rezonansowych jest dynamiczne zjawisko Starka, powodujące tak zwane przesunięcie światłem (ang. *light shift* – LS). Light shift również jest wynikiem nierezonansowego oddziaływania, jednak w sprzężeniu optycznym, pomiędzy stanem podstawowym i wzbudzonym. W pracy została udowodniona fundamentalna cecha tego efektu w przypadku gdy występuje on w komórkach z pokryciem parafinowym. Atomy gazu znajdującego się w tego typu komórkach, po uprzednim spolaryzowaniu w wiązce światła próbują całą dostępną objętość w trakcie czasu życia ich polaryzacji spinowej (Γ^{-1}). W związku z tym efekt jest kontrolowany za pomocą rozmiaru komórki, a nie rozmiaru wiązki lasera, jak to ma miejsce w komórkach próżniowych lub wypełnionych gazem buforowym.

Rozdział 1

Metody pomiaru przesunięć poziomów energetycznych

1.1 Wprowadzenie

Głównym celem niniejszej pracy jest demonstracja i analiza zjawiska Blocha–Siegerta (ang. *Bloch–Siebert Effect* – BSE) w dwóch różnych realizacjach eksperymentalnych. W rozdziale pierwszym przedstawione zostaną metody pomiarowe użyte do tego celu. Szczegółowo omówiony zostanie jeden przykład z szerokiej gamy nieliniowych (w sensie odpowiedzi ośrodka na obecność pól elektromagnetycznych) zjawisk magnetoptycznych w parach metali alkalicznych, będący podstawą działania magnetometrów atomowych. W kolejnym rozdziale (rozdział 2.) przedstawiony zostanie eksperyment pozwalający na obserwację efektów magnetoptycznych w konfiguracji RF NMOR. Jest to układ, w którym badane jest nieliniowe magnetoptyczne skrócenie płaszczyzny polaryzacji światła (ang. *Nonlinear Magneto–Optical Rotation*) rezonansowo wzbudzone oscylującym, magnetycznym polem RF (ang. *Radio–Frequency field*). Jego eksperymentalna realizacja jest bliska doświadczeniu przedstawionemu w oryginalnej pracy z 1940 na temat BSE [1]. Ten wariant efektu Blocha–Siegerta nazywany będzie dalej efektem magnetycznym (mBSE). W dalszej części pracy (rozdział 3.) przedstawione zostaną wyniki badań nad zjawiskiem Blocha–Siegerta w wariancie, w którym rezonansowe pole oscylujące jest polem optycznym (optyczny efekt Blocha–Siegerta – oBSE). Zarówno z teoretycznego, jak i eksperymentalnego punktu widzenia jest to bardziej złożony problem, który wymagał wprowadzenia nowej metody generowania rezonansów optycznym polem o wirującej polaryzacji. Dynamiczny efekt Starka przedstawiony w rozdziale czwar-

tym badany był natomiast w konfiguracji NMOR typu Bell–Bloom [2], do której doprowadzono dodatkową wiązkę światła wytwarzającą *light shift*.

1.2 Nieliniowe efekty magnetoptyczne

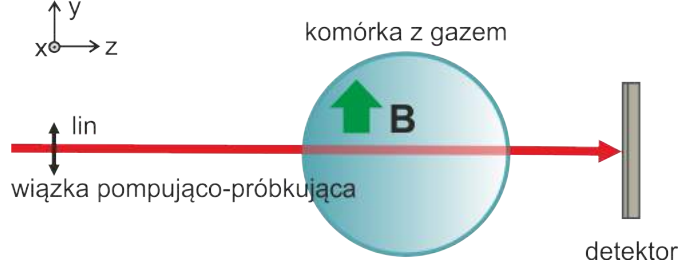
Nieliniowe efekty magnetoptyczne obejmują bogaty zasób zjawisk, które mogą zostać wykorzystane do badań oddziaływania atomów metali alkalicznych lub gazów szlachetnych z polem elektromagnetycznym. Ponieważ atomy posiadają związany z wypadkowym momentem pędu $\mathbf{F}$ dipolowy moment magnetyczny $\boldsymbol{\mu} = \gamma \mathbf{F}$, gdzie γ to charakterystyczny dla danego systemu czynnik żyromagnetyczny, w obecności zewnętrznego pola magnetycznego działa na nie moment obrotowy, który powoduje precesję $\mathbf{F}$ wokół kierunku wyznaczanego przez pole magnetyczne $\mathbf{B}$ z częstością Larmora $\Omega_0 = \gamma B$.

W ujęciu kwantowym rzut $\mathbf{F}$ na umowną oś definiującą rozpatrywany układ (tzw. oś kwantyzacji, zazwyczaj zgodna z kierunkiem pola magnetycznego) przyjmuje wartości dyskretne, dlatego oddziaływanie atomu z polem magnetycznym powoduje rozszczepienie zdegenerowanych wcześniej podpoziomów energetycznych, czyli efekt Zeemana. Liczba tych podpoziomów zeemanowskich wynosi $2F + 1$, a odległość pomiędzy sąsiednimi poziomami energetycznymi definiowana jest przez częstość Larmora, w szczególnym przypadku liniowego efektu Zeemana $\Delta E = \hbar \Omega_0$ ($\hbar$ jest stałą Plancka).

Dynamiczna ewolucja spinu w atomie jest możliwa do wykrycia, jeżeli próbka atomów oddziaływać będzie z wiązką światła spełniającą warunki pompowania optycznego, tj. gdy dojdzie do optycznej polaryzacji spinów w próbce. Pompowanie optyczne powoduje nierównowagowe rozmieszczenie populacji na zeemanowskich podpoziomach atomu, dzięki czemu zmiany wprowadzane przez zewnętrzne pole magnetyczne mogą być zaobserwowane przy przejściu przez próbkę dodatkowej, słabej wiązki światła (wiązki próbkującej)¹. W magnetometrii optycznej jednym z badanych parametrów takiej wiązki może być jej stan polaryzacji.

Badane atomy znajdują się w formie pary w szklanych komórkach, zwykle z pokryciem parafinowym lub w obecności gazu buforowego (np. gaz szlachetny). Zastosowanie specjalnego pokrycia ścian lub dodatkowego gazu redukuje problem niszczących polaryzację zderzeń ze ścianami komórki [3, 4, 5]. Co prawda, badane atomy podlegają też relaksacji przez zderzenia pomiędzy atomami tego samego gatunku

¹Słaba wiązka próbkująca to z założenia taka, dla której oddziaływanie z atomami zależy liniowo od jej natężenia.



Rysunek 1.1: Eksperyment z nieliniowym efektem magnetoptycznym typu NMOR. Spolaryzowana liniowo wiązka przechodzi przez komórkę z atomami. Badane jest skrócenie płaszczyzny polaryzacji światła przez detektor-polarymetr. Na rysunku nie zaznaczono zmiennego pola magnetycznego (RF) prostopadłego do badanego (wiodącego) pola, $\mathbf{B}_{RF} = B_{RF} \sin(\omega t) \hat{e}_z$.

(lub z atomami gazu buforowego), ale relaksacja ta jest zaniedbywalna w temperaturze pokojowej.

1.2.1 Model

Jeden z najprostszych modeli, dla których zachodzi nieliniowe zjawisko magnetoptyczne to atom dwupoziomowy z całkowitym momentem pędu $F = 1$, $F' = 0$, kolejno w stanie podstawowym oraz wzbudzonym. Grupa takich atomów, w formie gazu zamkniętego w szklanej komórcie, może zostać umieszczona w polu magnetycznym $\mathbf{B} = B \hat{e}_y$, prostopadłym do kierunku propagacji światła będącego jednocześnie wiązką pompującą, jak i próbkującą. Wiązka światła jest spolaryzowana liniowo, równoległe do kierunku zewnętrznego pola magnetycznego (rysunek 1.1).

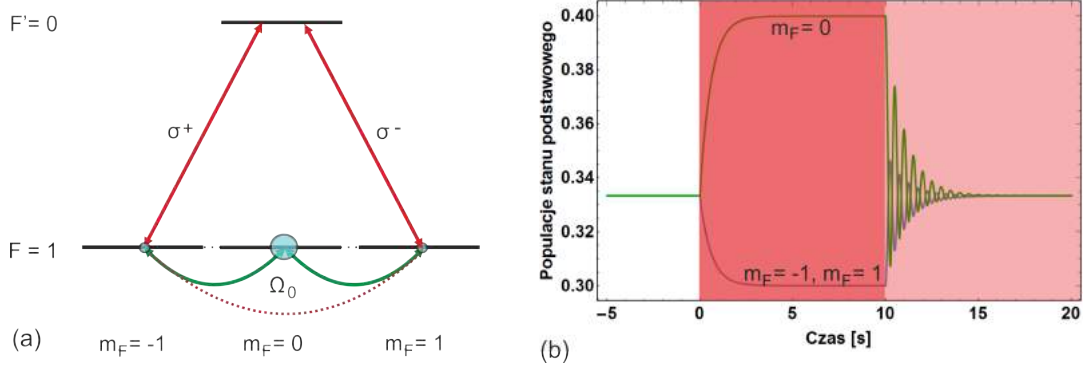
W przypadku gdy atomy znajdują się wyłącznie w polu magnetycznym, pozostają one w równowadze termodynamicznej i wszystkie podpoziomy zeemanowskie stanu podstawowego są równomiernie obsadzone². Gdy włączona zostanie rezonansowa, spolaryzowana wiązka światła pompującego zachodzi zjawisko pompowania optycznego, czyli wytwarzania nierównowagowego rozkładu populacji. Na rysunku 1.2 (a) powyższa sytuacja została rozpatrzona w konwencji, w której oś kwantyzacji układu jest zgodna z kierunkiem propagacji światła, a co za tym idzie poprzeczne drgania pola optycznego $\mathbf{E}$ należy rozłożyć na dwie przeciwnie skrętne składowe σ^+ i σ^- . Zgodnie z regułami wyboru, światło ze składowymi o polaryzacji σ sprzęga dwa skrajne podpoziomy $m_F = \pm 1$ ze stanem wzbudzonym $m_{F'} = 0$. Ponieważ po

²Różnica energii tych podpoziomów spowodowana polem magnetycznym $B \leq 10^{-4}$ T jest na tyle mała, że nierównowagowe, termiczne obsadzenie wynikające ze statystyki boltzmannowskiej jest zaniedbywalne.

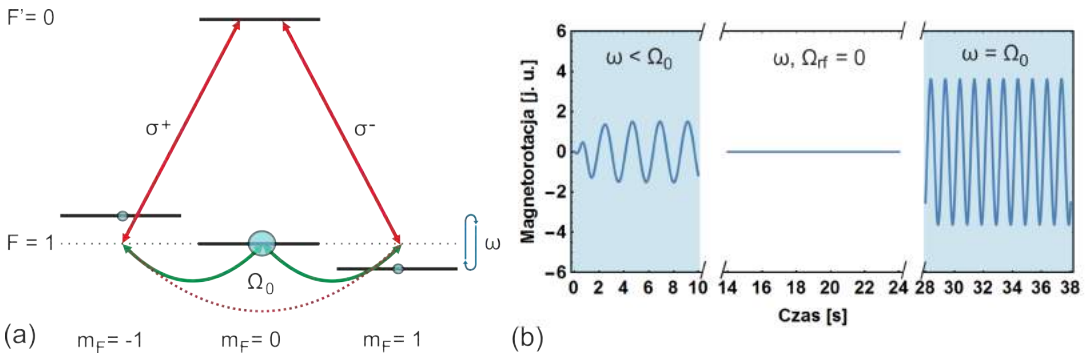
czasie $\Gamma_e^{-1} \approx 10$ ns (Γ_e jest stałą relaksacji stanu wzbudzonego) atomy relaksują ze stanu wzbudzonego (emisja spontaniczna) równomiernie do wszystkich podpoziomów stanu $F = 1$, powoduje to przepompowanie większej części atomów do stanu podstawowego $m_F = 0$. Mówi się wtedy o spolaryzowaniu atomów lub też o uporządkowaniu ich spinów. Dzięki długim czasom życia polaryzacji spinowej w komórkach, dla silnej wiązki pompowanie optyczne jest procesem dominującym i znacznie szybszym niż precesja pod wpływem $\mathbf{B}$. Populacje atomowe osiągają wtedy ekstremalne, stacjonarne wartości [etap pompowania na rysunku 1.2 (b)] i nie jest możliwa obserwacja ewolucji atomów w polu magnetycznym. Sytuacja zmieni się, gdy moc wiązki zostanie znacząco zredukowana (etap próbkowania). Mniejsza wydajność pompowania przez słabe światło powoduje że układ powraca do stanu równowagi sprzed pompowania, a w wyniku sprzężenia wywołanego polem magnetycznym Ω_0 , zanim układ powróci do stanu równowagi, prawdopodobieństwo znalezienia atomu w danym podpoziomie zeemanowskim oscylować będzie z częstością $2\Omega_0$, ponieważ ewolucja czasowa jego funkcji falowej

$$|\psi(t)\rangle_F = e^{i\Omega_0 t} |\psi(0)\rangle_F + c.c.. \quad (1.1)$$

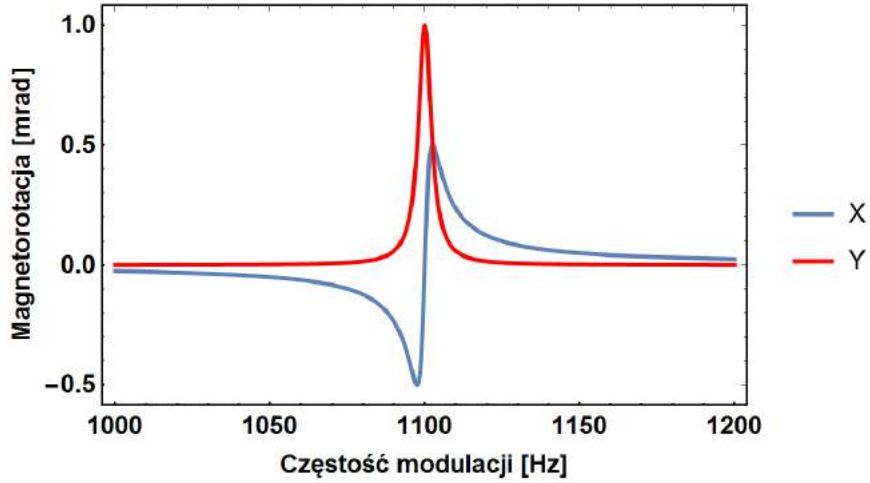
W eksperymentach magnetometrycznych można obserwować skrócenie płaszczyzny polaryzacji wiązki próbkującej (wariant NMOR), które zależy od ewolucji obsadzenia poziomów energetycznych stanu podstawowego. W tym celu w układzie musi zostać wytworzona dwójłomność/dichroizm, tj. zmiana współczynnika załamania/absorpcji dla składowych wiązki próbkującej. W przypadku eksperymentu z rysunku 1.1 jest to dwójłomność kołowa dla składowych $\sigma^\pm$ i wytwarza się ją za pomocą dodatkowego, zmiennego pola magnetycznego $\mathbf{B}_{RF} = B_{RF} \sin(\omega t) \hat{\mathbf{e}}_z$ (pola RF – nie pokazanego na rysunku). Dochodzi wtedy do periodycznie zmiennego rozszczepienia podpoziomów magnetycznych [rysunek 1.3 (a)]. Ponieważ przesunięcia podpoziomów zmieniają także dostrojenie wiązki światła do przejść zeemanowskich (rozszczepienie modulowane jest poprzez pole RF oscylujące w kierunku kwantyzacji), w konsekwencji współczynniki załamania światła również ulegają zmianie dla każdej polaryzacji i ośrodek staje się dwójłomny ($\Delta n = n_+ - n_- \neq 0$) powodując skrócenie płaszczyzny polaryzacji światła przechodzącego przez komórkę z atomami o kąt ϕ . Modulacja $\phi(t) = \phi_0 \sin(\omega t)$ w przypadku pojedynczego atomu jest więc konsekwencją działania na układ polem $\mathbf{B}_{RF}$. Ważna jest jednak zależność amplitudy skrócenia, ϕ_0 , od częstości modulacji magnetycznego pola zmiennego ω , kiedy mamy do czynienia z grupą atomów w komórce. Kiedy $|\omega - \Omega_0| > 0$, to amplituda ϕ_0 jest mała, ale gdy $\omega \approx \Omega_0$, amplituda skrócenia płaszczyzny polaryzacji istotnie zwiększa



Rysunek 1.2: Pompowanie optyczne oraz ewolucja w polu magnetycznym. (a) Schemat struktury poziomów energetycznych oraz sprzężeń z polami elektromagnetycznymi w modelowym układzie. Niebieskimi kółkami zaznaczono również populacje podpoziomów magnetycznych. Poziomem o najwyższym obsadzeniu jest $|F, m_F\rangle = |1, 0\rangle$. W układzie generowane są również zależności fazowe: pomiędzy podpoziomami o $\Delta m = 1$ przy pomocy pola magnetycznego, zaś $\Delta m = 2$ przy pomocy światła (b) Rozkład populacji podpoziomów magnetycznych stanu podstawowego w trzech różnych etapach eksperymentu. Kolor tła symbolizuje moc światła (biały – brak światła, ciemny – silna wiązka – etap pompowania, jasny – słaba wiązki – etap próbkowania).



Rysunek 1.3: Efekt rezonansu przy pobudzanie zmiennym polem $\mathbf{B}_{RF} = B_{RF} \sin(\omega t) \hat{\mathbf{e}}_z$. (a) Schemat poziomów energetycznych oraz sprzężeń z polami elektromagnetycznymi w atomie. Dodatkowe zmienne pole magnetyczne $\mathbf{B}_{RF}$ wprowadza do układu modulowaną dwójłomność. (b) Skręcenie płaszczyzny polaryzacji (magnetorotacja) kolejno w przypadku: nierezonansowym, braku pola RF oraz modulacji rezonansowej. Kolor tła symbolizuje moc pola RF (białe tło – brak pola RF). W wykresie pominięto fragmenty, w których układ dochodzi do stanu stacjonarnego.



Rysunek 1.4: Sygnały w fazie (X) i kwadraturze (Y) dla rezonansu o częstotliwości $\omega_r/2\pi = 1100$ Hz. Charakterystyczny sygnał magnetorotacji w opisanym układzie uzyskany podczas przemiatania częstotliwości pola RF. Szerokość rezonansu związana jest z mocą pola RF oraz stałą relaksacji w układzie.

się [rysunek 1.3 (b)]. Wzmocnienie to wynika z faktu, że średnie skręcenie ϕ_0 w makroskopowej próbce atomów zależy od stałej relaksacji Γ związanej z wielokrotnymi zderzeniami atomów ze ścianami komórki (ok. 10^4 [3]), po której tracą one nabytą w wiązce światła polaryzację. Przeważnie $\Gamma < \omega$ i średnia różnica we współczynnikach załamania w trakcie pomiaru w czasie τ jest mała, $\langle \Delta n \rangle_\tau \approx 0$, gdyż w danym momencie w komórce znajduje się wiele grup atomów napompowanych w różnych momentach cyklu powtarzalności pola $\mathbf{B}_{RF}$. Częstotliwość pola RF dostrojona do częstotliwości ewolucji w stałym polu magnetycznym niszczy polaryzację atomów gwarantuje periodyczne wytwarzanie dwójłomności w układzie. Zgodność w fazie atomów, które nabyły to samo przesunięcie poziomów podczas pompowania, czyli synchroniczność pompowania i precesji, redukuje efekt rozmycia $\langle \Delta n \rangle_\tau$ do minimum.

Ponieważ informacja o stopniu wzbudzenia rezonansowego zawarta jest amplitudzie sygnału zmiennego w czasie w funkcji przemiatania częstotliwości pola $\mathbf{B}_{RF}$, sygnał z detektora (polarymetru) jest zazwyczaj wzmacniany i demodulowany za pomocą wzmacniacza fazoczułego na pierwszej harmonicznej pola RF. Działanie tego urządzenia można zapisać w matematyczny sposób:

$$\begin{aligned} X(\omega) &= \int_{t_S}^{t_S+T} \phi(\tau) \sin(\omega\tau) d\tau, \\ Y(\omega) &= \int_{t_S}^{t_S+T} \phi(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau, \end{aligned} \quad (1.2)$$

tj., sygnał jest najpierw mnożony przez sygnał referencyjny pochodzący z generatora sygnału RF, a następnie całkowany po odpowiednim czasie $T \gg 2\pi/\omega$. t_s jest czasem, po którym układ w komórce dochodzi do stanu quasi-stacjonarnego. Na wyjściu można obserwować sygnał w dwóch wariantach X i Y odpowiadających kolejno amplitudzie zgodnej w fazie z sygnałem referencyjnym oraz w przeciwfazie z sygnałem referencyjnym (rysunek 1.4). Kształty sygnałów odpowiadają kolejno dyspersyjnej i absorpcyjnej krzywej Lorentza:

$$\begin{aligned} X(\omega) &= D(\omega) = A \frac{\Gamma}{2} \frac{\omega - \omega_r}{(\omega - \omega_r)^2 + (\Gamma/2)^2}, \\ Y(\omega) &= A(\omega) = A \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \frac{1}{(\omega - \omega_r)^2 + (\Gamma/2)^2}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

A jest amplitudą sygnału, ω_r położeniem rezonansu Γ szerokością połówkową (utożsamianą głównie – limit dolny – z czasem życia koherencji stanów zeemanowskich).

1.2.2 Macierz gęstości

Przedstawiona powyżej intuicyjna analiza zjawiska magnetoptycznego ma swoje uzasadnienie w matematycznym sformułowaniu problemu makroskopowej próbki atomów prawie nieoddziałujących ze sobą nawzajem i ze ściankami komórki. Opis układu przy pomocy jednoatomowej funkcji falowej ψ nie jest kompletny dla tego typu sytuacji (ze względu na trudność w sformułowaniu analitycznego opisu relaksacji w układzie), a znajdowanie ψ dla każdego atomu w komórce byłoby co najmniej kłopotliwe. Dlatego głównym narzędziem służącym do opisu zjawisk zachodzących w komórce pod wpływem pól elektromagnetycznych jest formalizm macierzy gęstości ρ [6, 7]. Próbkę atomów można potraktować jak statystyczny układ kwantowy, definiowany przez klasyczne prawdopodobieństwo $p(\psi_s)$. Oznacza to, że układ znajduje się w stanie

$$\psi_s(t, \mathbf{r}) = \sum_n C_n^s(t) u_n(\mathbf{r}) \quad (1.4)$$

z prawdopodobieństwem p . Współczynniki C_n^s to zależne od czasu amplitudy prawdopodobieństwa stanów własnych u_n formujących bazę dla rozpatrywanych funkcji falowych/operatorów. Macierz (operator) gęstości definiuje się jako sumę po wszystkich możliwych stanach

$$\rho_{nm} = \sum_s p(\psi_s) C_m^{s*}(t) C_n^s(t). \quad (1.5)$$

Znając ρ danego układu można obliczyć wartość oczekiwaną dowolnej obserwabli A

$$\langle A \rangle = \sum_{m,n} \rho_{nm} A_{mn} = \text{Tr}(\rho A). \quad (1.6)$$

Trzeba jeszcze rozważyć w jaki sposób wartości oczekiwane zmieniają się w czasie. Aby to wiedzieć, wystarczy znać przepis na ewolucję macierzy gęstości układu [7]

$$\frac{d}{dt}\rho_{nm} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho]_{nm}. \quad (1.7)$$

Do uzyskania powyższego wzoru konieczne jest założenie, że prawdopodobieństwo $p(\psi_s)$ nie zmienia się w czasie. To uproszczenie pomija efekty związane z tłumieniem w układzie, czyli na przykład z efektami relaksacyjnymi lub utratą fazy. Nie traci się jednak ogólności opisu systemu kwantowego uwzględniając te procesy w dodatkowym wyrażeniu fenomenologicznym. Dla przykładu, do równania (1.7) można dodać część tłumiącą z odpowiednimi elementami odpowiadającymi za relaksację, defazowanie i repopulację

$$\frac{d}{dt}\rho_{nm} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho]_{nm} - \tilde{\Gamma}_{nm}(\rho). \quad (1.8)$$

1.3 Klasyfikacja magnetometrów optycznych

Eksperymenty związane z nieliniowymi efektami magnetoptycznymi dały początek magnetometrii optycznej (atomowej). Jest to dziedzina, w której efekty te wykorzystywane są do wyznaczania pól magnetycznych na podstawie pomiaru odległości pomiędzy rozsuwającymi się podpoziomami zeemanowskimi. Modelowy eksperyment zaprezentowany w paragrafie 1.2.1 nazwać można prostym magnetometrem optycznym, czyli urządzeniem służącym do pomiaru pola magnetycznego na podstawie efektu magnetoptycznego w atomach metali alkalicznych. Obecnie metody magnetometryczne są wciąż rozwijane, stąd rodzi się kolejny, bardzo ważny (poza czysto poznawczym) cel badań związanych z precyzją pomiarów tego typu, w szczególności nad poruszonym w pracy efektem Blocha–Siegerta oraz dynamicznym efektem Starka. W dalszej części rozdziału przedstawione zostaną ważne przykłady tych urządzeń, a także ich zastosowania oraz podstawowe parametry.

1.3.1 Rodzaje magnetometrów

Istnieje wiele typów magnetometrów optycznych. Klasyfikacji można dokonać na przykład na podstawie geometrii przestrzennej użytych pól, ich polaryzacji czy też metod pompowania [8, 9]. Najwięcej zastosowań mają magnetometry z modulacją jednego z parametrów pól elektromagnetycznych użytych w eksperymencie zsynchronizowaną z częstością Larmora danego atomu w określonym polu magnetycznym.

Tak jak to przedstawiono w sekcji 1.2.1, obserwuje się wtedy krzywe rezonansowe przy przestrajaniu częstości modulacji jednego z parametrów wpływających na sygnał magnetorotacji. Ich główną zaletą jest szeroki zakres pracy. Teoretycznie skreślenie płaszczyzny polaryzacji światła w funkcji natężenia pola magnetycznego ma kształt dyspersyjny w zerze (jest to tzw. zeropolowy efekt NMOR [10]), więc aby zaobserwować sygnał magnetorotacji modulacja nie jest konieczna, jednak zakres pomiaru jest ograniczony przez dekoherencję do bardzo małych pól magnetycznych: $\Omega_0 < \Gamma$.

Bardzo ważnym rodzajem magnetometru atomowego jest magnetometr całkowicie optyczny (ang. *all-optical magnetometer*). W tak skonstruowanym magnetometrze, (w idealnym przypadku) poza mierzonym polem $\mathbf{B}$ na próbkę nie działają żadne inne pola magnetyczne. W praktyce oznacza to, że rolę modulacji w układzie, prowadzącą do powstania dwójłomności związanej z polem magnetycznym, przejmuje wiązka pompująca. Modulowanym parametrem może być dostrojenie do przejścia optycznego, polaryzacja, moc wiązki. Zaletą takich magnetometrów jest możliwość umieszczenia obok siebie wielu takich urządzeń bez ryzyka wzajemnego wpływu na odczyt (ang. *cross-talk*).

Magnetometr optyczny może pracować w trybie skalarnym lub wektorowym. W pierwszym przypadku mierzona jest tylko amplituda pola, w drugim składowe pola w określonych kierunkach. Co ciekawe, obydwa rodzaje magnetometru mogą być realizowane w tym samym układzie eksperymentalnym. Pomiar wektorowy jest jednak bardziej złożony. Jednym z rozwiązań jest pomiar w trzech etapach, który wymaga przyłożenia niewielkiego pola w każdym z trzech kierunków, będących bazą dla pomiaru. Z informacji wyciągniętych z tych pomiarów (rzut na konkretną oś) można uzyskać wielkość wektorową interesującego nas pola. Dodawane pole nie musi być magnetyczne. Istnieją warianty magnetometrów wektorowych, gdzie wykorzystywany jest do tego celu dynamiczny efekt Starka [11], a więc magnetometr wektorowy również może być w całości optyczny.

1.3.2 Zastosowania

Magnetometry znajdują coraz szersze zastosowanie w wielu dziedzinach nauki. Mogą być używane do pomiaru pól magnetycznych w terenie, np. w archeologii (pomiaru geofizyczne) [13] lub przy poszukiwaniach złóż mineralnych. Powstają również prototypy zminiaturyzowanych magnetometrów mających służyć do pomiarów pól magnetycznych generowanych przez obiekty w przestrzeni kosmicznej [14]. Wyko-

rzystywane są także w dużych projektach badawczych. Na szczególną uwagę w tym kontekście zasługuje sieć magnetometrów optycznych używanych w projekcie zajmującym się pomiarem elektrycznego momentu dipolowego neutronu [15] oraz globalna sieć zsynchronizowanych magnetometrów rozproszonych na trzech kontynentach, której celem jest znalezienie egzotycznych pól (ciemnej materii) [16]. Optyczne magnetometry używane są także w nowoczesnych badaniach magnetycznych rezonansów jądrowych [17] oraz w technikach obrazowania (ang. *magnetic resonance imaging*) na potrzeby medycyny [18]. Inne medyczne zastosowanie to wykorzystanie magnetometrów atomowych do badania pól wytwarzanych przez aktywne magnetycznie narządy, tj. mózg oraz serce [19, 20]. Więcej informacji o zastosowaniach można znaleźć na przykład w pracach [8, 9].

1.4 Istotne parametry magnetometru optycznego

1.4.1 Czulość

Czulość pomiaru pola magnetycznego za pośrednictwem magnetometru atomowego ograniczona jest ogólnie przez kwantową niepewność pomiaru rzutu spinu atomowego (ang. *atomic shot-noise limit*). W przybliżeniu³, dla określonej liczby atomów m i czasu pomiaru τ dana jest ona wzorem [21]

$$\delta B_{ASN} \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\Gamma}{m\tau}}. \quad (1.9)$$

W magnetometrii optycznej istotną rolę odgrywa również szum związany z detekcją światła (ang. *photon shot-noise limit*). Wybór stanu polaryzacji, a w szczególności kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji jako badanej wielkości, ma przewagę nad pomiarem absorpcji, gdyż redukuje niepewności związane z fluktuacją mocy lasera. Przeważnie możliwa jest optymalizacja parametrów pomiaru, dzięki której ograniczenie czułości związanej z pomiarem kąta skręcenia polaryzacji wiązki próbkującej jest znacznie mniejsze niż δB_{ASN} . $\delta\phi$ przyjmuje wartość

$$\delta\phi \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\Phi\tau}}, \quad (1.10)$$

gdzie Φ jest strumieniem fotonów obserwowanych po przejściu przez próbkę atomową.

³Wzór wyznacza rząd wielkości. Dokładna wartość zależy od rodzaju próbki atomowej [12].

Dla typowych warunków teoretyczna czułość optycznego magnetometru to

$$\delta B = \sqrt{(\delta B_{ASN})^2 + (\delta B_{PSN})^2} \approx 0,01 - 1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}, \quad (1.11)$$

w zależności od rodzaju i rozmiaru komórki oraz właściwości atomów w niej zamkniętych ($\delta B_{PSN} \propto \delta\phi$). Na czułość tą decydujący wpływ ma stała relaksacji Γ , która zależna jest od zderzeń atom–atom, ale także od zderzeń atomów ze ścianami komórki. Te pierwsze prowadzą najczęściej do wymiany spinów pomiędzy atomami oddziałującymi ze sobą w trakcie zderzenia (niechcianym efektem jest zderzeniowa zmiana kierunku precesji w polu magnetycznym). Minimalizacja utraty polaryzacji w trakcie zderzeń ze ściankami polega na pokryciu komórki parafiną bądź też wypełnieniu jej gazem buforowym. Istnieje także możliwość wyeliminowania ze stałej Γ przyczynka relaksacji pochodzącego od zderzeń i wymiany spinów pomiędzy atomami [22] (ang. SERF- *spin exchange relaxation-free magnetometers*). Magnetometry typu SERF pracują w reżimie bardzo małych pól magnetycznych ($\lesssim 100 \text{ nT}$) oraz dużej gęstości par atomowych (10^{14} cm^{-3} w komórkach z gazem buforowym), co powoduje, że w trakcie jednego cyklu Larmora dochodzi do wielu zderzeń z wymianą spinu, a dekoherencja spowodowana precesją w polu magnetycznym dwóch atomów o przeciwnym spinie jest redukowana. Obecnie bardzo duży nacisk położony jest na uzyskanie maksymalnej czułości, ze względu na rywalizację na tym polu z innymi rodzajami sensorów magnetycznych. Dla porównania magnetometrii typu SQUID (ang. *superconducting quantum interference device*) w rzeczywistych pomiarach osiągają porównywalną czułość rzędu $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ [23] i wciąż są udoskonalane.

W praktyce czułość magnetometrów optycznych może być nawet o kilka rzędów wielkości mniejsza ze względu na techniczne szумы związane z użytymi w eksperymencie urządzeniami oraz na ograniczoną jakość ekranowania od pól zewnętrznych.

1.4.2 Precyzja i błędy systematyczne

Magnetometria atomowa jest względnie nową dziedziną metrologii, dlatego większość przedstawionych w sekcji 1.3.2 zastosowań jest raczej we wczesnej fazie rozwojowej. Najistotniejszym parametrem budowanych sensorów jest ich czułość, tj. zdolność do wykrycia możliwie małych zmian pola magnetycznego. Precyzja magnetometru, to znaczy dokładność wyznaczenia wartości pola magnetycznego, jest zwykle parametrem drugoplanowym. Jednak w miarę postępów nad wdrażaniem tej techniki magnetometrycznej w różne dziedziny, wyznaczanie dokładnej wartości $\mathbf{B}$

z pewnością stanie się równie ważne. Szczególnie istotnym potencjalnym zastosowaniem dla badań podstawowych zdaje się być użycie magnetometrów w projektach badawczych związanych z testowaniem fundamentalnych teorii fizycznych. Poniżej przedstawiono istotne czynniki wpływające na wskazania optycznych magnetometrów.

Zderzenia

Zarówno zderzenia atomów ze ściankami komórki, jak i zderzenia atom–atom mogą być przyczyną systematycznych błędów pomiaru Ω_0 . Każde zderzenie, czy to ze ścianką, czy też z innym atomem powoduje przesunięcia fazy ewolucji w polu magnetycznym φ mające wkład do efektywnej częstości Larmora całego układu [24]

$$\Delta\Omega_0 = \frac{\varphi}{t_c} \quad (1.12)$$

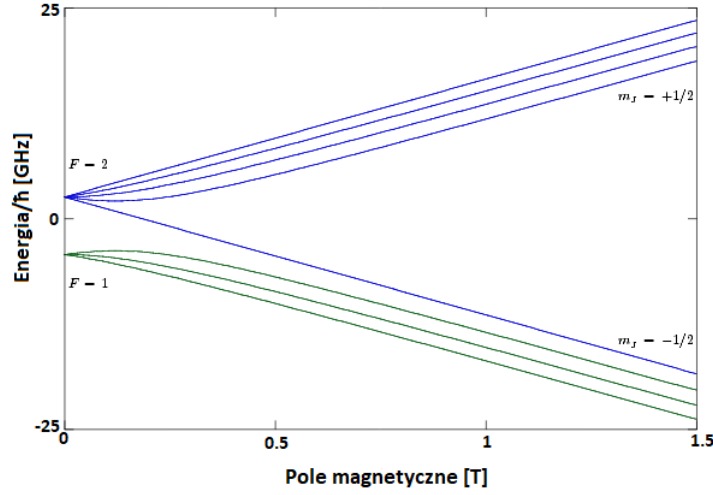
(t_c^{-1} jest częstością zderzeń). O ile pierwszy wkład może być zniwelowany, jeżeli atomy zostaną umieszczone w komórce o symetrii sferycznej [21], to efekt zderzeń pomiędzy atomami może istotnie wpływać na wynik pomiarowy, jeżeli gęstość par atomowych nie jest wystarczająco niska. Typowa średnia droga swobodna atomu $\bar{\lambda}$ w komórce pokrytej parafiną zawierającą pary rubidu o gęstości $\varrho = 10^{-11} \text{ cm}^{-3}$:

$$\bar{\lambda} = (\varrho\sigma)^{-1} = (\varrho\pi r^2)^{-1} \approx 60 \text{ m}, \quad (1.13)$$

gdzie przekrój czynny σ jest aproksymowany przez rozmiar atomu rubidu $r = 235 \text{ pm}$, jest bardzo długa w porównaniu z typowymi rozmiarami komórek (typowa średnica $d \lesssim 10 \text{ cm}$). W związku z czym prawdopodobieństwo zderzenia z innym atomem w trakcie czasu życia koherencji jest bardzo małe i może być pominięte. Efekt zderzeń pomiędzy atomami może być jednak większy w komórkach z gazem buforowym.

Błąd kierunku, efekt żyroskopowy

Ze względu na przestrzenną zależność oddziaływań pomiędzy atomami i światłem, wynik pomiaru magnetometru zależy od orientacji sensora względem mierzonego pola. Wynikać to może na przykład z opisanego w kolejnym paragrafie nieliniowego efektu Zeemana, który powoduje zależne od orientacji przestrzennej rozszczepienia i asymetrie w generowanym sygnale. Istnieją również takie orientacje mierzonego pola względem polaryzacji atomowej, dla których magnetometr jest zupełnie nieczuły [25]. Opisane tu czynniki nazywane są błędami kierunku (ang. *heading error*). Błędy tego typu są szczególnie istotne dla sensorów używanych w pomiarach geofizycznych, umieszczanych na pokładach statków czy samolotów.



Rysunek 1.5: Energie podpoziomów magnetycznych z uwzględnieniem struktury nadsubtelnej dla $^{87}\text{Rb } 2S_{1/2}$ (stan podstawowy) w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego na podstawie równania Breit–Rabiego [27]. Poziomy nadsubtelne zostały oznaczone całkowitym momentem pędu $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ ($\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, a $\mathbf{I}$ jest spinem jądrowym) w reżimie niskich pól magnetycznych i liniowego zakresu zjawiska Zeemana. m_J oznacza stany dla bardzo silnych pól magnetycznych.

Kolejnym ważnym efektem mającym wpływ na odczyt magnetometru będącego w ruchu jest efekt żyroskopowy. Ponieważ w eksperymentach magnetoptycznych mierzona jest względna precesja spinów atomowych, układ pomiarowy wprowadzony w ruch obrotowy wskaże inną wartość częstości niż sensor w bezwzględny spoczynku. Przesunięcia częstości związane z obrotowym ruchem Ziemi muszą być brane pod uwagę w przypadku ultra-precyzyjnych pomiarów pól magnetycznych.

Nieliniowy efekt Zeemana

Ze względu na istnienie spinu jądrowego i oddziaływań nadsubtelnych, już umiarkowanie silne pole magnetyczne rzędu pól geofizycznych ($B \sim 50 \mu\text{T}$) powoduje mieszanie się ze sobą podpoziomów struktury nadsubtelnej różnych stanów podstawowych (rysunek 1.5). W konsekwencji magnetyczny moment atomu $\boldsymbol{\mu}$ przestaje być niezależny od $\mathbf{B}$, a co za tym idzie rozszczepienie poziomów zeemanowskich przestaje zależeć liniowo od pola magnetycznego. Ogólny wzór na rozszczepienie poziomów energetycznych, a zatem również na częstość rezonansową przybiera formę

$$\Delta E = \hbar \Omega_0 = \sum_{n=0}^{\infty} \gamma_n B^n, \quad (1.14)$$

gdzie współczynniki rozwinięcia γ_n zależą od układu poziomów energetycznych w atomie. W precyzyjnych pomiarach magnetometrycznych nieliniowość ta powinna być uwzględniana lub wyeliminowana [26] w celu lepszego określenia bezwzględnej wartości pola magnetycznego.

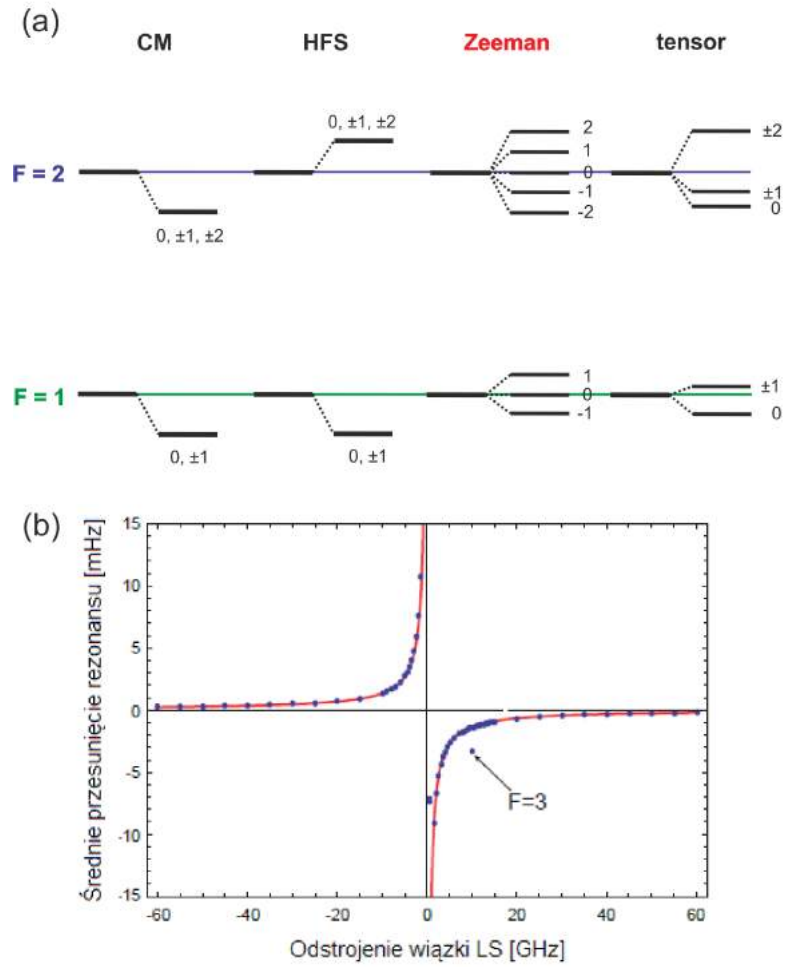
Dynamiczny efekt Starka

Nierezonansowe oddziaływanie atomu ze światłem również może spowodować przesunięcie poziomów energetycznych prowadzące do systematycznych błędów w pomiarze pola magnetycznego. Światło nierezonansowe przesuwają poszczególne podpoziomy zeemanowskie na kilka różnych sposobów [28], z których tylko wektorowe i tensorowe przyczynki [rysunek 1.6 (a)] mają istotny wpływ na odczyt magnetometru (różnicę energii pomiędzy kolejnymi podpoziomami). Przesunięcie wektorowe generowane jest przez światło spolaryzowane kołowo. Jest ono równoważne przesunięciu zeemanowskiemu podpoziomów, jakie mogłoby być wywołane przez odpowiednie pole magnetyczne. Dlatego *light shift* wywołany kołowo spolaryzowaną wiązką światła bywa utożsamiany z „fikcyjnym” polem magnetycznym $\mathbf{B}_f$, skierowanym przeciwnie lub w kierunku propagacji światła (w zależności od skrętności polaryzacji wiązki światła) [29]. Dla atomu dwupoziomowego oraz odstrojeń spełniających warunek $\Delta \gg \Gamma_e$ wzór na tego typu przesunięcie dany jest przez

$$\Delta\Omega_0 \approx \frac{\zeta I}{\Delta}, \quad (1.15)$$

gdzie I to natężenie światła, ζ zaś jest współczynnikiem proporcjonalności. Eksperymentalnie wyznaczony *light shift* w atomach cezu [30] przedstawiono na wykresie z rysunku 1.6 (b). Wektorowy dynamiczny efekt Starka znalazł zastosowanie we wspomnianym w sekcji 1.3.1 całkowicie optycznym magnetometrze wektorowym. W takim przypadku, do wyznaczenia składowych pola używa się trzech prostopadłych wiązek spolaryzowanych kołowo i odpowiednio odstrojonych w pomiarze sekwencyjnym.

Tensorowy dynamiczny efekt Starka prowadzi do najbardziej skomplikowanych zmian w strukturze nadsubtelnej atomu. Jest on związany z oddziaływaniem pomiędzy elektrycznym kwadrupolowym momentem atomu z gradientem pola elektrycznego (światła). Zazwyczaj jest on pomijalnie mały dla atomów metali alkalicznych [31, 32], za wyjątkiem ^{87}Rb oraz ^{133}Cs , ponieważ te izotopy mają dużą rozpiętość struktury nadsubtelnej stanu wzbudzonego. Można pokazać, że gdy brak jest rozszczepienia struktury nadsubtelnej w słabym polu magnetycznym, tensorowy efekt nie występuje. Dlatego jeśli rozpiętość struktury jest dużo mniejsza od szerokości



Rysunek 1.6: Dynamiczny efekt Starka w atomach metali alkalicznych. (a) Operator oddziaływania atom–światło składa się z czterech składowych przesuwających poziomy energetyczne (CM – operator środka masy, HFS – operator struktury nadsubtelnej, operator typu zeemanowskiego/wektorowego, operator tensorowy). Każdy z nich przesuwa poziomy energetyczne w charakterystyczny sposób. Zjawisko to zostało pokazane na przykładzie ^{87}Rb . Cyframi oznaczono odpowiednie stany m_F . (b) Eksperymentalnie wyznaczony wektorowe przesunięcie Starka dla atomów ^{133}Cs (linia D1).

dopplerowskiej przejść optycznych efekt tensorowego przesunięcia jest marginalny. W innym przypadku efekt powinien zostać uwzględniony we wskazaniach magnetometru. Co ciekawe, efekt tensorowy, jako efekt konkurencyjny do zjawiska nieliniowego efektu Zeemana, może zostać wykorzystany do zniwelowania nieliniowości w rozszczepieniu w zakresie dużych pól magnetycznych [33, 34].

Efekt Blocha–Siegerta

Standardowe podejście do problemu atomu oddziałującego rezonansowo z oscylującym polem elektromagnetycznym opisane w sekcji 1.2.1 opiera się na rozkładzie pola generującego rezonans na dwie przeciwskątne składowe i zaniechaniu oddziaływania z jedną z nich z uwagi na duże odstrojenie. Podejście to nazywane jest przybliżeniem rotującej fali (ang. *rotating wave approximation* – RWA). Okazuje się jednak, że w pełnej analizie oddziaływania, nierezonansowy przyczynek pola oscylującego o przeciwnej skrętności również prowadzi do przesunięć poziomów energetycznych w atomie. W szczególności zmianie ulega również rozszczepienie podpoziomów magnetycznych. Zastosowanie RWA jest konieczne dla uzyskania rozwiązań równań różniczkowych dla różnego rodzaju oddziaływań atomów z polem elektromagnetycznym i dla magnetometrii jest szczególnie uzasadnione w przypadku częstości optycznych. Sytuacja ulega zmianie w przypadku przejść pomiędzy podpoziomami o bardzo małych rozszczepieniach (do 1 kHz). Tam przesunięcie wynikające z odstępstw od RWA może być istotne. Ponieważ z tego typu rozszczepieniami można mieć do czynienia w magnetometrii optycznej, zaniechanie RWA dla omawianych częstości może prowadzić do błędów systematycznych w pomiarach magnetometrycznych.

Efekt Blocha–Siegerta jest zjawiskiem, któremu poświęcono sporo uwagi w pracach teoretycznych [35, 36, 37]. Eksperymentalne badania tego efektu były mniej liczne. Do tej pory prowadzono je ze spolaryzowanymi atomami rtęci [38, 39], jak również w przypadku polaryzacji jądrowej badanej metodą magnetycznego rezonansu jądrowego [40, 41, 42]. Niedawno efekt ten został też wykorzystany do mapowania pola magnetycznego w medycynie [43], a także w informatyce kwantowej do kolejnego modelu kubitu [44]. Odstępstwa od RWA były również obserwowane w widmach rezonansów spinowych w diamentowych centrach barwnych [45, 46]. W dziedzinie magnetometrii atomowej wpływ nierezonansowej składowej pola wzbu- dzającego nie był nigdy szczegółowo zbadany. Zgrubny szacunek przesunięcia został jednak przytoczony w pracy [47] i jest to jedyna praca znana autorce poruszająca problem efektu Blocha–Siegerta w magnetometrii optycznej. Ten brak systematycznych danych na temat doświadczalnych aspektów BSE w magnetometrii atomowej był główną motywacją podjęcia omawianych w tej pracy badań.

Rozdział 2

Magnetyczny efekt Blocha–Siegerta

2.1 Wstęp

2.1.1 Teoria atomu dwupoziomowego

Hamiltonian atomu dwupoziomowego (o spinie $S = 1/2$) znajdującego się w stałym polu magnetycznym $\mathbf{B}_0$ ma postać ogólną

$$H_A = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}_0 = \hbar\Omega_0 S_z, \quad (2.1)$$

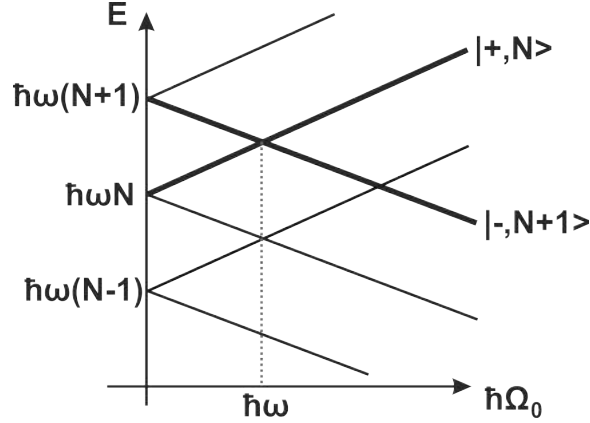
gdzie S_z jest rzutem spinu na umowną oś kwantyzacji (na przykład oś z). W przypadku badanego efektu do hamiltonianu H_A należy dodać wyraz opisujący magnetyczne pole radiowe H_{RF}

$$H = H_A + H_{RF},$$
$$H_{RF} = \hbar\omega a a^\dagger, \quad (2.2)$$

gdzie a , $a^\dagger$ to kolejno operator anihilacji i kreacji fotonów pola RF. W bazie obejmującej H_A i H_{RF} stany i energie własne opisane są wtedy przez możliwe rzuty spinu $\pm 1/2$ na oś kwantyzacji oraz liczbę fotonów pola radiowego N (formalizm atomu ubranego [48]):

$$H|\pm, N\rangle = E_{\pm, N}|\pm, N\rangle,$$
$$E_{\pm, N} = N\hbar\omega \pm \frac{\hbar\Omega_0}{2}. \quad (2.3)$$

Obecność pola RF skutkuje pojawieniem się tzw. drabiny poziomów energetycznych, która rozszczepia się w obecności stałego pola magnetycznego (rysunek 2.1).



Rysunek 2.1: Poziomy energetyczne atomu ubranego polem RF w funkcji energii pola stałego. Charakterystyczna drabina poziomów energetycznych, dla stanów opisywanych rzutami spinu na oś kwantyzacji $\pm 1/2$ oznaczonymi odpowiednio $+$ i $-$, oraz liczbą fotonów N , powstała na skutek oddziaływania atomów ze stałym i oscylującym (skwantowanym) polem magnetycznym.

Powyższa sytuacja jest prawdziwa przy założeniu braku oddziaływania atom–pole RF. Gdy oddziaływanie to (opisane wyrazem V) zostanie uwzględnione, pełny hamiltonian systemu atom + pole przybiera postać

$$H_I = H + V = H - \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}_{RF}. \quad (2.4)$$

Postać operatora oddziaływania V zależy od stanu polaryzacji pola radiowego [48] i dane jest w postaci

$$V = \kappa[(\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{S})a + (\hat{\mathbf{e}}^* \cdot \mathbf{S})a^\dagger], \quad (2.5)$$

gdzie κ jest stałą sprzężenia, $\hat{\mathbf{e}}$ – wektorem jednostkowym bazy, $\mathbf{S}$ – spinem reprezentowanym przez macierze Pauliego. Wygodnie jest przedstawić ten operator w bazie kołowej, w której

$$\begin{aligned} S_\pm &= S_x \pm iS_y, \\ \hat{\mathbf{e}}_\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{e}}_x \pm i\hat{\mathbf{e}}_y) \end{aligned} \quad (2.6)$$

i rozpatrzeć szczególne przypadki polaryzacji.

Polaryzacja kołowa pola magnetycznego

Zgodnie z równaniami (2.5) i (2.6) operator oddziaływania z polem RF o polaryzacji kołowej prawoskrętnej wygląda następująco:

$$V_+ = \kappa(aS_+ + a^\dagger S_-). \quad (2.7)$$

Można znaleźć poziomy energetyczne, które będą rezonansowo sprzęgane za pomocą oddziaływania reprezentowanego poprzez powyższy operator. Przez rezonansowe sprzęganie rozumiany jest maksymalny transfer populacji pomiędzy omawianymi poziomami energetycznymi, spowodowany dostrojeniem częstości pola do różnicy energetycznej pomiędzy tymi poziomami oraz zgodny z regułami wyboru (zasadami zachowania).

Nieskończony, drabinowy układ energii można też rozpatrywać w ramach podprzestrzeni dwóch stanów o jednakowej sumie $m_S + N$, ponieważ jest to liczba kwantowa zachowywana przez działanie operatora V_+ . Na przykład, macierz oddziaływania V_+ rozpięta na sąsiadujących stanach $|-, N+1\rangle$ oraz $|+, N\rangle$ (pogrubionych na rysunku 2.1) wygląda następująco

$$V_+ = \kappa\sqrt{N+1} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} = \frac{\hbar\Omega_{RF}}{2} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.8)$$

jako że $V_+|+, N\rangle = \kappa a S_+|+, N\rangle + \kappa a^\dagger S_-|+, N\rangle = \kappa\sqrt{N+1}|-, N+1\rangle$. Rezonans rozumiany jest tutaj jako antykrzyżowanie się (odpychanie, ang. *avoided crossing*) poziomów energetycznych

$$E_{\pm} = \frac{E_{|+, N\rangle} + E_{|-, N+1\rangle}}{2} \pm \frac{\sqrt{(\omega - \Omega_0)^2 + \Omega_{RF}^2}}{2} \quad (2.9)$$

na częstości Larmora w polu B_0 , odpowiadającej częstości pola radiowego $\Omega_0 = \omega$ (rysunek 2.2)¹. Jeżeli został przygotowany, np. poprzez pompowanie optyczne, stan $|+, N\rangle$, to zgodnie np. z pracą [49] średnie prawdopodobieństwo przejścia do stanu $|-, N+1\rangle$ pod wpływem pola oscylującego z częstością ω i charakteryzowanego przez częstość Rabiego Ω_{RF} dane jest przez

$$\bar{P}_{+-} = \frac{1}{2} \frac{\Omega_{RF}^2}{\Gamma^2 + \Omega_{RF}^2 + (\omega - \Omega_0)^2}. \quad (2.10)$$

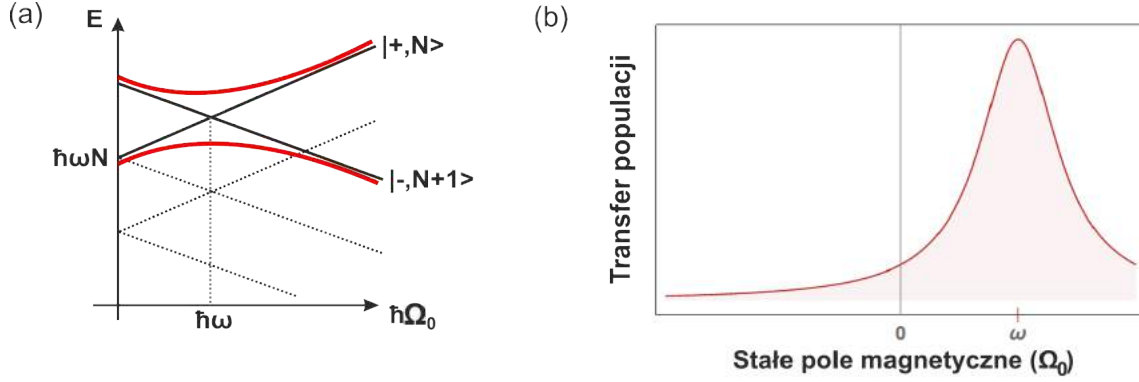
Dla polaryzacji kołowej lewoskrętnej

$$V_- = \kappa(aS_- + a^\dagger S_+), \quad (2.11)$$

zachowaną przez operację sprzęgania liczbą kwantową jest $m_S - N$ (ponieważ każdy foton niesie ze sobą moment pędu równy $-\hbar$). Dlatego ze stanem $|+, N\rangle$ sprzęgany jest tym razem stan $|-, N-1\rangle$, a rezonans występuje na częstości $\Omega_0 = -\omega$ (rysunek 2.3).

$$V_- = \kappa\sqrt{N} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} = \frac{\hbar\Omega_{RF}}{2} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.12)$$

¹Ponieważ amplituda pola magnetycznego $B_0 \propto \Omega_0$, często te dwie wielkości są używane zamiennie.



Rysunek 2.2: Oddziaływanie atomu o spinie $S = \frac{1}{2}$ z polem spolaryzowanym kołowo prawoskrętnie. (a) Schemat poziomów energetycznych. (b) Rezonans wynikający z oddziaływania z polem RF i antykrzyżowania poziomów energetycznych powoduje maksymalny transfer populacji ze stanu $|+, N\rangle$ do stanu $|-, N+1\rangle$, dla pola o częstotliwości dostrojonej do częstości Larmora Ω_0 , tj. gdy spełniony jest warunek $\Omega_0 = \omega$.

jako że $V_-|+, N\rangle = \kappa a S_-|+, N\rangle + \kappa a^\dagger S_+|+, N\rangle = \kappa\sqrt{N}|-, N-1\rangle$.

Polaryzacja liniowa pola magnetycznego

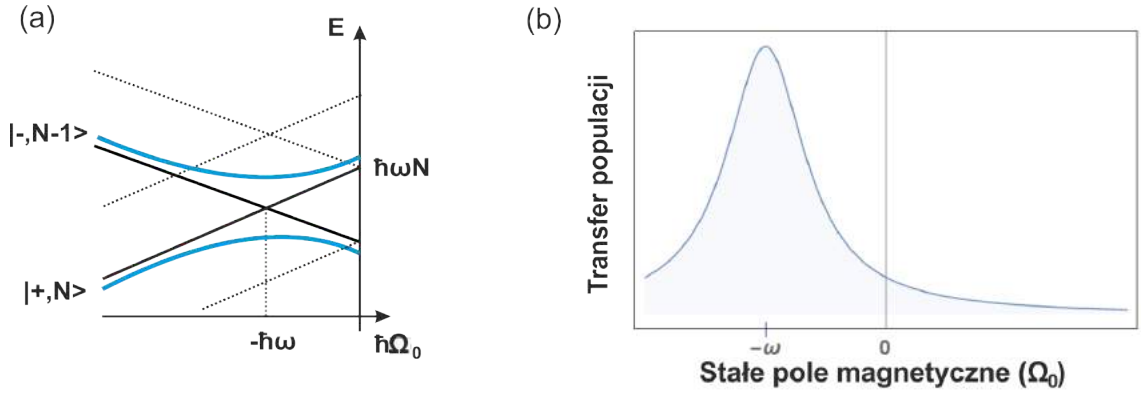
Ponieważ pole RF spolaryzowane liniowo jest superpozycją kołowych polaryzacji prawo- i lewoskrętnej, operator oddziaływania atom–pole w przypadku gdy pole RF jest spolaryzowane liniowo (na przykład w kierunku x) składa się z dwóch wyrazów:

$$V_{lin} = \kappa S_x(a + a^\dagger) = \frac{1}{2}(V_+ + V_-), \quad (2.13)$$

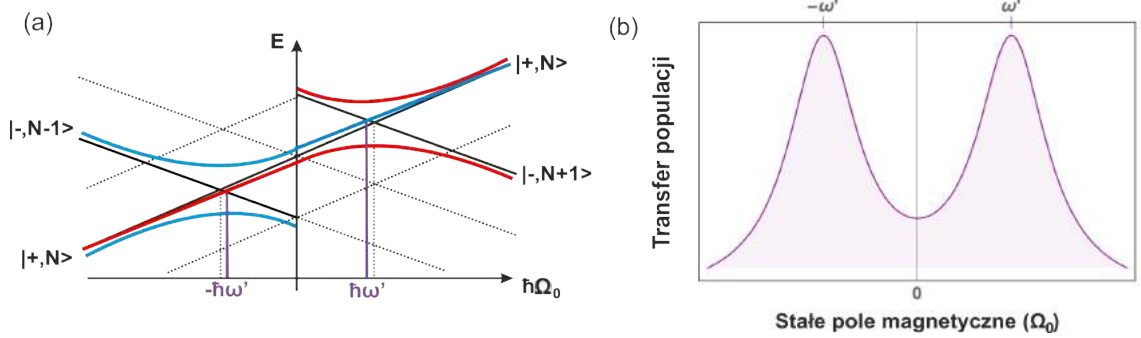
gdzie $S_x = \frac{S_+ + S_-}{2}$. Istnienie dwóch przyczynków wirujących sprawia, że przy wykorzystaniu polaryzacji liniowej pola RF stan $|+, N\rangle$ jest sprzęgany jednocześnie z dwoma stanami: $|-, N-1\rangle$ oraz $|-, N+1\rangle$ (rysunek 2.4). Częstość rezonansowa ulega w tym przypadku zmianie, ponieważ istniejące sprzężenia mają wpływ na położenie poziomu $|+, N\rangle$ w całym zakresie zmienności Ω_0 . Oddziaływania te powodują dodatkowe przesunięcie częstości rezonansowej, które w pierwszym przybliżeniu [1] (rysunek 2.5) dane jest przez

$$\Delta\omega = \omega - \omega' = \frac{\Omega_{RF}^2}{16\omega'} \approx \frac{\Omega_{RF}^2}{16\omega}. \quad (2.14)$$

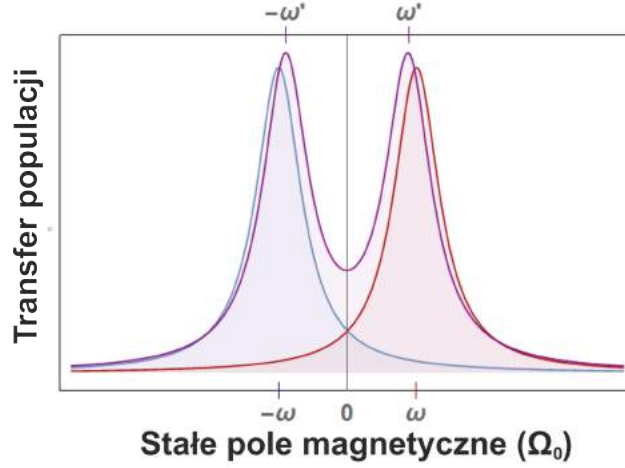
Oznacza to, że przesunięcia poziomów energetycznych w tak oddziałującym układzie atomowym nie są związane tylko i wyłącznie ze stałym zewnętrznym polem magnetycznym, ale również z obecnością składowej pola wzbudzającego (w tym przypadku pola RF), rotującej w przeciwnym kierunku niż obrót spinów w obecności



Rysunek 2.3: Oddziaływanie atomu o spinie $S = \frac{1}{2}$ z polem spolaryzowanym kołowo lewoskrętnie. (a) Schemat poziomów energetycznych. (b) Rezonans wynikający z antykrzyżowania poziomów energetycznych powoduje maksymalny transfer populacji ze stanu $|+, N\rangle$ do stanu $|-, N-1\rangle$, dla pola o częstotliwości dostrojonej do częstotliwości Larmora Ω_0 , tj. gdy spełniony jest warunek $\Omega_0 = -\omega$.



Rysunek 2.4: Oddziaływanie atomu o spinie $S = \frac{1}{2}$ z polem spolaryzowanym liniowo w kierunku x . (a) Schemat poziomów energetycznych wraz z zaznaczonymi antykrzyżowaniami przedstawiony w formalizmie atomu ubranego. (b) Rezonans wynikający z antykrzyżowania poziomów energetycznych powoduje maksymalny transfer populacji ze stanu $|+, N\rangle$ do stanu $|-, N+1\rangle$ oraz $|-, N-1\rangle$, dla pola o częstotliwości dostrojonej do częstotliwości Larmora Ω_0 , tj. gdy spełniony jest warunek $\Omega_0 = \pm\omega'$.



Rysunek 2.5: Schematyczne przesunięcie położenia rezonansów wywołanych polem oscylującym wynikające ze zjawiska Blocha–Siegerta. Rezonans dla liniowo spolaryzowanego pola RF nie występuje na częstości $\pm\omega$, ale jest przesunięty względem rozpatrywanych osobno rezonansów do częstości $\pm\omega'$ przez wirujące w przeciwnych kierunkach składowe pola RF.

stałego pola magnetycznego. Poza obliczeniami zawartymi w oryginalnej pracy na temat BSE, wyprowadzenie wzoru (2.14) metodą rezolwenty (metoda ta została opisana na przykład w [50]) znaleźć można w pracy [48].

Zauważony przez Felixa Blocha oraz Arnolda Siegerta problem przesunięć częstości rezonansowych w polach oscylujących był szczegółowo rozważany w drugiej połowie XX wieku pod kątem znalezienia jak najdokładniejszej wartości $\Delta\omega$. Do tego celu stosowano na przykład wspomnianą wcześniej metodę rezolwenty [35], kwantowy model periodycznego Hamiltonianu [36], a także metody perturbacyjne [37] i iteracyjne [38]. Zastosowanie zaawansowanych metod obliczeniowych pozwoliło na uzyskanie wyników znacznie dokładniejszych niż wzór (2.14), jednak w opisywanych w niniejszej pracy badaniach BSE w rezonansach magnetoptycznych rozważany jest najczęściej zakres parametrów, w których pierwszy wyraz rozwinięcia perturbacyjnego jest w zupełności wystarczający, tj. $\Omega_{RF} \ll \Omega_0$). Ponadto, w realnym eksperymencie z atomami rubidu, jaki jest rozważany w niniejszej pracy, przesunięcie aproksymowane wielkością dla atomu dwupoziomowego jest jedynie przybliżeniem.

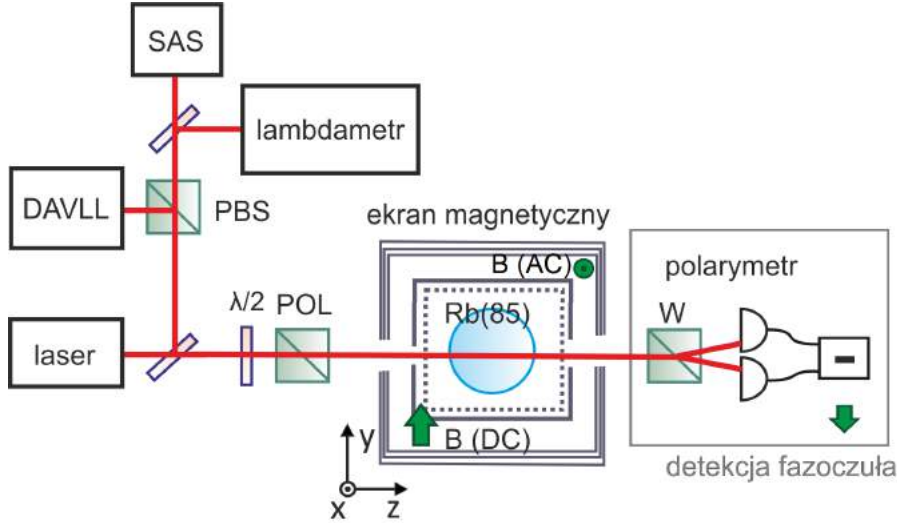
2.2 Eksperyment RF NMOR

Część eksperymentalna dotycząca badań nad efektem Blocha–Siegerta oraz ograniczeniami przybliżenia rotującej fali związana jest z analizą rezonansowych sygnałów skreślenia płaszczyzny polaryzacji światła indukowanych za pomocą pól radiowych (eksperyment RF NMOR [51, 52]). Zazwyczaj w opisie takiego eksperymentu używa się pola oscylującego i zaniedbuje oddziaływanie układu ze składową nierezonansową o przeciwnej skrętności. Analizę wpływu efektu Blocha–Siegerta umożliwiło w takim układzie eksperymentalnym zastosowanie równoległego skanowania krzywych rezonansowych generowanych polem oscylującym i rotującym. W trakcie pojedynczego skanu częstości do układu naprzemiennie wprowadzane jest oscylujące oraz rotujące pole RF. Szczegóły na temat akwizycji danych i automatyzacji pomiaru znajdują się w dodatku A.

Kolejną ważną cechą badanego układu jest możliwość generacji bardzo wąskich rezonansów (≈ 1 Hz) oraz pomiar (demodulacja sygnałów) na ultra-niskich częstościach oscylacji pola ($\omega/2\pi = 1$ do 100 Hz). Pierwsza właściwość pomaga wyeliminować błędy systematyczne, związane między innymi z dryfem pól magnetycznych wewnątrz ekranu. Mała szerokość rezonansów pozwala mierzyć bardzo małe przesunięcia rezonansów. Dlatego te dwie cechy, ze względu na odwrotną proporcjonalność badanego efektu do częstości Larmora pola magnetycznego (2.14), pozwalają na jego obserwację w nieosiągalnym wcześniej reżimie bardzo niskich mocy pola radiowego.

Kluczowy element układu eksperymentalnego (rysunek 2.6) stanowi szklana, sferyczna komórka (o średnicy 10 cm) z parafinowym pokryciem ścian wewnętrznych, wypełniona atomami ^{85}Rb . Komórka ta otoczona jest kolejno ferrytową kostką (ekranowanie niechcianych pól zmiennych) oraz trójwarstwowym ekranem magnetycznym wykonanym z μ -metal² (ekranowanie zewnętrznych pól statycznych i wolnozmiennych) [53]. Dodatkowo kostka ferrytowa pełni rolę ekranu redukującego szumy od samego μ -metal (szum magnetyczny wywołany prądem termicznym w materiale). Wewnątrz ekranu istnieje możliwość wytwarzania jednorodnego pola magnetycznego w trzech prostopadłych kierunkach za pomocą cewek umieszczonych wewnątrz ferrytowej kostki. Tzw. wiodące pole statyczne generowane jest w kierunku y . Pozostałe cewki służą do pasywnej kompensacji pól resztkowych (więcej szczegółów na ten temat można znaleźć w dodatku B) oraz do wytwarzania zmiennego pola magnetycznego. W przypadku pola oscylującego, do wytworzenia sprzęgającego

²Stop, w którego wkład wchodzi głównie nikiel (75%) oraz żelazo (15%), charakteryzujący się bardzo dużą przenikalnością magnetyczną.



Rysunek 2.6: Schemat układu eksperymentalnego. ^{85}Rb jest jednocześnie pompowany i próbkowany liniowo spolaryzowaną wiązką światła laserowego, dostrojonego do zbocza (przesunięcie ku niebieskiemu) poszerzonego dopplerowsko przejścia $F = 3 \rightarrow F'$. Cewka magnetyczna wytwarzająca pole w kierunku y jest zasilana ze stabilnego źródła prądu. Do cewek z i/lub x podpięty jest zarówno sinusoidalny sygnał z generatora (AC), wytwarzający pole rotujące/oscylujące jak i źródło prądu stałego kompensujące pola resztkowe w ekranie. Sygnał magnetorotacji jest mierzony przy pomocy polarymetru oraz wzmacniacza fazoczułego (*lock-in*). SAS - spektroskopia nasyceniowa, W - pryzmat Wollastona, $\lambda/2$ - płytką półfalowa wraz z polaryzatorem Glana-Thompsona (POL) służą do kontroli mocy wiązki.

polu RF używana jest cewka w kierunku z . Aby wygenerować pole wirujące należy sygnałem z generatora zasilić dwie prostopadłe do y cewki sygnałami $\cos(\omega t)$ oraz $\sin(\omega t)$.

Liniowo spolaryzowana wiązka światła laserowego o mocy $20 \mu\text{W}$ dostrojona do linii D1 rubidu (795 nm) służy do wytworzenia uporządkowania spinowego (pompowanie optyczne) i równocześnie do badania zmian w spolaryzowanej próbce atomów. Laser stabilizowany jest do zbocza poszerzonego dopplerowsko przejścia $F = 3 \rightarrow F'$ (odstrojenie $\Delta = -260 \text{ MHz}$ od $F = 3 \rightarrow F' = 2$) za pomocą układu stabilizacji dichroicznej (ang. *dichroic atomic vapor laser lock*, DAVLL) [54]. W stabilizacji lasera zastosowano metodę dostrojenia zapewniającą stabilność punktu pracy niezależną od zmian termicznych otoczenia [55]. Można prowadzić niezależną diagnostykę długości fali wykorzystując układ do obserwacji spektroskopii nasyceniowej (ang. *saturated absorption spectroscopy*, SAS). Skręcenie płaszczyzny polaryzacji

światła mierzone jest za pomocą polarymetru zrównoważonego³ jako sygnał różnicowy pomiędzy natężeniami światła rejestrowanymi w dwóch kanałach A i B, w których światło ma ortogonalne polaryzacje liniowe

$$\sin(2\phi) = \frac{A - B}{A + B} \Rightarrow \phi \approx \frac{A - B}{2(A + B)}, \quad (2.15)$$

gdzie $A = A_0 \sin^2(\phi - \pi/4)$, $B = A_0 \sin^2(\phi + \pi/4)$, $A_0 = A + B$. Warunkiem zastosowania przybliżenia we wzorze (2.15) jest obserwacja skręceń polaryzacji z zakresu poniżej kilkunastu mrad. Warunek ten jest spełniony gdyż mierzone wartości są w zakresie 1 – 10 mrad. Kąt $\phi(t)$ jest następnie demodulowany za pomocą wzmacniacza fazoczułego pracującego w zakresie częstości radiowych (1 – 100 Hz).

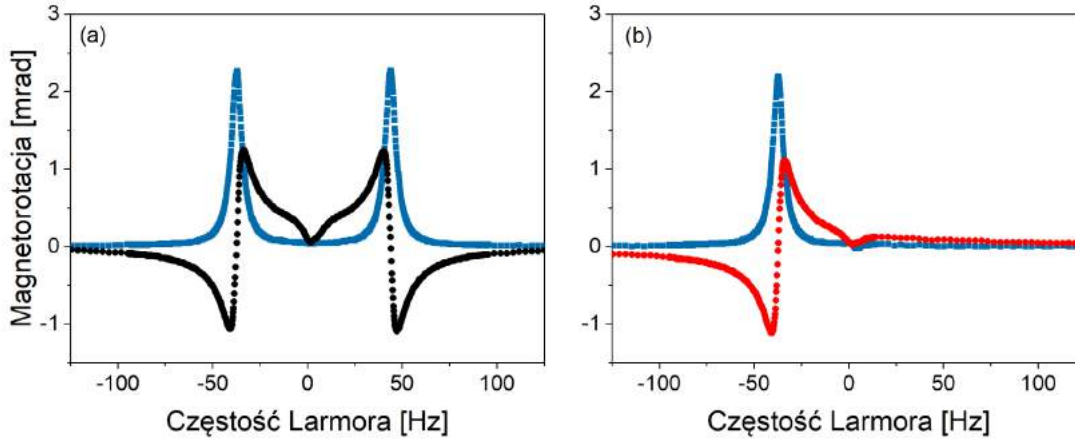
Badając odpowiedź układu eksperymentalnego na niewielkie periodyczne zaburzenie pola magnetycznego w liniowym obszarze krzywej dyspersyjnej (tj. sygnału w fazie) wyznaczono parametry charakteryzujące czułość rejestrowanych sygnałów rezonansowych $\delta\phi \simeq 1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$, oraz ich względny poziom szumów (ang. *signal-to-noise ratio*) $SNR \simeq 10^4$.

Na wykresach z rysunku 2.7 przedstawiono rezonansowe sygnały RF NMOR dla pomiaru, w którym częstość modulacji była ustalona, a przemiatanym parametrem była amplituda pola wiodącego (Ω_0). Wartość Ω_0 wyznaczona została na podstawie niezależnego pomiaru opisanego w dodatku C. Pole oscylujące powoduje powstawanie dwóch rezonansów na częstościach $\pm\omega$, podczas gdy sygnał wytwarzany polem wirującym składa się wyłącznie z pojedynczego rezonansu na częstości $-\omega$.

Dla obu polaryzacji pola sprzęgającego pojawia się niewielki dip na częstości $\Omega_0 = 0$, związany z obecnością w układzie szumów typu $1/f$. Dip ten widoczny jest też w wielu innych pomiarach (na przykład przedstawionych w pracy [56]), ale dotąd jego pochodzenie nie było wyjaśnione. W ramach niniejszej pracy udało się je wytłumaczyć na podstawie symulacji (patrz sekcja 2.3.2 dotycząca obliczeń numerycznych) oraz pomiarów szerokości dipu w różnych warunkach eksperymentu. Analiza eksperymentalna omawianego efektu wykazuje zależność szerokości dipu od temperatury otoczenia⁴ (tabela 2.1), a także brak zależności tej szerokości od natężenia światła, dostrojenia czy gradientu pola magnetycznego. Wynikać może stąd, że zwiększanie temperatury wpływa negatywnie na stabilność ekranowania zewnętrznymi pól magnetycznych. Z powodu braku możliwości ogrzewania wyłącznie

³Tj. takiego polarymetru, którego sygnał różnicowy równy jest zeru w przypadku braku skręcenia płaszczyzny polaryzacji, co oznacza, że polaryzator jest, ustawiony pod kątem $\pi/2$ do polaryzacji początkowej, przed komórką z atomami.

⁴Informacje na temat realizacji eksperymentalnej układu podgrzewającego komórkę z gazem zawarte są w dodatku D.



Rysunek 2.7: Mierzone sygnały skręcenia płaszczyzny polaryzacji w funkcji amplitudy pola magnetycznego dla dwóch przypadków pobudzenia atomów polem radio-wym. Sygnał rezonansowy w fazie (czarny/czerwony) oraz w kwadraturze (niebieski) wygenerowany polem oscylującym (a) oraz wirującym (b). W trakcie pomiaru czę-stość ω jest stała, skanowana jest natomiast amplituda pola stałego (Ω_0). W obszarze $\Omega_0 \approx 0$ widać charakterystyczny dip związany z szumem (patrz dyskusja w tekście).

komórki z gazem lub równomiernego ogrzania całego układu, włącznie z ekranem, pole magnetyczne wewnątrz ekranu istotnie zależy od ustawień temperatury układu grzewczego. Sprawdzono ponadto, że dip znika również w przypadku braku kompen-sacji pól resztkowych (procentowy udział szumu w całkowitym polu magnetycznym jest niewielki, dlatego nie niszczy zależności fazowych w atomach).

	Temperatura [°C]	Szerokość dipu [Hz]
1	22	7,2
2	30	9
3	35	18

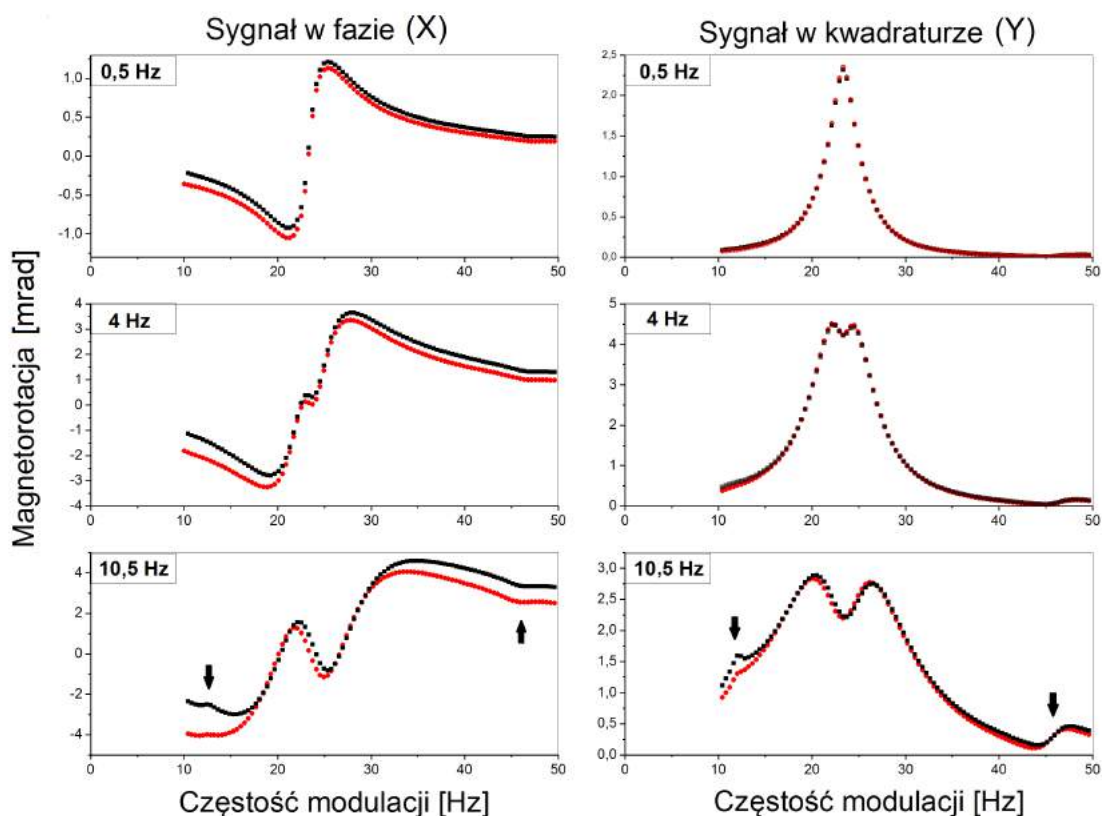
Tabela 2.1: Zależność szerokości dipu w zerowym polu od temperatury otoczenia.

W omawianym pomiarze skanowane było statyczne pole magnetyczne, czyli zmie-niana była częstość Larmora Ω_0 , za pomocą źródła prądowego. Pozwalało to zaob-serwować sygnały pochodzące od obydwu składowych pola oscylującego. Jednak skanowanie prądu przez źródło prądowe wprowadzało dryfy, które przenosiły się na niestabilność czasową pola magnetycznego i wprowadzały dodatkową niepewność. Bezpieczniejszą metodą pomiarową jest ustalenie stałego Ω_0 i skanowanie częstości

ω pola RF. W takim eksperymencie tracona jest co prawda bezpośrednia informacja o jednym z rezonansów, gdyż w jednym pomiarze możliwe jest skanowanie tylko dodatnich wartości ω , priorytetem jest jednak precyzja pomiaru. Dlatego też dalsze pomiary prowadzone są w funkcji częstości modulacji pola RF.

Na rysunku 2.8 przedstawiono krzywe rezonansowe rejestrowane w fazie i kwadraturze z polem RF dla trzech różnych mocy tego pola. Widać tutaj wyraźną różnicę pomiędzy sygnałami generowanymi polem oscylującym (czarne kwadraty) i wirującym (czerwone kropki). Pierwszy z nich wykazuje znaczną asymetrię ze względu na obecność drugiej składowej kreowanej polem RF o przeciwnej skrętności. Kolejną ważną cechą sygnału jest zależność jego kształtu od Ω_{RF} . Dla silnego pola zmiennego rezonans nie tylko się poszerza, ale również pojawia się w jego centrum węższa struktura. Efekt ten, zaobserwowany i po raz pierwszy opisany w pracach [57, 58], jest charakterystyczny dla układów o $F \geq 1$. Wynika on z interferencji pomiędzy procesami jedno- i trójfotonowymi występującymi w systemie (poziomów energetycznych). Do obserwowanego skręcenia płaszczyzny polaryzacji przyczynia się rezonansowy transfer populacji pomiędzy poziomami, do którego może dojść nie tylko przez wymianę pojedynczego fotonu pola RF. Poszczególne ścieżki oddziaływania interferują ze sobą dając sygnały o różnych szerokościach oraz amplitudach w zależności od Ω_{RF} , gdyż w różnym stopniu ulegają efektowi nasycenia. Charakter tego zjawiska, nazywanego również efektem Majorany, został opisany w podręczniku [59]. Dla $F \geq 1$ efekt Majorany jest często obserwowany w doświadczeniach z pompowaniem optycznym.

Na wykresach z rysunku 2.8 zaobserwować można różnicę w amplitudach sygnałów w fazie oraz w kwadraturze, która zostanie omówiona w kolejnej części (2.4) tego rozdziału. Dla silnych pól modulowanych, widać również niewielkie przyczynki na częstościach $\omega_r/2$ oraz $2\omega_r$ (zaznaczone strzałkami). Ich obecność związana jest z niedoskonałą kompensacją pól resztkowych, a co za tym idzie, niezerowym kątem pomiędzy wektorem wypadkowego pola magnetycznego a wybranym kierunkiem kwantyzacji $\alpha \neq \pi/2$. Pojawia się wtedy możliwość mieszania stanów i oddziaływania rezonansowego na sub- i wyższych harmonicznym. To spostrzeżenie zostało zweryfikowane w symulacjach numerycznych (patrz sekcja 2.3.3).



Rysunek 2.8: Zmierzone sygnały RF NMOR. Sygnały RF NMOR rejestrowane w fazie i kwadraturze z polem RF dla rezonansów wygenerowanych polem oscylującym (czarne kwadraty) oraz polem wirującym (czerwone kropki) dla trzech różnych mocy tego pola: 0,5 Hz, 4 Hz i 10,5 Hz. Dla ostatniego wariantu zaznaczono sygnały resztkowe na częstościach $\omega_r/2$ oraz $2\omega_r$. W podanej skali błąd statystyczny jest mniejszy niż rozmiar punktów pomiarowych.

2.3 Model teoretyczny i obliczenia numeryczne

Do obliczeń wykorzystany został formalizm macierzy gęstości (opisany w sekcji 1.2.2). Tym razem przyjęto rozszerzony ($I \neq 0, L \neq 0$) model atomu o całkowitym momencie pędu $F = 1$ w stanie podstawowym oraz $F' = 0$ w stanie wzbudzonym (tak jak układ rozważany w sekcji 1.2.1). Jest to najprostszy układ, pozwalający na teoretyczny opis efektów NMOR, poprzez numeryczne rozwiązanie równań różniczkowych opisujących jego ewolucję [61]. Prostota modelu nie wymaga zastosowania praktycznie żadnych przybliżeń, poza przybliżeniem rotującej fali w domenie częstości optycznych.

W konwencji optycznego RWA (odrzucona składowa szybkozmienna światła w wirującym układzie współrzędnych) poszczególne wyrazy hamiltonianu układu w bazie $|F, m_F\rangle$ i osi kwantyzacji wzdłuż propagacji wiązki, prostopadłej do kierunku stałego pola wiodącego (oś z)

$$H = H_0 + H_E + H_B, \quad (2.16)$$

opisujące kolejno: część atomową H_0 , oddziaływanie ze światłem H_E i polem magnetycznym H_B przyjmują postać

$$H_0 = \hbar\Delta \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$$H_E = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} = \frac{i\hbar\beta}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.17)$$

$\Delta = \omega_0 - \Omega$ jest odstrojeniem lasera od przejścia atomowego, $\mathbf{d}$ operatorem dipolowym oddziaływania atom–światło, $\mathbf{E}$ polem elektrycznym fali świetlnej, a $\beta = -dE/\hbar$ jest optyczną częstością Rabiego. Postać części hamiltonianu związanej z oddziaływaniem z polem magnetycznym $H_B = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$ zależy od polaryzacji zmiennego pola RF. Dla polaryzacji liniowej

$$\mathbf{B}_{lin} = \hbar/(g\mu_B)[0, \Omega_o, \Omega_{RF} \cos(\omega t)], \quad (2.18)$$

gdzie $\Omega_{RF} = -\mu B_{RF}/\hbar$, H_B równy jest

$$H_B^{lin} = \hbar \begin{bmatrix} \Omega_{RF} \cos(\omega t) & \frac{-i\Omega_0}{\sqrt{2}} & 0 & 0 \\ \frac{i\Omega_0}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{-i\Omega_0}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & \frac{i\Omega_0}{\sqrt{2}} & -\Omega_{RF} \cos(\omega t) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.19)$$

W przypadku pola wirującego

$$B_{rot} = \hbar/(g\mu_B) [\frac{\Omega_{RF}}{2} \sin(\omega t), \Omega_o, \frac{\Omega_{RF}}{2} \cos(\omega t)] \quad (2.20)$$

(czynniki 1/2 wynika z sumowania się dwóch ortogonalnych składowych RF pola $\mathbf{B}_{rot}$ do średniej amplitudy odpowiadającej amplitudzie pola RF $\mathbf{B}_{lin}$), H_B dany jest macierzą

$$H_B^{rot} = \hbar \begin{bmatrix} \frac{\Omega_{RF}}{2} \cos(\omega t) & \frac{-i\Omega_0}{\sqrt{2}} + \frac{\Omega_{RF}}{2\sqrt{2}} \sin(\omega t) & 0 & 0 \\ \frac{i\Omega_0}{\sqrt{2}} + \frac{\Omega_{RF}}{2\sqrt{2}} \sin(\omega t) & 0 & \frac{-i\Omega_0}{\sqrt{2}} + \frac{\Omega_{RF}}{2\sqrt{2}} \sin(\omega t) & 0 \\ 0 & \frac{i\Omega_0}{\sqrt{2}} + \frac{\Omega_{RF}}{2\sqrt{2}} \sin(\omega t) & -\frac{\Omega_{RF}}{2} \cos(\omega t) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.21)$$

Ewolucja macierzy gęstości dana jest równaniem Liouville'a

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [H, \rho] - i\hbar \{\Upsilon, \rho\} + i\hbar \Lambda, \quad (2.22)$$

gdzie Υ i Λ to kolejno macierze relaksacji i repopulacji:

$$\Upsilon = \begin{bmatrix} \Gamma & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Gamma + \Gamma_e \end{bmatrix},$$

$$\Lambda = \frac{\Gamma + \Gamma_e \rho_{00}}{3} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.23)$$

gdzie ρ_{00} jest populacją stanu wzbudzonego.

W rzeczywistym układzie atomy poruszają się. Jednakże specyfika pomiarów w komórce z pokryciem ścian sprawia, że wszystkie atomy są napompowane. Dlatego też w obliczeniach nie uwzględniono efektów kinematycznych, a w szczególności ruchów termicznych atomów wewnątrz komórki z pokryciem parafinowym.

Wynik numerycznie rozwiązywanego układu równań (2.22) pozwala na wyznaczenie wartości obserwabli dla eksperymentu, a w szczególności wyznaczenie skreślenia płaszczyzny polaryzacji ϕ światła przechodzącego przez atomy.

2.3.1 Skręcenie płaszczyzny polaryzacji

Pole elektryczne fali świetlnej o długości λ , charakteryzowanej kątami eliptyczności ϵ oraz polaryzacji ϕ można przedstawić następującym wzorem

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{E_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi)}[(\cos \phi \cos \epsilon - i \sin \phi \sin \epsilon)\hat{\mathbf{e}}_x + (\sin \phi \cos \epsilon + i \cos \phi \sin \epsilon)\hat{\mathbf{e}}_y]\}, \quad (2.24)$$

($\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda}\hat{\mathbf{e}}_z$ – wektor falowy, E_0 – amplituda pola elektrycznego, φ – faza pola elektrycznego). Zmiana kąta skręcenia nabyta na pewnej drodze optycznej dana jest wzorem wynikającym z równania falowego (podanego w układzie CGS)

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial l^2} + k^2 \mathbf{E} = -4\pi k^2 \mathbf{P}, \quad (2.25)$$

gdzie wektor polaryzacji ośrodka, przez który przechodzi światło to

$$\mathbf{P} = \text{Re}\{e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi)}[(P_1 - iP_2)\hat{\mathbf{e}}_x + (P_3 - iP_4)\hat{\mathbf{e}}_y]\}. \quad (2.26)$$

Zmiana orientacji światła spolaryzowanego liniowo, początkowo w kierunku y ($\phi = \pi/2, \epsilon = 0$) wyrażona jest więc poprzez wzór [62]

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\omega}{E_0 c} \sec 2\epsilon [\cos \phi (P_1 \sin \epsilon + P_4 \cos \epsilon) - \sin \phi (P_2 \cos \epsilon - P_3 \sin \epsilon)] = -\frac{2\pi\omega}{E_0 c} P_2. \quad (2.27)$$

Wartość oczekiwana polaryzacji ośrodka opisanego macierzą ρ dana jest przez

$$\mathbf{P} = n \text{Tr}(\rho \mathbf{d}) = n[\text{Tr}(\rho d_x)\hat{\mathbf{e}}_x + \text{Tr}(\rho d_y)\hat{\mathbf{e}}_y], \quad (2.28)$$

gdzie n jest gęstością atomową (polaryzacja w kierunku propagacji światła z musi być równa zero). Macierzowa postać istotnych składowych operatora $\mathbf{d}$

$$d_x = \frac{||d||}{\sqrt{6}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix},$$

$$d_y = \frac{||d||}{\sqrt{6}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i \\ i & 0 & i & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.29)$$

gdzie $||d||$ jest zredukowanym elementem macierzowym operatora $\mathbf{d}$ i jest powiązany z optyczną częstością Rabiego, która dla rozważanej struktury dana jest wzorem

$\beta = E_0||d||/(\sqrt{3}\hbar)$. Zredukowany element macierzowy momentu dipolowego można również przedstawić za pomocą czasu życia stanu wzbudzonego (Γ_e) oraz częstości przejścia optycznego (Ω) [63]

$$||d||^2 = \frac{3\hbar c^3}{4\Omega^3} \Gamma_e. \quad (2.30)$$

Postać wprost macierzy gęstości dana jest natomiast przez

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{-1-1} & \rho_{-10} & \rho_{-11} & \rho_{-1e}e^{i\omega t} \\ \rho_{0-1} & \rho_{00} & \rho_{01} & \rho_{0e}e^{i\omega t} \\ \rho_{1-1} & \rho_{10} & \rho_{11} & \rho_{1e}e^{i\omega t} \\ \rho_{e-1}e^{-i\omega t} & \rho_{e0}e^{-i\omega t} & \rho_{e1}e^{-i\omega t} & \rho_{ee} \end{bmatrix}. \quad (2.31)$$

Wykorzystując wzory (2.28), (2.29) i (2.31) oraz własności liczb zespolonych, a także samej macierzy gęstości

$$\rho_{ij} + \rho_{ij}^* = 2\text{Re}(\rho_{ij}),$$

$$\rho_{ij} - \rho_{ij}^* = 2i\text{Im}(\rho_{ij}),$$

$$\rho_{ij}^* = \rho_{ji}$$

otrzymujemy

$$\mathbf{P} = \frac{\sqrt{2}n||d||}{\sqrt{3}} \{ \text{Re}[(\rho_{-1e} - \rho_{1e})e^{-i\omega t}] \hat{\mathbf{e}}_x - \text{Im}[(\rho_{-1e} + \rho_{1e})e^{-i\omega t}] \hat{\mathbf{e}}_y \}. \quad (2.32)$$

Aby otrzymać interesujący nas składnik wektora polaryzacji P_2 odpowiadający za skrócenie płaszczyzny polaryzacji należy przyrównać powyższe równanie (2.32) do ogólnego równania (2.26) w przybliżeniu dipolowym ($\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \approx 1$)

$$P_1 - iP_2 = \frac{\sqrt{2}n||d||}{\sqrt{3}}(\rho_{-1e} - \rho_{1e}) \Rightarrow P_2 = -\frac{\sqrt{2}n||d||}{\sqrt{3}}\text{Im}(\rho_{-1e} - \rho_{1e}). \quad (2.33)$$

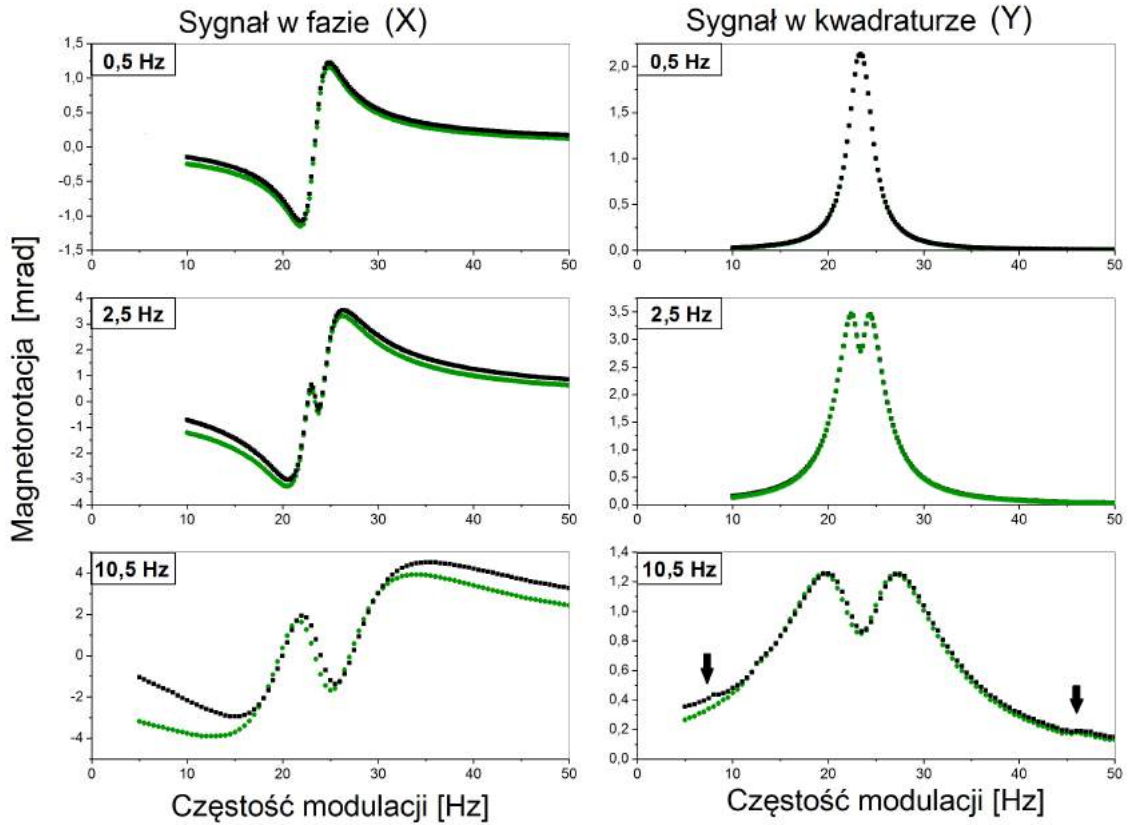
Ostatecznie skrócenie płaszczyzny polaryzacji, dane jest wzorem

$$\phi = \frac{n\Gamma_e\lambda^2\text{Im}(\rho_{-1e} - \rho_{1e})}{4\sqrt{2}\pi\beta}, \quad (2.34)$$

gdzie $\lambda = 2\pi c/\Omega$ to długość fali światła.

Numeryczny wynik, jako różnica urojonych części koherencji optycznych ρ_{-1e} , ρ_{1e} , jest następnie całkowany numerycznie [równanie (1.2)]. Obliczenia powtórzono dla częstości modulacji z zakresu bliskiego częstości Larmora, a także dla różnych parametrów częstości Rabiego pola RF. Wyniki zaprezentowano na rysunku 2.9.

Widać, że rozwiązania numeryczne uwzględniają pełną gamę charakterystycznych dla sygnału eksperymentalnego kształtów. Wraz ze wzrostem Ω_{RF} sygnał się



Rysunek 2.9: Numeryczne sygnały RF NMOR. Składowe w fazie i kwadraturze sygnałów magnetorotacyjnych dla rezonansów obliczonych z polem oscylującym (czarne kwadraty) oraz polem wirującym (zielone kropki) dla trzech różnych mocy pola RF (wskazanych w lewym górnym rogu). Strzałkami zaznaczono resztkowe sygnały na częstościach $\omega_r/2$ oraz $2\omega_r$, widoczne jedynie w kanale Y. Są one efektem dodania do modelu pól resztkowych (patrz sekcja 2.3.3). W podanej skali błąd statystyczny jest mniejszy niż rozmiar punktów pomiarowych.

poszerza, a wewnątrz pojawia się kolejny, odwrócony rezonans związany z procesami trójfotonowymi (efekt Majorany). Dla dużych mocy pola RF pojawiają się przyczynki rezonansowe na częstościach $\omega_r/2$ oraz $2\omega_r$ (sygnał w kwadraturze), ale tylko w przypadku, gdy uwzględnia się w obliczeniach istnienie nieskompensowanych składowych stałego pola magnetycznego. Więcej informacji na temat wpływu pól resztkowych na sygnał magnetorotacji w eksperymencie RF NMOR znajduje się w sekcji 2.3.3. Na częstości ujemnej (nie pokazano) znajduje się drugi rezonans, ale tylko w przypadku wzbudzania układu polem oscylującym.

2.3.2 Szum $1/f$

Na rysunku 2.7 przedstawiono sygnały rezonansowe w funkcji przemiatania stałego pola magnetycznego (lub zamiennie – częstości Larmora pola wiodącego Ω_0). Dip znajdujący się w obszarze $\Omega_0 \approx 0$ został zdiagnozowany jako efekt szumów typu $1/f$. Diagnoza ta oparta została zarówno na obserwacjach eksperymentalnych (patrz sekcja 2.2), jak i obliczeniach numerycznych. Zanik sygnału (dip) w zerze obserwowany w eksperymencie może być odtworzony w symulacjach jedynie w wypadku dodania do pola magnetycznego [równania (2.18) i (2.20)] szumu

$$\mathbf{B}_{rot/lin}^{1/f} = \mathbf{B}_{rot/lin} + \frac{\hbar A_s}{g\mu_B \Omega_0} [X, Y, Z],$$

$$\Omega_0 \neq 0, \quad (2.35)$$

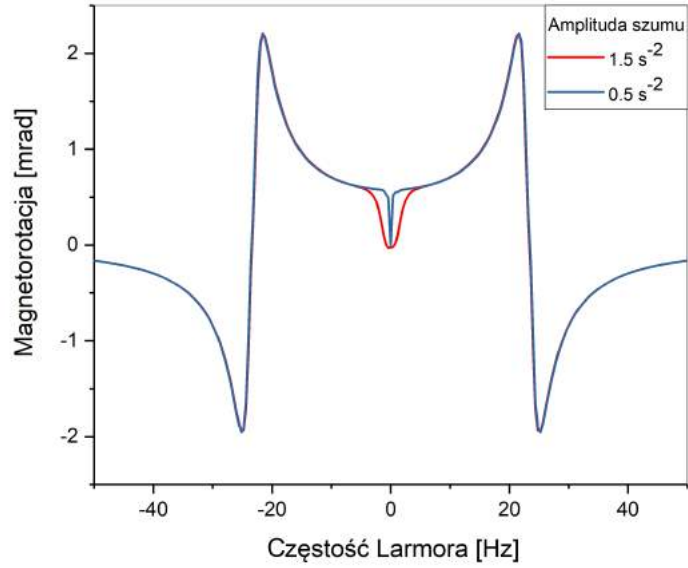
gdzie X, Y, Z to liczby pseudolosowe wygenerowane z rozkładu normalnego. Aby szum miał charakter $1/f$ jego amplituda jest odwrotnie proporcjonalna do częstości Larmora pola wiodącego ($\propto \Omega_0^{-1}$). Od czynnika A_s zależy natomiast szerokość omawianego dipu (patrz rysunek 2.10). W sytuacji eksperymentalnej odzwierciedla to wzrost amplitudy szumów z powodu zwiększenia temperatury w układzie doświadczalnym (komórka + ekran), a zatem również szumów termicznych w ekranie magnetycznym. Uzyskane wyniki teoretyczne zdają się zatem w pełni potwierdzać przyjętą tezę o „szumowym” źródle dipu w zerze.

2.3.3 Wpływ pól resztkowych na magnetorotację

W rozważanych eksperymentach bardzo trudno jest uzyskać idealną kompensację stałych pól resztkowych w każdym z dwóch prostopadłych do pola wiodącego kierunków. Jest to mało prawdopodobne, między innym z racji powolnych dryfów temperatury, wpływających na jakość ekranowania, lecz również ograniczonych możliwości kontroli geometrii wewnątrz ekranu. Przykładowo, wiązka światła (kierunek propagacji jest równoznaczny z osią kwantyzacji) może być nierównoległa do osi układu cewek (a więc kierunki pól magnetycznych nie są pod spodziewanymi kątami $\pi/2$ lub 0 w stosunku do osi kwantyzacji). Kolejnym istotnym powodem jest skończona dokładność generowania pól kompensujących w ekranie, zależna od jakości posiadanego źródła prądowego.

Konsekwencje dodatkowych, niechcianych pól w kierunkach prostopadłych zostały zweryfikowane w modelu numerycznym. W tym celu do pola magnetycznego [wzory (2.18), (2.20)] dodano wektor stałego pola

$$\mathbf{B}_{rot/lin}^{DC} = \mathbf{B}_{rot/lin} + \hbar/g\mu_B [\Omega_{DC}, 0, \Omega_{DC}], \quad (2.36)$$

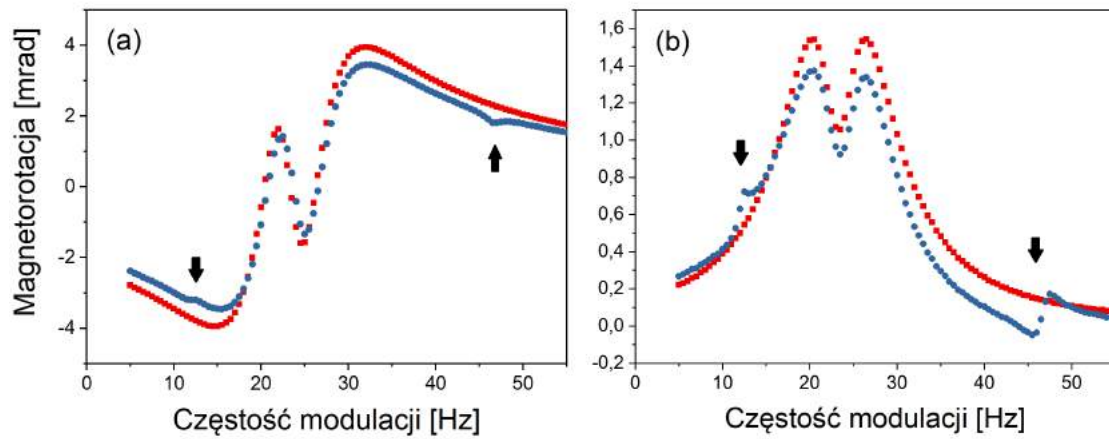


Rysunek 2.10: Numerycznie odtworzony sygnał RF NMOR wraz z dipem $\Omega_0 \approx 0$. W wyniku dodania szumu $1/f$ do modelu numerycznego w centrum pojawia się charakterystyczny dip, którego kształt (szerokość) zależy od amplitudy A_s tego szumu.

gdzie dla uproszczenia założono równość obydwu nieskompensowanych składowych pola magnetycznego.

Gdy uwzględniono w hamiltonianie tak zdefiniowane pole magnetyczne, w numerycznych sygnałach magnetorotacji zaobserwować można przede wszystkim niewielkie sygnały pojawiające się na częstościach $\omega_r/2$ i $2\omega_r$ (patrz rysunki 2.9 oraz 2.11). W przypadku pierwszego rysunku $\Omega_{DC} \ll \Omega_0$, co jest w zgodzie z warunkami w przeprowadzonym doświadczeniu. Drugi rysunek obrazuje sytuację dla rezonansów wzbudzanych polem wirującym⁵ gdy $\Omega_{DC} \approx \Omega_0$. Taka sytuacja jest realizowana w przypadku zupełnego braku kompensacji pól resztkowych i prezentowana jest w niniejszej sekcji dla zwiększenia kontrastu pomiędzy sytuacją idealną (model bez uwzględnienia pól resztkowych) a sytuacją realną. Jak widać na rysunku 2.11, poza ujawnieniem się dodatkowych rezonansów oznaczonych strzałkami, amplituda głównego sygnału spada (na rzecz dodatkowych przyczynków). Zaobserwować można również zniesienie symetrii sygnałów rezonansowych.

⁵Analogiczna sytuacja ma miejsce dla rezonansów wzbudzanych polem oscylującym.



Rysunek 2.11: Wpływ pól resztkowych na sygnał RF NMOR w przypadku pola rotującego. Na wykresach zestawiono składowe w fazie (a) oraz kwadraturze (b) z rotującym polem RF dla dwóch sytuacji. Czerwonymi kwadratami zaznaczono sygnały uzyskane w przypadku idealnej kompensacji pól resztkowych, tj. istnieje tylko jedna składowa stałego pola magnetycznego w kierunku y . Niebieskimi kółkami oznaczony jest sygnał, gdy atomy oddziałują z polem magnetycznym o orientacji innej niż y (stałe pola $\Omega_{DC} \approx \Omega_0$ w kierunkach x i z). Pojawiają się wtedy przyczynki sygnału na częstościach $\omega_r/2$ oraz $2\omega_r$ (zaznaczone strzałkami), a sygnały stają się asymetryczne. Spada również amplituda sygnału.

2.4 Interpretacja wyników

Zaproponowana w sekcji 2.2 metoda pomiarowa, tj. naprzemienna aplikacja pola oscylującego i rotującego w trakcie jednorazowego przemiatania częstości tych pól pozwala na eliminację powolnych dryfów pola, które mogłyby przewyższać efekt Blocha–Siegerta. Co więcej, przesunięcie Blocha–Siegerta zarówno w eksperymencie, jak i rozważaniach teoretycznych zdefiniowano jako różnicę częstości rezonansu uzyskanego za pomocą oscylującego i wirującego pola RF

$$\Delta\omega = \omega_r^{rot} - \omega_r^{lin}, \quad (2.37)$$

dzięki czemu inne efekty, niezależne od polaryzacji pola radiowego, również są wykluczane z dalszej analizy. Takie efekty to na przykład dynamiczny efekt Starka czy też dynamiczny efekt Zeemana [64]. Dynamiczny efekt Starka w przypadku omawianego eksperymentu wiąże się jedynie ze stałym przesunięciem pochodzącym od słabej wiązki próbkującej i może zostać całkowicie pominięty w rozważaniach. Zwykle nieuwzględniany magnetyczny odpowiednik *light shiftu* (AC Zeeman) może mieć wkład do obserwowanych przesunięć rezonansowych, jednak w wyniku różnicowym jest on wyrugowany.

Analiza zebranych krzywych rezonansowych opierała się na dopasowaniu odpowiedniej funkcji analitycznej, a następnie odzyskaniu z niej istotnych parametrów, w szczególności ω_r . Ogólna analiza teoretyczna rezonansów magnetycznych typu RF NMOR została przeprowadzona w pracy [65]. W pracy tej wyprowadzono wzór na krzywe rezonansowe w fazie (ϕ_p) i kwadraturze (ϕ_q) pola RF, mają one następującą postać

$$\begin{aligned} \phi_p(\omega) &= \frac{\phi_0 \omega \Omega_{RF} [\Gamma^2 - 2\Omega_{RF}^2 + 4(\omega - \omega_r)^2]}{[\Gamma^2 + \Omega_{RF}^2 + (\omega - \omega_r)^2][\Gamma^2 + 4\Omega_{RF}^2 + 4(\omega - \omega_r)^2]}, \\ \phi_q(\omega) &= \frac{\phi_0 \Omega_{RF} [\Gamma^2 + \Omega_{RF}^2 + 4(\omega - \omega_r)^2]}{[\Gamma^2 + \Omega_{RF}^2 + (\omega - \omega_r)^2][\Gamma^2 + 4\Omega_{RF}^2 + 4(\omega - \omega_r)^2]}, \end{aligned} \quad (2.38)$$

ϕ_0 jest wolnym parametrem dopasowania. Podane powyżej wzory uwzględniają także rozbieżności w amplitudach, rozumianych jako maksimum magnetorotacji, z wykresów 2.8 oraz 2.9. Zgodnie ze wzorami analitycznymi (2.38), wraz ze wzrostem Ω_{RF} maksymalne wartości ϕ_p i ϕ_q rosną, a następnie sygnały ulegają nasyceniu i maksimum sygnału w kwadraturze spada szybciej niż maksimum sygnału w fazie. Równość $\text{Max}(\phi_q) = \frac{1}{2}\text{Max}(\phi_p)$ jest prawdziwa jedynie w reżimie niskich pól RF, gdzie kształty rezonansów magnetoptycznych przybliżyć można funkcją Lorentza [wzór (1.3)]. Więcej na ten temat znaleźć można w dodatku F niniejszej pracy.

W dalszym etapie, do analizy wybrano sygnały z kanału X (sygnał rejestrowany w fazie z polem radiowym). Dodatkowo w dopasowaniu uwzględniono następujące cechy sygnałów, opisane w poprzedniej sekcji

- rozróżnienie przypadku polaryzacji rotującej od oscylującej poprzez uwzględnienie rezonansu na częstości ujemnej,
- asymetrię sygnałów związaną z obecnością resztkowych pól magnetycznych,
- mieszanie się fazy spowodowane obecnością dwóch rezonansów (na $\pm\omega_r$) dla sygnałów generowanych polem oscylującym.

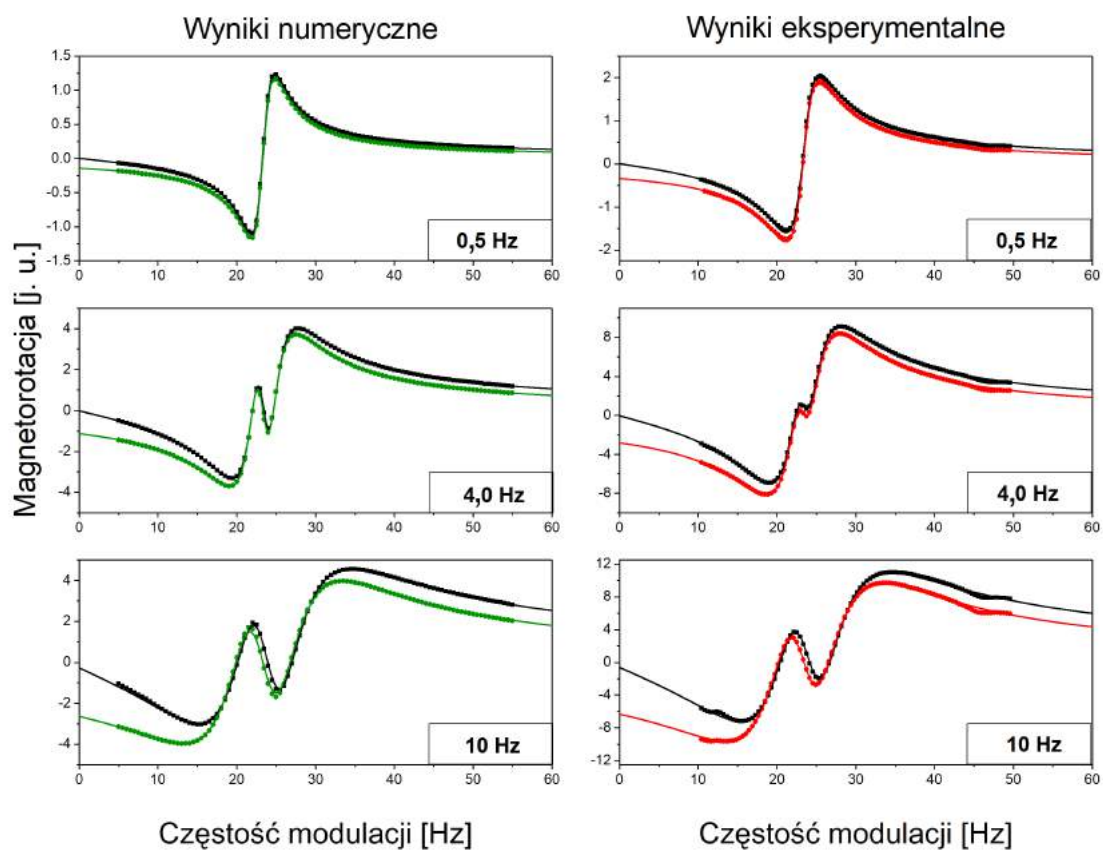
W analizach nie uwzględniono natomiast słabych przyczynków rezonansowych na częstościach $\omega_r/2$, $2\omega_r$ związanych z obecnością pól resztkowych. Skutkowałoby to dodaniem kolejnych stopni swobody do modelu, co nie przyczynia się do poprawy jakości dopasowania. Funkcje dopasowane do danych mają więc postać

$$\begin{aligned}\bar{\phi}_p^{rot}(\omega) &= \sin\theta \cdot \phi_q(\omega) + \cos\theta \cdot \phi_p(\omega), \\ \bar{\phi}_p^{lin}(\omega) &= \sin\theta \cdot \phi_q(\omega) + \cos\theta \cdot \phi_p(\omega) + \sin\theta \cdot \phi_q(-\omega) - \cos\theta \cdot \phi_p(-\omega),\end{aligned}\quad (2.39)$$

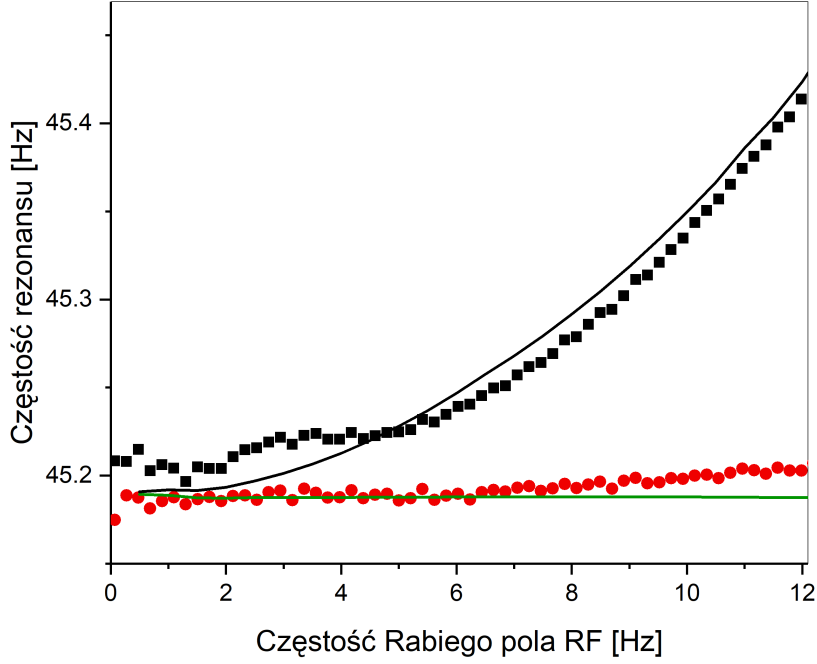
gdzie θ jest kątem mieszania. Znak „-” przy $\cos\theta$ w $\bar{\phi}_p^{lin}$ wynika z nieparzystości funkcji ϕ_p . Taki charakter sygnału, inny niż na rysunku 2.7 został przebadany zarówno w eksperymencie, jak i w symulacji.

Na kolejnym rysunku 2.12 zestawiono eksperymentalne i numeryczne sygnały w fazie (punkty) wraz z dopasowaną funkcją (linie ciągłe) dla trzech różnych mocy pola radiowego. Dopasowania te bardzo dokładnie odwzorowują rzeczywiste dane oraz te pochodzące z symulacji numerycznej. W wynikach numerycznych prezentowanych na tym rysunku, w przeciwieństwie do wykresów z rysunku 2.9 założono idealną kompensację pól resztkowych.

Aby szczegółowo scharakteryzować i przeanalizować efekt Blocha–Siegerta rezonansów w polu oscylującym wykreślono zależność częstości centralnej ω_r^{lin} oraz ω_r^{rot} od częstości Rabiiego pola RF. Wynik pochodzący zarówno z eksperymentu (punkty), jak i symulacji (linie ciągłe) dla $\Omega_0/2\pi \approx 45$ Hz przedstawiony jest na rysunku 2.13. Pokazuje on wyraźnie, że w warunkach uproszczonych (symulacja numeryczna) częstość rezonansu wzbudzanego polem wirującym nie zależy od amplitudy tego pola. Częstość rezonansu generowanego polem oscylującym natomiast zmienia się jak kwadrat Ω_{RF} zgodnie ze wzorem (2.14). Wyniki doświadczalne nieznacznie odbiegają od wyników numerycznych. Widać małe ($< 0,001$ Hz) systematyczne przesunięcie rezonansu ω_r^{rot} w całym zakresie Ω_{RF} , które związane jest najprawdopodobniej



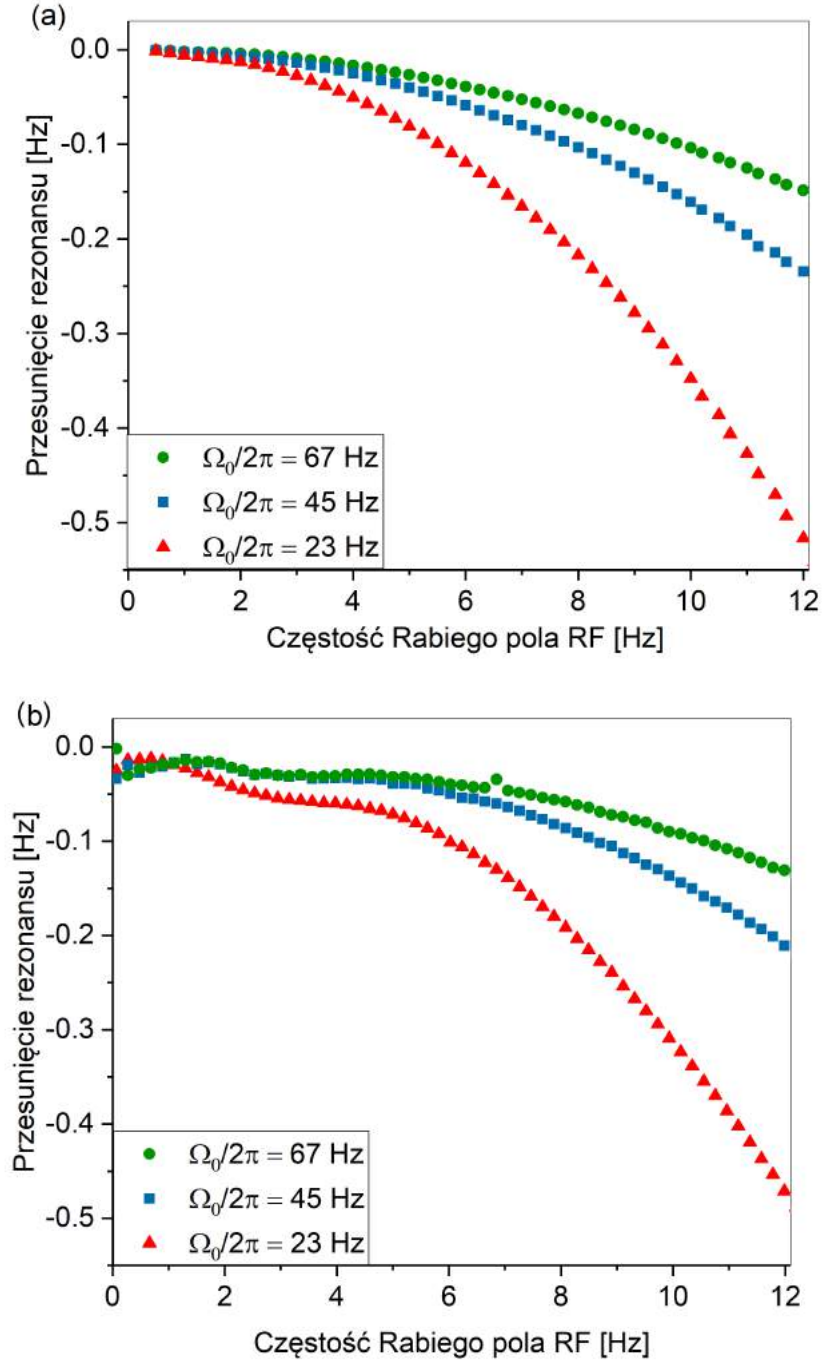
Rysunek 2.12: Porównanie wyników numerycznych z eksperymentem. Sygnały $\bar{\phi}_p$ dla rezonansów wygenerowanych polem oscylującym (czarne kwadraty) oraz polem wirującym (zielone/czerwone kropki) dla trzech różnych mocy pola RF (wskazanych w lewym górnym rogu) wraz z dopasowaniem (linie ciągłe).



Rysunek 2.13: Zależność położenia rezonansu od częstości Rabiego pola RF. Położenia rezonansu dla ω_r^{rot} reprezentowane są przez kolorowe punkty (eksperyment) oraz linie (symulacje). ω_r^{lin} przedstawione są w kolorze czarnym. Niepewności są mniejsze niż rozmiar punktu. Pomiary przeprowadzono dla pola wiodącego $\Omega_0/2\pi = 45$ Hz.

z niewielką asymetrią cewek generujących pola magnetyczne. Także niedoskonała współosiowość wiązki światła i osi cewek magnetycznych może spowodować mniejszą skuteczność sprzęgania polem RF, a co za tym idzie, przeszacowanie Ω_{RF} w stosunku do rzeczywistej wartości dla obu badanych częstości rezonansu. W obserwowanych rezonansach nie ujawnia się dynamiczny efekt Zeemana [64], który położenia rezonansów generowanych zarówno polem oscylującym jak i rotującym przesunąłby w ten sam sposób (proporcjonalnie do kwadratu częstości Rabiego pola radiowego). W okolicach częstości 3 Hz widać za to zagadkowe wzmocnienie sygnału, które nie jest obserwowane w numerycznym rozwiązaniu problemu.

Na rysunku 2.14 przedstawiono zdefiniowaną już miarę przesunięcia według wzoru (2.37), również w funkcji Ω_{RF} , dla trzech różnych wartości częstości Larmora Ω_0 , odpowiadającej polu stałemu. Widać tutaj przede wszystkim, że efekt skaluje się odwrotnie proporcjonalnie do Ω_0 , a zależność od częstości Rabiego zmiennego pola magnetycznego jest kwadratowa [zgodnie ze wzorem (2.14)]. Na uwagę zasługuje



Rysunek 2.14: Eksperymentalnie i numerycznie wyznaczone przesunięcie Blocha–Siegerta. Obliczenia numeryczne (a) oraz wyniki eksperymentalne (b) otrzymano dla trzech różnych amplitud pola stałego. $\Delta\omega$ przedstawiono w funkcji częstości Rabiiego pola RF. Niepewności pomiarowe są mniejsze od punktów zaznaczonych na wykresach. Zgodnie z konwencją wzorów (2.14) i (2.37) przesunięcie częstości jest ujemne.

również fakt, iż pod wpływem nierezonansowej składowej pola w wariancie z polem oscylującym rezonans przesuwa się w kierunku większych częstości. Stąd, zgodnie z konwencją wzorów (2.14) oraz (2.37) $\Delta\omega$ ma wartość ujemną. Jest to rezultat inny niż prezentowane do tej pory we wcześniejszych pracach eksperymentalnych na temat BSE (na przykład w pracy [57]). W pracach tych jednak, przemiataną wielkością było pole statyczne, podczas gdy opisane pomiary były wykonywane przez skanowanie częstości pola RF. W przypadku skanowania ω , taki wynik jest w pełni uzasadniony, z uwagi na zamianę zmiennych w klasycznym wzorze na przesunięcie Blocha–Siegerta. Wspomniane w poprzednim paragrafie zwiększenie przesunięcia dla $\Omega_{RF}/2\pi \in (1,5; 4,5)$ Hz jest widoczne dla wszystkich trzech badanych amplitud stałego pola magnetycznego. Jest to niewątpliwie interesujący wynik wart dalszej analizy. Przede wszystkim, należałoby wykluczyć aparaturowe pochodzenie tego efektu, badając zależność położenia rezonansów od amplitudy pola RF w innym układzie eksperymentalnym. Kolejnym krokiem mogą być testy z inną komórką z atomami.

2.5 Podsumowanie rozdziału

Wykonano precyzyjne pomiary zjawiska NMOR, charakteryzujące efekt Blocha–Siegerta w parach rubidu przy zastosowaniu rezonansu magnetycznego indukowanego oscylującym i wirującym polem RF. Efekt ten przebadano w szerokim zakresie parametrów (Ω_0 , Ω_{RF} , ω). Najważniejsze wnioski z przeprowadzonych badań to istnienie dwóch rezonansów na częstościach $-\omega_r$ i $+\omega_r$ dla pola oscylującego oraz tylko jednego rezonansu ω_r dla pola rotującego. Szczegółowo zbadano i wyjaśniono takie cechy krzywych rezonansowych jak efekt Majorany, dip pochodzący od szumów o charakterze termicznym, czy też efekty związane z niedoskonałościami generowanych pól magnetycznych (w szczególności kompensacji pól resztkowych). Wszystkie cechy generowanych sygnałów potwierdzono obliczeniami numerycznymi wykonanymi za pomocą formalizmu macierzy gęstości.

W trakcie badań wykazano, że przybliżenie wirującej fali ma ograniczone zastosowanie w eksperymentach NMOR w zakresie bardzo małych częstości ω (bardzo słabych pól magnetycznych). Limit ten jest ważnym problemem w precyzyjnych pomiarach magnetometrycznych. Zarejestrowane przesunięcia sięgają wartości $\Delta\omega = 0,5$ Hz, co odpowiada błędowi odczytu pola magnetycznego $\Delta B \approx 30$ pT (w polu $B \approx 1200$ pT). Dlatego istnienie przeciwnego składnika pola wzbudającego prowadzi do systematycznych błędów w pomiarach pola magnetycznego, szczególnie w ultra-niskich częstościach. Zazwyczaj jednak pomiary magnetome-

tryczne prowadzone są w reżimie, w którym efekt Majorany nie jest widoczny ($\Omega_{RF}/2\pi < 1$ Hz). Dla małych częstości Rabiego pola RF $\Delta\omega < 20$ mHz, co odpowiada $\Delta B \lesssim 1$ pT. W bardzo dokładnych magnetometrach, w których czułość jest rzędu kilku fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$, taka niepewność pomiaru bezwzględnego jest bardzo istotna. W prezentowanym w rozprawie eksperymencie czułość jest porównywalna z ΔB ($\approx 1\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$), co więcej, powolne dryfy statycznego pola magnetycznego wprowadzają niepewności tego samego rzędu co efekt Blocha–Siegerta. Tak więc BSE ma istotne znaczenie w eksperymentach, w których wymagana jest wysoka precyzja. Takie ultra-precyzyjne pomiary to na przykład poszukiwania zmian fundamentalnych stałych fizycznych w czasie [66], czy też eksperymenty mające na celu zmierzenie elektrycznego momentu dipolowego neutronu [15]. Jak pokazano w niniejszym rozdziale, przesunięcie częstości rezonansu można uniknąć poprzez zastosowanie wirujących z częstością własną układu (Ω_0) pól rezonansowych.

Rozdział 3

Optyczny efekt Blocha–Siegerta

3.1 Wstęp

W poprzednim rozdziale opisano i scharakteryzowano zjawisko przesunięcia częstotliwości rezonansów generowanych przy pomocy zmiennych pól magnetycznych (magnetyczny efekt Blocha–Siegerta, mBSE), za co odpowiedzialna była nierezonansowa składowa oscylującego pola magnetycznego. Treścią tego rozdziału jest badanie analogicznego przesunięcia poziomów energetycznych wzbudzanych oscylującym polem optycznym. Przesunięcie to nazywane będzie przez analogię optycznym efektem Blocha–Siegerta (oBSE).

Przedstawione w tym rozdziale pomiary efektu Blocha–Siegerta oraz wyniki obliczeń numerycznych z użyciem modulowanego pola optycznego różnią się zasadniczo od badań opisanych w rozdziale 2., ponieważ w tym wariancie sprzęganie poziomów zeemanowskich odbywa się pośrednio, poprzez stan wzbudzony (przejście ramanowskie) i wytworzone światłem koherencje. Wykorzystany do tego celu został układ, w którym atomy oddziałują z natężeniowo modulowanym światłem spolaryzowanym liniowo (wariant eksperymentu z optycznym efektem Blocha–Siegerta) lub światłem o liniowej polaryzacji obracającej się (wariant wolny od oBSE).

W oBSE przesunięcie pozycji rezonansów pojawia się jako konsekwencja rozłożenia spolaryzowanego liniowo, amplitudowo modulowanego światła (pola wzbudzającego) na dwie wirujące w przeciwnych kierunkach polaryzacje liniowe. Ponieważ tylko jedna ze składowych wirujących może oddziaływać rezonansowo z ośrodkiem umieszczonym w polu magnetycznym, to ona indukuje przejścia pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi. Druga składowa, choć nie indukuje przejść, wywołuje jednak nierezonansowe przesunięcie poziomów energetycznych. Jak zostało to już wykazane dla mBSE, powoduje to błędy systematyczne w precyzyjnych pomiarach magneto-

metrycznych wykorzystujących pole RF. W niniejszym rozdziale zbadany zostanie wpływ składowej nierezonansowej na sygnały magnetoptyczne wykorzystujące kreowanie koherencji przez pola optyczne.

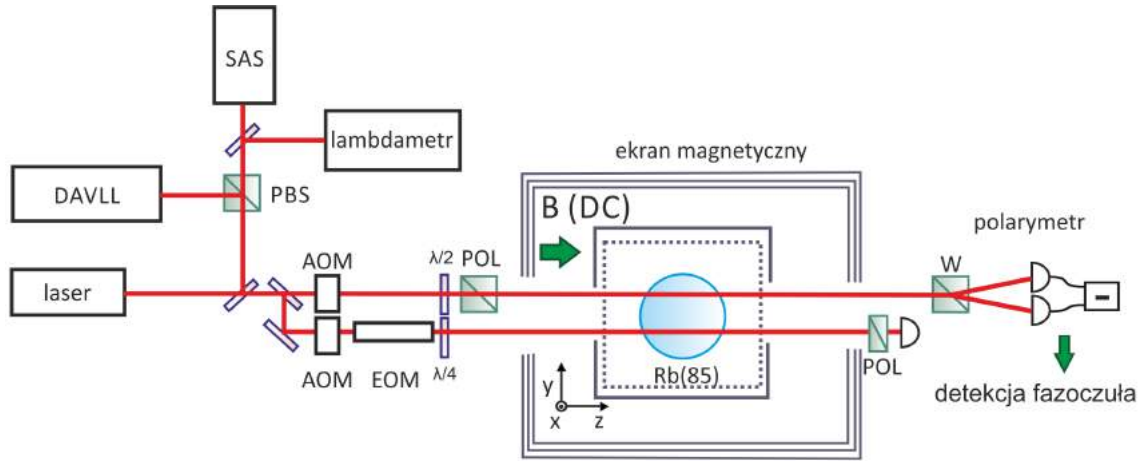
3.1.1 Charakter oddziaływania optycznego

Pomimo wielu analogii pomiędzy rezonansowym sprzężaniem stanów energetycznych atomu magnetycznym polem radiowym i modulowanym polem optycznym (takich jak możliwość generacji rezonansowych sygnałów magnetorotacji lub analogia pomiędzy efektem Starka i Zeemana), oddziaływania te mają różny charakter w prezentowanych w rozprawie eksperymentach. Sprzężanie podpoziomów zeemanowskich stanu podstawowego polem magnetycznym odbywa się wprost i przy założeniu, że poziomy te są bardzo wąskie. Nie zachodzi też (w dobrym przybliżeniu) zjawisko emisji spontanicznej pomiędzy tymi poziomami, ani nie dochodzi do przejść pomiędzy podpoziomami stanu podstawowego bez udziału dostrojonego do danego przejścia pola magnetycznego. Szerokości sygnałów rezonansowych związane są wyłącznie z czasem życia napompowanych optycznie stanów, które nie są zależne od pola generującego efekt Blocha–Siegerta.

W przypadku ramanowskiego sprzężania polem optycznym, koherencje (sprzężenia) pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi wytwarzane są przy udziale poziomu wzbudzonego o pewnej szerokości. Dlatego w tym rodzaju oddziaływania istotną rolę zaczynają odgrywać efekty związane z odstrojeniem i emisją spontaniczną. W szczególności, ważny, a nawet dominujący staje się dynamiczny efekt Starka. Efekt Blocha–Siegerta może zostać uwzględniony dopiero jako kolejny po *light shift* przyczynek zaburzający położenie poziomów energetycznych [64].

Niniejsza praca wydaje się być pierwszą pracą badającą ten rodzaj przesunięć poziomów energetycznych w atomie. Wnioski dotyczące charakteru tych zaburzeń wynikających z obecności nierezonansowej składowej modulowanego pola optycznego na niskich częstościach 1 – 100 Hz¹ wyciągnięte zostaną na podstawie wyników eksperymentalnych i numerycznych zaprezentowanych poniżej.

¹Chodzi tutaj o dodatkową modulację, a nie o zaniedbanie RWA na częstości optycznej.



Rysunek 3.1: Schemat układu eksperymentalnego. Pary ^{85}Rb są pompowane i próbkowane przez wiązki światła dostrojone w pobliże przejścia optycznego $F = 3 \rightarrow F' = 2$. Pole magnetyczne zadane jest w kierunku z . Wiązka pompująca sterowana jest modulatorem akustooptycznym (AOM) lub elektrooptycznym w podwójnym przejściu (EOM, komórka Pockelsa). Skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła próbki wykrywane jest za pomocą polarymetru. DAVLL - układ stabilizacji lasera oparty na dichroizmie w parach atomowych, SAS - układ spektroskopii nasyceniowej (stabilizacja długości fali/sygnał referencyjny), PBS - polaryzująca kostka światłodzieląca, W - pryzmat Wollastona, $\frac{\lambda}{2}$ - płytki półfalowa, $\frac{\lambda}{4}$ - płytki ćwierćfalowa, POL - polaryzator.

3.2 Eksperyment

Rdzeń eksperymentalnego układu do pomiarów oBSE pozostaje taki sam jak w przypadku eksperymentu RF NMOR opisanego w rozdziale 2. (komórka z ^{85}Rb , patrz rysunek 3.1). W układzie stosowana jest wiązka pompująca, którą wytwarza się przez podział wiązki pierwotnej i odpowiednią modulację powstałej w ten sposób dodatkowej wiązki. Układ optyczny wiązki próbki oraz konfiguracja ekranów magnetycznych pozostają niezmienione. Kompensacja stałych pól resztkowych prowadzona jest również w ten sam sposób.

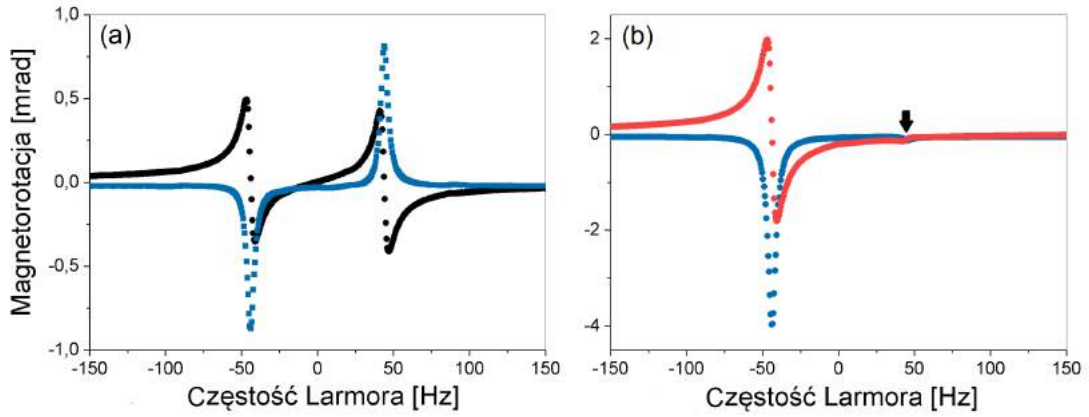
Bardzo istotną różnicą pomiędzy eksperymentem RF NMOR a eksperymentem opisywanym w niniejszym rozdziale jest kierunek wiodącego pola magnetycznego, który jest w tym przypadku równoległy do osi z . Oś ta jest jednocześnie kierunkiem propagacji wiązek światła (konfiguracja Faradaya [67]). Eksperymenty z nieliniowym efektem magnetoptycznym w geometrii faradayowskiej zostały opisane między innymi w pracach [68, 69, 70, 71].

Wiązka światła (linia $D1$, dostrojenie w pobliżu przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 2$) dzielona jest na dwie części, z których każda pełni inną rolę. Ponieważ w doświadczeniach z pompowaniem optycznym w komórkach z pokryciem parafinowym oddziaływanie z wiązkami świetlnymi uśrednia się po całej objętości komórki, wiązki pompująca i próbkująca nie muszą być współliniowe, a nawet nie muszą się przecinać. Również efektywna częstość Rabiego pól optycznych używanych w eksperymencie w całości charakteryzowana jest przez średnią moc w całej objętości komórki i nie ma znaczenia rozkład przestrzenny tych pól (efekt ten został pokazany na przykładzie przesunięcia Starka w pracy [30] i jest opisany w kolejnym rozdziale). Modulowana wiązka pompująca odpowiedzialna jest za cykliczne wytwarzanie orientacji spinowej (synchroniczne pompowanie optyczne [72]). W eksperymencie porównywane są dwie metody modulacji. W wariancie AMOR (ang. *Amplitude Modulated Optical Rotation* [73, 74]) realizowana jest natężeniowa modulacja przy użyciu modulatora akustooptycznego (AOM). Sytuacja ta odpowiada standardowemu przypadkowi wzbudzania rezonansu polem oscylującym. W drugim wariancie modulacja wiązki pompującej polega na obrocie polaryzacji liniowej. Wirujące pole wytwarzane jest przy pomocy spolaryzowanej liniowo wiązki przechodzącej przez modulator elektrooptyczny (EOM), nazywany także komórką Pockelsa. Więcej na temat metod wytwarzania wirującej polaryzacji napisano w dodatku E.

Do obserwacji ewolucji układu atomowego w stałym polu magnetycznym używana jest spolaryzowana liniowo, słaba wiązka próbkująca. W trakcie pomiaru przemiatana jest częstość modulacji pola pompującego ω bądź też częstotliwość Larmora Ω_0 , związana z natężeniem pola wiodącego. Otrzymywany sygnał zmienny jest demodulowany przy użyciu detektora fazoczułego. W związku z symetrią obrotową liniowej polaryzacji rezonans pojawia się wtedy na podwójnej częstości modulacji pola wiodącego B_z , $\omega_r = 2\Omega_0$. Szczegóły dotyczące innego niż w poprzednim rozdziale mechanizmu wytwarzania koherencji odpowiedzialnej za sygnał magnetorotacji przedstawione zostaną w podrozdziale dedykowanym podejściu numerycznemu do problemu oBSE (sekcja 3.3).

Główna cecha obserwowanych rezonansów, czyli podwójna struktura w przypadku pola oscylującego oraz pojedyncza dla pola wirującego (patrz rysunek 3.2), pozostaje taka sama jak w przypadku rezonansów typu RF NMOR. Warto jednak zauważyć, że w przypadku modulacji pola optycznego, zależnościami fazowymi sygnałów rezonansowych można łatwo sterować zmieniając kąt δ pomiędzy kierunkami polaryzacji wiązek pompującej i próbkującej². W szczególnym przypadku, gdy

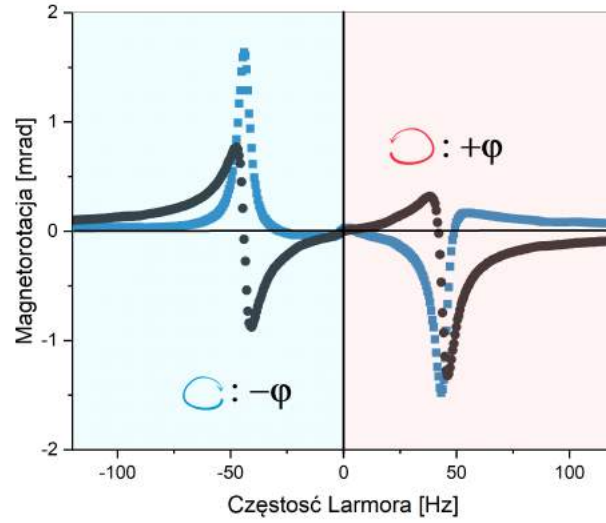
²W przypadku wiązki pompującej, której polaryzacja się obraca, chodzi o jej polaryzację po-



Rysunek 3.2: Mierzone sygnały doświadczalne. Sygnał NMOR w fazie (czarny/czerwony) oraz w kwadraturze (niebieski) wygenerowany polem oscylującym (a) oraz wirującym (b). W trakcie pomiaru częstość $\omega/2\pi \approx 25$ Hz jest stała, skanowana jest natomiast amplituda pola w kierunku z (Ω_0). Czarną strzałką zaznaczono sygnał resztkowy na częstości przeciwnej do tej pobudzanej polem wirującym. Jest on w przeciwfazie do sygnału generowanego na tej częstości polem oscylującym.

polaryzacje wiązek są wzajemnie ortogonalne lub równoległe, sygnały dla wariantu z wiązką oscylującą są symetryczne bądź antysymetryczne względem $\Omega_0 = 0$. W każdym innym przypadku symetria ta jest łamana i fazy rezonansu mają przeciwny znak $\varphi(-\Omega_r) = -\varphi(\Omega_r) = \delta$ (rysunek 3.3). Jest to związane z kierunkiem precesji spinów pod wpływem wiodącego pola magnetycznego, a zatem także tej składowej kołowej polaryzacji wiązki pompującej, która jest z tym polem w rezonansie. Kierunek ten definiuje znak $\pm$ fazy początkowej obserwowanych za pomocą detektora *lock-in* krzywych rezonansowych.

W przypadku rezonansu indukowanego wiązką wirującą istnieje bardzo niewielki sygnał resztkowy na częstości przeciwnej to tej pobudzanej rotującą polaryzacją [sygnał został zaznaczony na rysunku 3.2 (b)]. Jego pochodzenie wynika prawdopodobnie z wybranej metody modulacyjnej, której szczegóły są opisane w dodatku E. Początkowo rozważano też hipotezę, że niewielki sygnał jest wynikiem zderzeniowej wymiany spinów pomiędzy atomami w różnych stanach nadsubtelnych. Te stany ($F = 2, 3$) mają przeciwne znaki czynników Landégo, a więc nawet jeśli główny rezonans jest obserwowany na częstości Ω_r , to zderzenia, podczas których dochodzi do wymiany spinów mogłyby tworzyć sytuację, w której część atomów jest w rezonansie z częstością $-\Omega_r$. Hipoteza ta została jednak wykluczona poprzez zwiększenie temperatury.



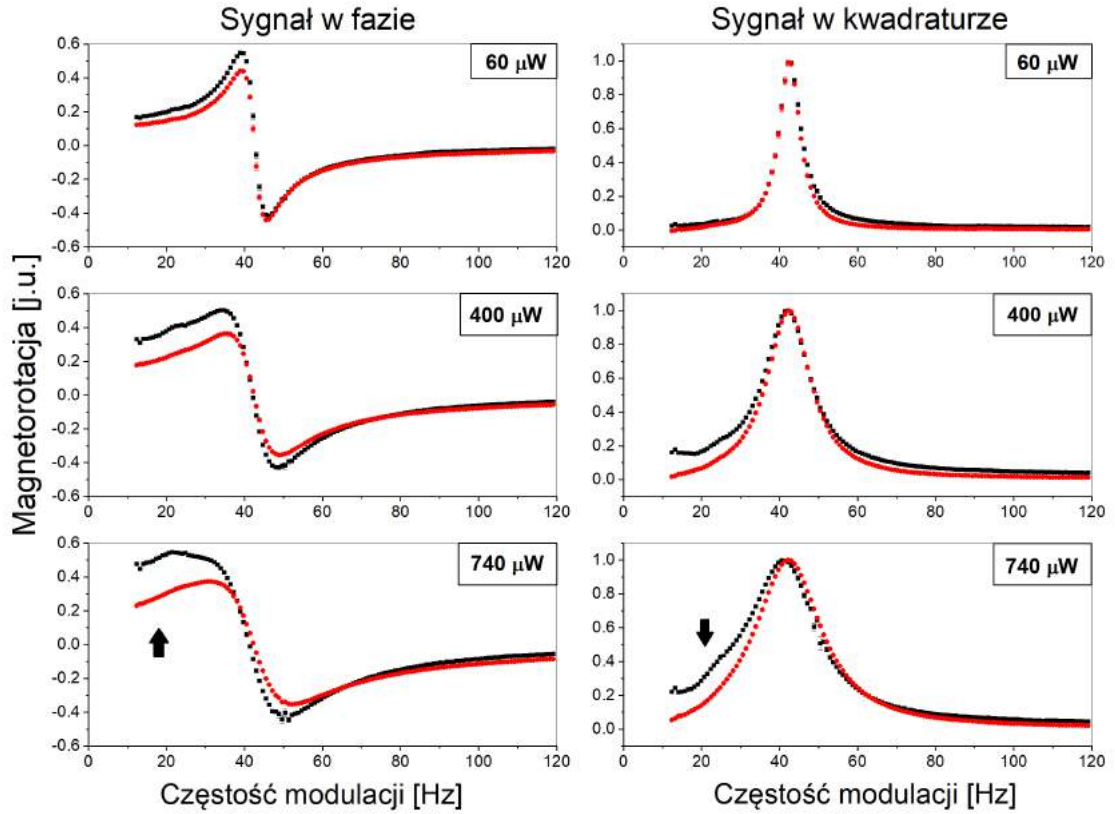
Rysunek 3.3: Asymetria sygnałów AMOR związana z różnymi orientacjami przestrzennymi polaryzacji wiązki pompującej i próbującej. Względna faza pomiędzy kierunkiem polaryzacji wiązki pompującej i próbującej powoduje złamanie symetrii pomiędzy sygnałami na częstości Ω_r oraz $-\Omega_r$. W tym przypadku kąt pomiędzy polaryzacjami początkowymi obu wiązek jest równy $\delta = 15^\circ$.

peratury komórki z atomami (a zatem zwiększenie częstości kolizji między atomami). Nie zaobserwowano tendencji wzrostowej resztkowego pików w tym przypadku.

Ważną różnicą pomiędzy eksperymentem w wariacie RF NMOR (rozdział 2.) oraz eksperymentem opisywanym w niniejszym rozdziale jest zwiększona amplituda sygnału rezonansowego pobudzanego wiązką z wirującą polaryzacją w stosunku do amplitudy sygnału AMOR. Ma to związek z tym, że dla układu z wirującą polaryzacją efektywność pompowania jest optymalna, gdyż polaryzacja ciągle śledzi dynamicznie ewoluujący w polu magnetycznym stan napompowania. W przypadku modulacji natężeniowej, nawet jeżeli średnia moc wiązki pompującej jest taka sama jak w przypadku wirującej polaryzacji, czas pompowania zgodnego w fazie z ewolucją w polu magnetycznym, jest znacznie krótszy i przez to amplituda otrzymanego sygnału jest mniejsza.

Podobnie jak w poprzednim rozdziale, analiza efektu przesunięcia Blocha–Siegerta dokonana zostanie na krzywych rezonansowych zbieranych dla stałej wartości wiodącego pola magnetycznego – częstości Ω_0 , a przy skanowanej częstości modulacji własności optycznych (ω).

Na rysunku 3.4 przedstawiono krzywe rezonansowe w fazie i kwadraturze trzech



Rysunek 3.4: Zmierzone sygnały amplitudy rotacji polaryzacji generowane modulowanym polem optycznym. Sygnały w fazie i kwadraturze dla rezonansów wygenerowanych polem oscylującym (czarne kwadraty) oraz polem wirującym (czerwone kropki) przedstawione są dla trzech różnych mocy wiązki pompującej (wskazanych w prawym górnym rogu). W podanej skali błąd statystyczny (5 powtórzeń każdego skanu) jest przeważnie mniejszy niż rozmiar punktów pomiarowych. Strzałkami zaznaczono resztkowe sygnały na częstotliwości $\omega_r/2$.

różnych mocy wiązki pompującej. Aby móc porównać ze sobą kształty sygnałów dla obydwu metod zostały one znormalizowane do amplitudy każdego z nich. Amplituda rozumiana jest jako maksimum z $R = \sqrt{X^2 + Y^2}$ [gdzie X i Y dane są wzorem (1.3)]. Zauważyć można, że amplituda sygnału w kwadraturze jest nieznacznie większa niż amplituda sygnału w fazie. W szczególności jest to widoczne dla rezonansów generowanych polem wirującym, z uwagi na brak zaburzenia nierezonansowym przyczynkiem. Więcej na ten temat znajduje się w sekcji 3.4.

Widać wyraźną różnicę pomiędzy sygnałami generowanymi polem oscylującym (czarne kwadraty) i wirującym (czerwone kropki). Pierwsze z nich wykazują znaczną asymetrię ze względu na obecność drugiej składowej kreowanej polem optycznym

o przeciwnej skrętności. Aby móc porównać kształty sygnałów o różnych amplitudach zostały one unormowane do maksimum skręcenia. Na wykresach zaobserwować można, że sygnały ulegają poszerzeniu wraz ze zwiększającą się mocą wiązki pompującej. Dla silnych pól modulowanych, widać również niewielkie przyczynki od rezonansów na częstościach $\omega_r/2$. Ich obecność związana jest z niedoskonałą kompensacją pól resztkowych, a co za tym idzie, kątem pomiędzy wektorem wypadkowego pola magnetycznego a wybranym kierunkiem kwantyzacji $\alpha \neq \pi/2$. Pojawia się wtedy możliwość mieszania stanów m_F i oddziaływania rezonansowego na częstościach subharmonicznych.

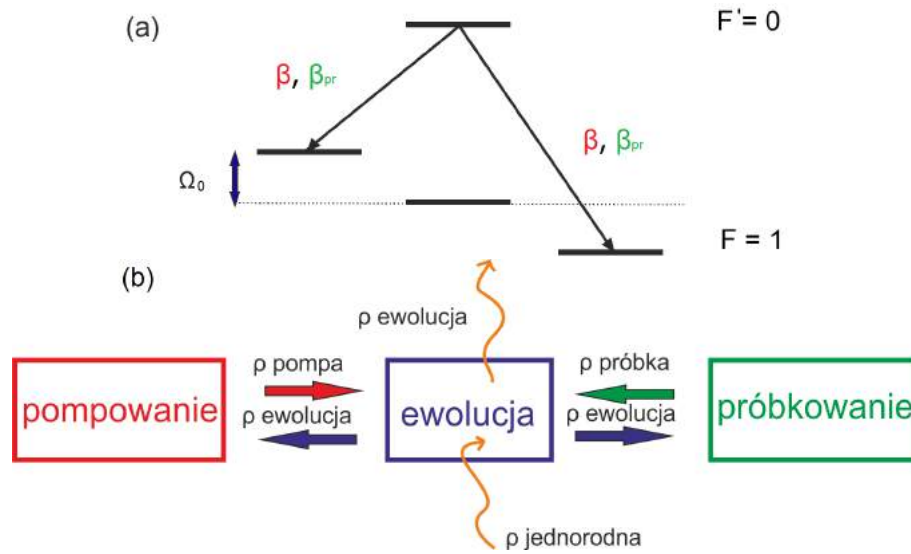
3.3 Model teoretyczny i obliczenia numeryczne

Jak pokazano w poprzednim rozdziale, istnieje możliwość obliczenia sygnałów skręcenia płaszczyzny polaryzacji w oparciu o rozwiązania równań różniczkowych opisujących czasową ewolucję macierzy gęstości systemu atomowego. Podobnie jak wcześniej i w tym przypadku ograniczono się do przyjęcia przybliżonego modelu atomu ze stanem podstawowym $F = 1$ i stanem wzbudzonym $F' = 0$ [rysunek 3.5 (a)]. Starano się również jak najdokładniej odzwierciedlić sytuację panującą w komórce z pokryciem parafinowym, w której atomy oddziałują z dwiema wiązkami światła. W tym celu wprowadzono podział na trzy obszary: obszar silnej wiązki – obszar pompowania, obszar ewolucji, gdzie atomy swobodnie ewoluują w polu magnetycznym bez światła oraz obszar próbkowania – obszar słabej wiązki [schemat obszarów na rysunku 3.5 (b)]. Dla uproszczenia przyjęto, że relaksacja i repopulacja zachodzi tylko w obszarze ewolucji (jako że w eksperymencie jest to obszar największy i zawiera ściany komórki, z którymi zderzenia są głównym źródłem relaksacji w układzie). Przyjęto również, że przejście między obszarami pompowania i próbkowania może zachodzić jedynie pośrednio, przez obszar ewolucji (nieprzekrywanie się wiązek).

Model z trzema obszarami pozwala na rozpatrywanie każdego z nich z osobna. Oddziaływanie pomiędzy obszarami uwzględniane jest w równaniach różniczkowych poprzez macierze relaksacji (Υ) i repopulacji (Λ), które są omawiane poniżej. Hamiltonian obszaru ewolucji:

$$H_{\text{ewolucja}} = H_0 + H_B, \quad (3.1)$$

w obszarze tym nie ma światła. Części atomowa hamiltonianu H_0 oraz oddziaływania z polem magnetycznym H_B w bazie $|F, m_F\rangle$ i dla osi kwantyzacji wzdłuż propaga-



Rysunek 3.5: Model symulowanego układu. (a) Schemat poziomów energetycznych branych pod uwagę w symulacji. Strzałki oznaczają sprzężenia podpoziomów zeemanskich ze stanem wzbudzonym w niezerowym, stałym polu magnetycznym (częstość Larmora związana z tym polem - Ω_0) wytwarzanych i próbkowanych kolejno przez wiązki pompującą (częstość Rabiego - β) i próbkującą (częstość Rabiego - β_{pr}). (b) Koncepcja trzech obszarów - model komórki z pokryciem parafinowym. Strzałkami zaznaczono kierunki przepływu atomów (w formie macierzy gęstości całej ich grupy). $\rho_{jednorodna}$ to macierz gęstości związana z dopływem niespolaryzowanych atomów. Pozostałe macierze gęstości (ρ_{pompa} , $\rho_{ewolucja}$ oraz $\rho_{próbka}$) odpowiadają kolejno rozważanym obszarom.

cji wiązki, równoległej także do kierunku stałego pola wiodącego (oś z) przyjmują postać

$$H_0 = \hbar\omega_0 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$$H_B = \hbar\Omega_0 \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (3.2)$$

gdzie ω_0 jest częstością atomowego przejścia optycznego. Zarówno w obszarze próbkowania, jak i w obszarze pompowania potrzebne jest zastosowanie przybliżenia wirującej fali (RWA) w dziedzinie częstości optycznych. W obszarze wiązki próbkującej hamiltonian przyjmuje postać

$$H_{próbka} = H_B + H_{RWA, próbka}, \quad (3.3)$$

przy czym

$$H_{RWA, próbka} = \hbar \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \beta_{pr}/2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\beta_{pr}/2 \\ \beta_{pr}/2 & 0 & -\beta_{pr}/2 & \Delta_{pr} \end{bmatrix}, \quad (3.4)$$

$\Delta_{pr} = \omega_0 - \Omega_{pr}$ jest odstrojeniem częstości wiązki próbkującej od przejścia atomowego, β_{pr} - optyczną częstością Rabięgo tej wiązki. Analogicznie w obszarze wiązki pompującej hamiltonian dany jest przez

$$H_{pompa} = H_B + H_{RWA, pompa}. \quad (3.5)$$

Postać części hamiltonianu $H_{RWA, pompa}$ zależy od tego, który parametr światła pompującego jest modulowany. Dla modulacji natężeniowej z częstością modulacji ω , $H_{RWA, pompa}$ przyjmuje formę

$$H_{RWA, pompa}^{AMOR} = \hbar \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \beta|\cos(\omega t/2)|/2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\beta|\cos(\omega t/2)|/2 \\ \beta|\cos(\omega t/2)|/2 & 0 & -\beta|\cos(\omega t/2)|/2 & \Delta \end{bmatrix}, \quad (3.6)$$

$\Delta = \omega_0 - \Omega$ jest odstrojeniem częstotliwości wiązki pompującej od przejścia atomowego, β - optyczną częstotścią Rabiego tej wiązki. Dla liniowej polaryzacji wirującej z częstotścią ω postać hamiltonianu jest następująca

$$H_{RWA, pompa}^{ROT} = \hbar \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \beta/2\sqrt{2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\beta \exp(i\omega t)/2\sqrt{2} \\ \beta/2\sqrt{2} & 0 & -\beta \exp(i\omega t)/2\sqrt{2} & \Delta \end{bmatrix}. \quad (3.7)$$

W równaniach (3.6) oraz (3.7) uwzględniono równość średniej mocy wiązek światła, tak, żeby można było porównać wyniki numeryczne z eksperymentalnymi. Stąd współczynnik $1/\sqrt{2}$ w wyrażeniu na $H_{RWA, pompa}^{ROT}$.

Ewolucja macierzy gęstości dla każdego obszaru z osobna dana jest równaniem Liouville'a

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [H, \rho] - i\hbar \{\Upsilon, \rho\} + i\hbar \Lambda. \quad (3.8)$$

Macierze relaksacji dla poszczególnych obszarów przyjmują postaci:

$$\Upsilon_{ewolucja} = \begin{bmatrix} \Gamma + 2\Gamma'' & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Gamma + 2\Gamma'' & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma + 2\Gamma'' & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Gamma + 2\Gamma'' + \Gamma_e \end{bmatrix}, \quad (3.9)$$

$$\Upsilon_{próbka} = \Upsilon_{pompa} = \begin{bmatrix} \Gamma' & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Gamma' & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma' & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Gamma' + \Gamma_e \end{bmatrix}, \quad (3.10)$$

Γ_e jest stałą relaksacji ze stanu wzbudzonego, Γ jest stałą jednorodnej repopulacji, Γ'' stałą relaksacji z obszaru nieoświetlonego (odwrotnością czasu życia w obszarze ewolucji), zaś Γ' stałą relaksacji z obszaru oświetlonego (z wiązką pompującą lub wiązką próbkującą, obszary te mają ten sam rozmiar i geometrię, dlatego ich współczynniki relaksacji związane z przemieszczaniem się atomów między obszarami są tożsame). Macierz repopulacji w obszarze ewolucji dana jest przez

$$\Lambda_{ewolucja} = \Gamma'(\rho_{pompa} + \rho_{próbka}) + (\Gamma + \Gamma_e \rho_{ewolucja}^{00}) \rho_{jednorodna}, \quad (3.11)$$

gdzie ρ^{00} jest populacją stanu wzbudzonego, $\rho_{jednorodna}$ jest macierzą gęstości nie-

spolaryzowanych atomów, a jej postać to

$$\rho_{jednorodna} = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.12)$$

Analogicznie macierze repopulacji w dwóch pozostałych obszarach:

$$\Lambda_{próbka} = \Gamma'' \rho_{ewolucja} + (\Gamma + \Gamma_e \rho_{próbka}^{00}) \rho_{jednorodna}, \quad (3.13)$$

$$\Lambda_{pompa} = \Gamma'' \rho_{ewolucja} + (\Gamma + \Gamma_e \rho_{pompa}^{00}) \rho_{jednorodna}. \quad (3.14)$$

Stałe relaksacji Γ' , Γ'' można powiązać z czasem przelotu atomu przez te obszary. Ze względu na rozmiar komórki (10 cm) w stosunku do promienia wiązki światła ($\propto 1$ mm) $\Gamma''/\Gamma' = 10^2$.

Wyniki numeryczne układu równań zdefiniowanych przez (3.8) dla każdego obszaru z osobna pozwalają na wyznaczenie obserwabli eksperymentu, a w szczególności skrócenia płaszczyzny polaryzacji ϕ światła przechodzącego przez atomy (w obszarze próbkowania). Kąt skrócenia został wyliczony zgodnie z definicją z sekcji 2.3.1 i dany jest wzorem

$$\phi = -\frac{n\Gamma_e\lambda^2\text{Re}(\rho_{próbka}^{-1e} + \rho_{próbka}^{1e})}{4\sqrt{2}\pi\beta_{pr}}, \quad (3.15)$$

(n - koncentracja atomów, $\lambda = 2\pi/\Omega_{pr}$ - długość fali światła próbkującego).

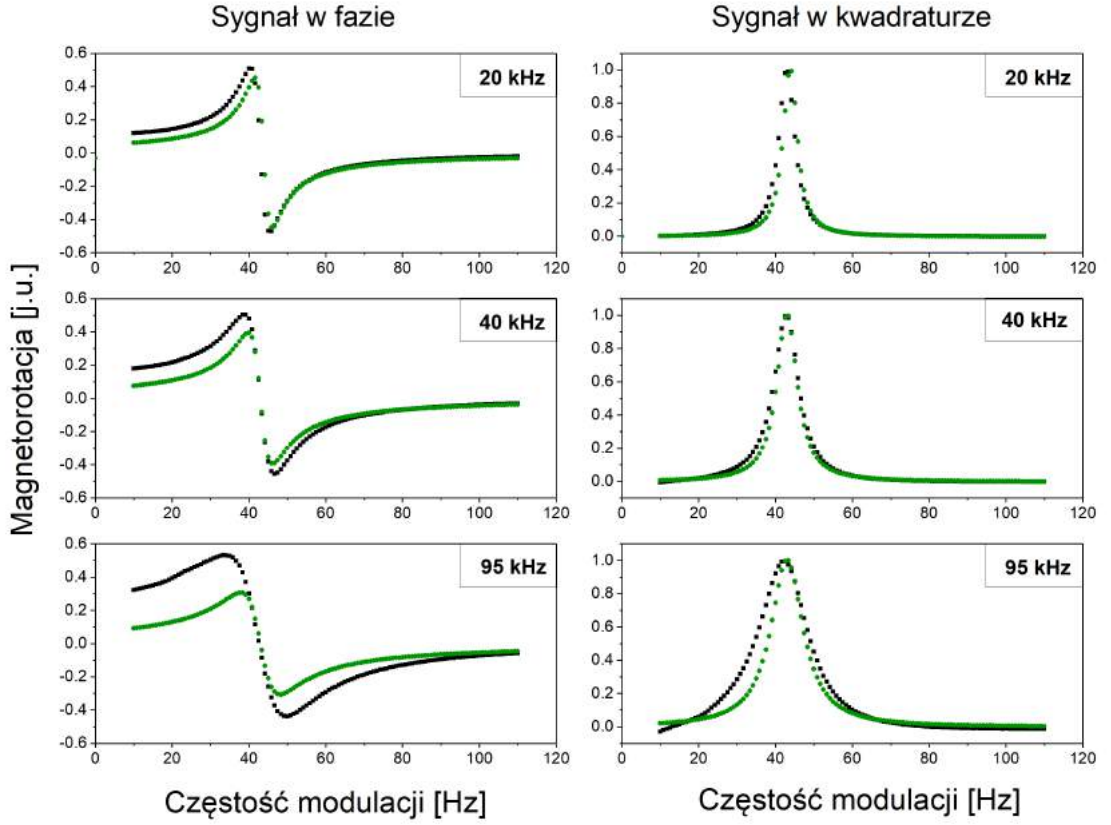
Tym razem obserwabla ϕ jest proporcjonalna do rzeczywistej części sumy koherencji optycznych związanych z wiązką próbkującą. Różnica we wzorze na kąt skrócenia płaszczyzny polaryzacji wynika z odmiennej niż w rozdziale 2. polaryzacji wiązki próbkującej. W układzie eksperymentalnym polaryzacja próbki zorientowana była wzdłuż osi x ($\phi = \epsilon = 0$), a nie y , a zatem wzór (2.27) na kąt skrócenia uległ zmianie:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\omega}{E_0c} \sec 2\epsilon [\cos \phi (P_1 \sin \epsilon + P_4 \cos \epsilon) - \sin \phi (P_2 \cos \epsilon - P_3 \sin \epsilon)] = \frac{2\pi\omega}{E_0c} P_4. \quad (3.16)$$

W konsekwencji, przyrównać należy do siebie inne wyrażenia z równań (2.26) i (2.32)

$$P_3 - iP_4 = i\frac{\sqrt{2}n||d||}{\sqrt{3}}(\rho_{próbka}^{-1e} + \rho_{próbka}^{1e}) \Rightarrow P_4 = -\frac{\sqrt{2}n||d||}{\sqrt{3}}\text{Re}(\rho_{próbka}^{-1e} + \rho_{próbka}^{1e}). \quad (3.17)$$

Ostatecznie skrócenie płaszczyzny polaryzacji dane jest wzorem (3.15). Numerycznie otrzymany wynik jest następnie całkowany numerycznie [równanie (1.2)]. Obliczenia wykonano dla częstości modulacji z zakresu bliskiego częstości Larmora, a także dla różnych parametrów częstości Rabiego wiązki pompującej. Wyniki zaprezentowano na rysunku 3.6.



Rysunek 3.6: Numeryczne sygnały eksperymentu AMOR/z rotującą polaryzacją. Sygnały w fazie i kwadraturze dla rezonansów wygenerowanych polem oscylującym (czarne kwadraty) oraz polem wirującym (zielone kropki) dla trzech różnych wartości częstości Rabiego wiązki pompującej (wskazanych w prawym górnym rogu). Aby móc porównać ze sobą kształty sygnałów dla obydwu metod zostały one znormalizowane do amplitudy każdego z nich, tak jak na rysunku 3.4.

3.4 Interpretacja wyników

Tak jak poprzednio, również w tym rozdziale przesunięcie Blocha–Siegerta zdefiniowane jest jako różnica położenia rezonansu dla dwóch prezentowanych typów modulacji:

$$\Delta\omega = \omega_r^{rot} - \omega_r^{lin}. \quad (3.18)$$

Wyznaczenie położenia wiąże się z dopasowaniem odpowiednich krzywych rezonansowych, co w niniejszym przypadku nie jest tak dużym wyzwaniem jak w przypadku mBSE, ponieważ nie występuje tutaj efekt Majorany [57, 59]. Na częstości modulacji $\omega_r = 2\Omega_0$ kreowana jest ramanowska koherencja wyłącznie pomiędzy sta-

nami o $\Delta m_F = 2$.³ Mamy więc do czynienia ze zjawiskiem quasi dwupoziomowym, podczas gdy dla mBSE występował efekt sprzęgania pomiędzy trzema poziomami. W związku z brakiem interferencji procesów jedno- i wielofotonowych kształt krzywych rezonansowych można przybliżyć krzywymi lorentzowskimi, pamiętając przy tym, że efekty nasycenia i poszerzenia mocą są ukryte w parametrach dopasowania [A , Γ ze wzoru (1.3)]. Należy także mieć na uwadze, że dobra zgodność kształtów rezonansów w fazie i w kwadraturze z krzywą dyspersyjną i absorpcyjną, tak jak w przypadku krzywych RF NMOR, jest możliwa jedynie w reżimie słabych pól wzbudzających (w tym wariancie eksperymentu – niewielkich mocy wiązki pompującej). Dla większych mocy obserwowane są różne amplitudy (rozumiane jako maksimum) sygnałów magnetorotacji w fazie i kwadraturze w większości przypadków sygnałów prezentowanych w niniejszym rozdziale (wykresy 3.4 i 3.6), analogicznie jak w eksperymencie RF NMOR. Więcej na temat kształtów sygnałów rezonansowych przeczytać można w dodatku F niniejszej rozprawy.

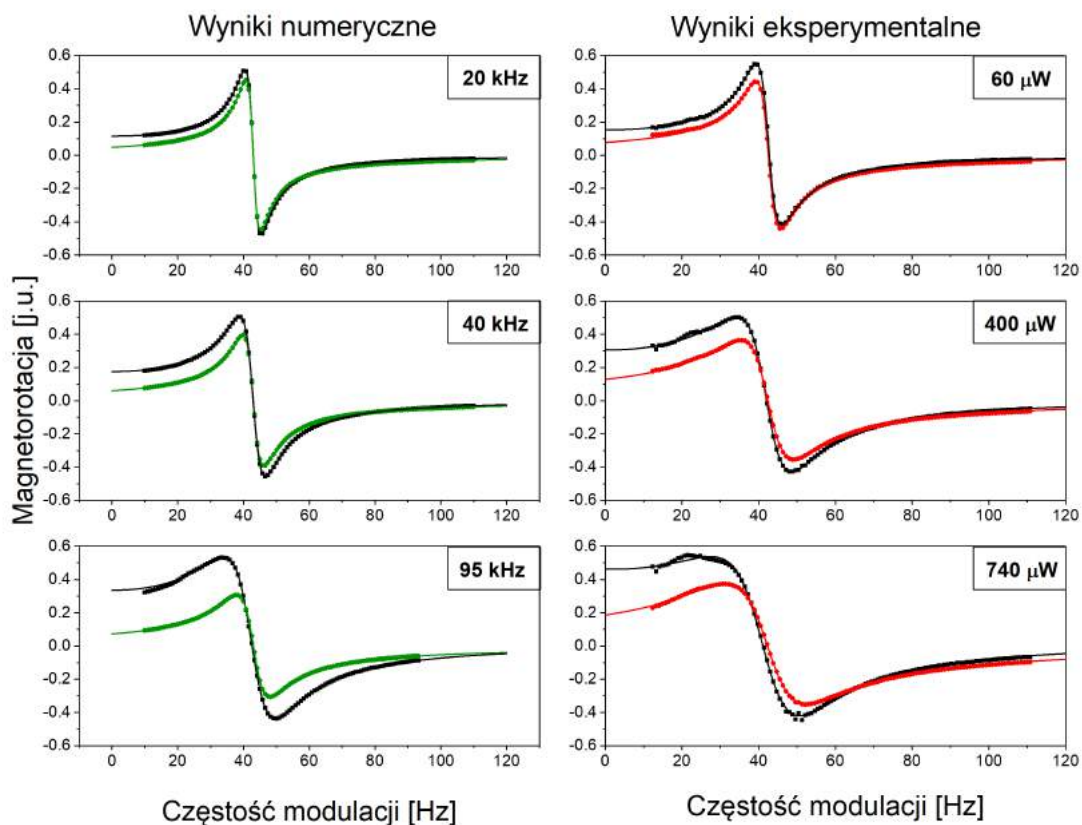
Postaci funkcji wykorzystanych do dopasowania dane są przez

$$\begin{aligned}\bar{\phi}_p^{rot}(\omega) &= \sin\theta \cdot L(\omega) + \cos\theta \cdot D(\omega), \\ \bar{\phi}_p^{lin}(\omega) &= \sin\theta \cdot L(\omega) + \cos\theta \cdot D(\omega) - \sin\theta \cdot L(-\omega) + \cos\theta \cdot D(-\omega),\end{aligned}\quad (3.19)$$

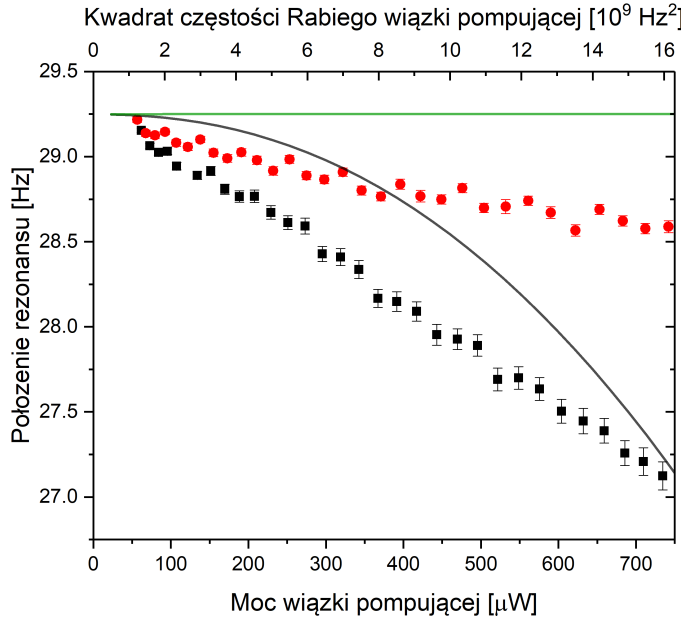
gdzie $D(\omega)$ i $L(\omega)$ to krzywa dyspersyjna i absorpcyjna zdefiniowane w równaniu (1.3), a θ jest kątem mieszania. W dopasowaniu nie uwzględniono niewielkiego przyczynka na częstotliwości $\omega_r/2$ (omówionego w rozdziale 2.), ale dopuszczono możliwość mieszania fazy składowych w fazie oraz w kwadraturze.

Rysunek 3.7 przedstawia dane eksperymentalne oraz numeryczne wraz z dopasowaniem do nich modelem z równania (3.4) (sygnały w fazie $\bar{\phi}_p$). Przy dokładnym porównaniu sygnałów wygenerowanych z obliczeń numerycznych z obserwowanymi w doświadczeniu (sygnały w fazie z modulacją wiązki pompującej) ważną kwestią staje się uzgodnienie zakresu parametrów dla równań numerycznych. W eksperymencie wartością mierzoną jest średnia moc wiązki pompującej, podczas gdy parametrem zadany w symulacjach jest częstość Rabiego tej wiązki. Zależność pomiędzy tymi dwiema wielkościami nie jest oczywista z uwagi na duże uproszczenie modelu rzeczywistych warunków doświadczalnych. Przyjęto, że moc średnia wiązki świetlnej $\bar{P}$ jest równoważna kwadratowi częstości Rabiego β^2 , $\bar{P} \propto \beta^2$ i tak dobrano zakres parametrów numerycznych, aby zaobserwować takie same zmiany amplitudy sygnału

³Dla dużej mocy wiązki i dla $F > 1$ mogą powstawać również koherencje wielofotonowe z $\Delta m_F = 4, 6, \dots$ oraz warunkiem rezonansu $\omega_r = \Delta m_F \Omega_0$ [70].



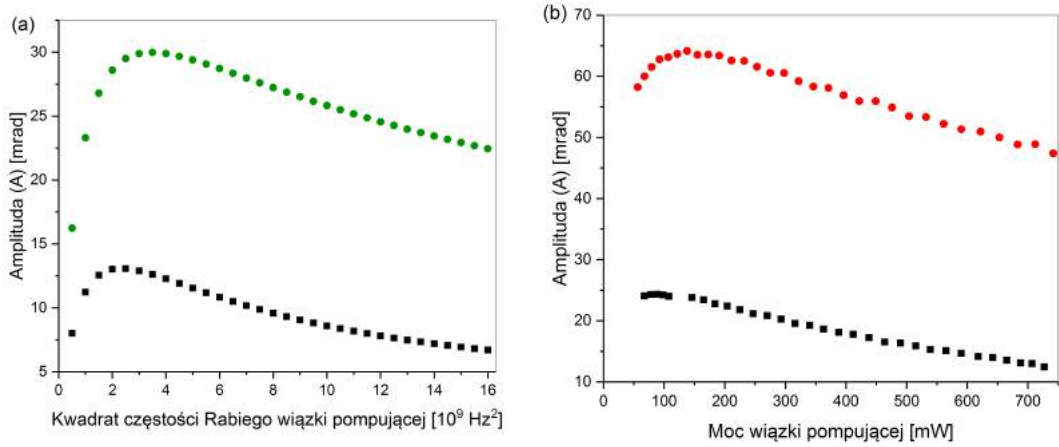
Rysunek 3.7: Porównanie obliczeń numerycznych oraz sygnałów eksperymentalnych. Sygnały w fazie wraz z dopasowaniem dla rezonansów wygenerowanych polem oscylującym (czarne kwadraty) oraz polem wirującym (zielone lub czerwone kropki) dla trzech różnych częstości Rabiego wiązki pompującej wskazanych w prawym górnym rogu w przypadku wyników numerycznych. W przypadku danych eksperymentalnych krzywe oznaczone są zmierzoną mocą średnią wiązki pompującej. Aby móc porównać ze sobą kształty sygnałów dla obydwu metod ($\bar{\phi}_p^{rot}$ versus $\bar{\phi}_p^{lin}$) zostały one znormalizowane do amplitudy każdego z nich.



Rysunek 3.8: Położenie rezonansu w funkcji mocy wiązki pompującej. Numerycznie (linie ciągłe) oraz eksperymentalnie (punkty) wyznaczone położenie rezonansu w funkcji mocy wiązki pompującej dla sygnałów generowanych polem wirującym (kolor zielony/czerwony) oraz polem oscylującym (kolor czarny). Dane otrzymano dla odstrojenia lasera $\Delta \approx -500$ MHz oraz $\Omega_0/\pi \approx 29$ Hz.

rezonansu (3 dB) w symulacjach, jak i w eksperymentalnych rezonansach magnetorotacyjnych indukowanych oscylującym polem optycznym (wariant AMOR). Na rysunku 3.8 przedstawiono wyniki dopasowania zależności położenia rezonansu od mocy wiązki pompującej (eksperyment) oraz kwadratu częstości Rabiego wiązki pompującej (numeryka) dla $\Omega_0/\pi = 29$ Hz, a na rysunku 3.9 odpowiednie zależności amplitudy sygnałów symulowanych i mierzonych.

Jak widać z rysunku 3.8, zależność położenia rezonansów od mocy wiązki pompującej jest bliska liniowej, podczas gdy z obliczeń numerycznych oczekujemy zależności kwadratowej dla pola oscylującego i nie oczekujemy żadnej zależności (stała wartość) w funkcji pola rotującego. Wydaje się, że za tę rozbieżność odpowiedzialny jest dynamiczny efekt Starka, związany z odstrojeniem lasera od przejścia optycznego. To wspomniane w rozdziale 1. zjawisko powoduje przesunięcie poziomów energetycznych zależne od mocy wiązki światła i od jej odstrojenia od rezonansu z przejściem atomowym. Należy jednak pamiętać, że wzór (1.15) na *light shift* jest jedynie przybliżeniem w szczególnym przypadku atomu dwupoziomowego sprzęganego światłem daleko odstrojonym od przejścia optycznego.



Rysunek 3.9: Dobór zakresu badanych parametrów. Spadek amplitudy o 3 dB jako wyznacznik równoważności kwadratu częstości Rabiego oraz mocy wiązki pompującej kolejno w symulacjach (a) oraz w eksperymencie (b).

Istnieje kilka istotnych różnic pomiędzy sytuacją odtworzoną numerycznie na podstawie uproszczonego modelu a sytuacją eksperymentalną. Sygnały magnetorotacji mogą być zaobserwowane wtedy, gdy wiązka światła jest w rezonansie z przejściem optycznym, dzięki któremu wytwarzane są koherencje optyczne i zeemanowskie w układzie. Dla modelu numerycznego oznacza to, że dla odstrojeń Δ większych niż $\pm\Gamma_e$ ($\Gamma_e \approx 10 \text{ MHz}/2\pi$) sygnał magnetorotacji znika. W doświadczeniu zakres ten jest rozszerzony przez zjawisko Dopplera do $\Gamma_{Doppler} \approx 1 \text{ GHz}/2\pi$.

Kolejną ważną różnicę pomiędzy obliczeniami numerycznymi a eksperymentem stanowi stopień skomplikowania układu poziomów energetycznych. Dużo bardziej złożona struktura poziomów zeemanowskich rzeczywistego atomu, w którym na sygnał mają również wpływ inne poziomy struktury nadsubtelnej stanu podstawowego, powoduje, że sumaryczny dla tych wszystkich poziomów dynamiczny efekt Starka silnie wpływa na obserwowane sygnały. Dzieje się tak w reżimie dużej mocy wiązki pompującej⁴, czyli w badanym przypadku. Dla rozważanego w symulacjach w pełni symetrycznego układu ze stanem podstawowym $F = 1$ (rysunek 3.5) oraz gdy $\Delta \approx \Gamma_e$ zależność przesunięcia światłem od odstrojenia wiązki dla podpoziomów z $m_F = \pm 1$ dana jest wzorem [75]

$$\Delta\Omega_0^{m_F=\pm 1} = \frac{\zeta I}{\Delta \pm \Omega_0 - i\Gamma_e/2}. \quad (3.20)$$

Ponieważ w tej pracy stosowane są bardzo małe rozszczepienia zeemanowskie ($\Omega_0 \ll \Gamma_e$), każde odstrojenie $\Delta \gg \Omega_0$ (czyli większe niż odstęp pomiędzy podpo-

⁴Wiązka próbkująca z założenia jest słaba, a zatem nie powoduje przesunięć typu *light shift*.

ziomami zeemanowskimi, pomiędzy którymi wytwarza się sprzężenie, tj. pomiędzy $|F = 1, m_F = -1\rangle$ a $|F = 1, m_F = 1\rangle$) powoduje, że różnicowe przesunięcie

$$\Delta\Omega_0 = \Delta\Omega_0^{m_F=+1} - \Delta\Omega_0^{m_F=-1} \quad (3.21)$$

(a tylko takie wpływa na zmianę położenia rezonansu) jest zaniedbywalne względem Γ_e . Innymi słowy, w rozważaniach numerycznych dysponujemy niewystarczającą rozdzielczością w dziedzinie częstości do zaobserwowania dynamicznego efektu Starka.

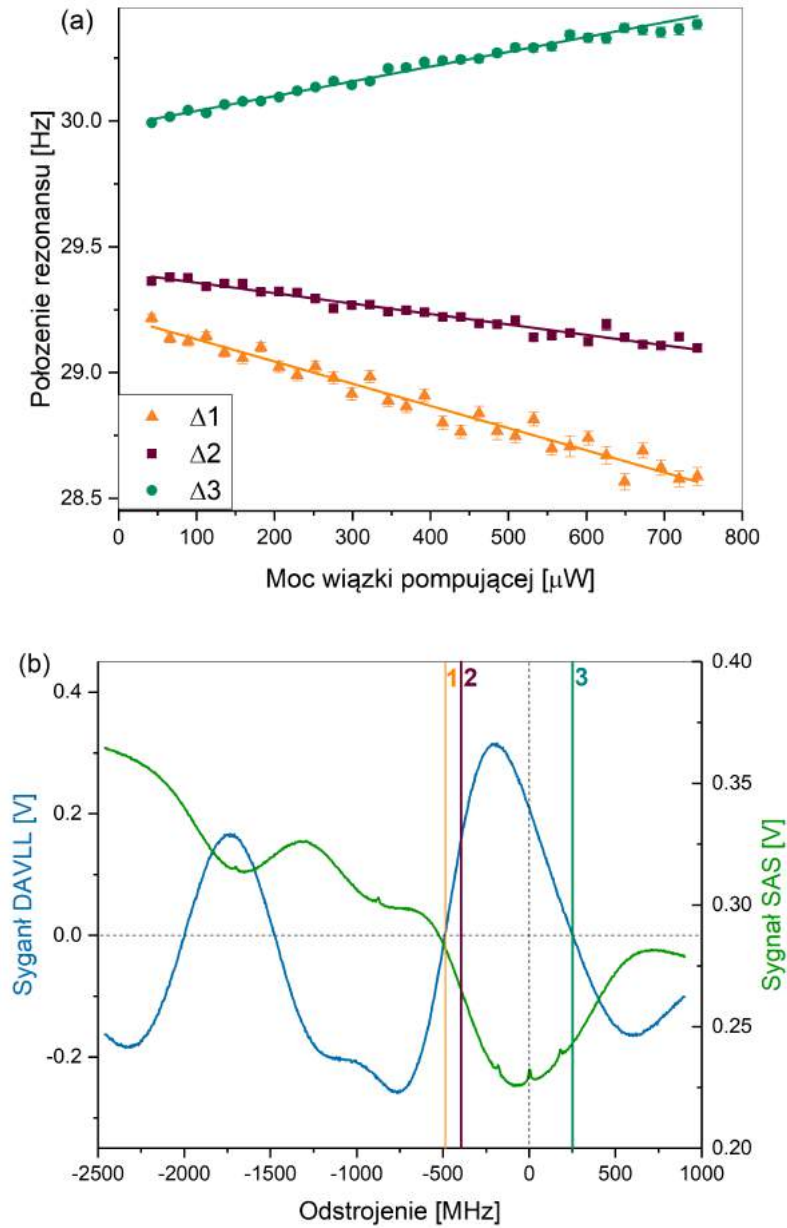
Ostatecznie więc obliczenia numeryczne przeprowadzane były przeważnie⁵ dla braku odstrojenia wiązki od optycznego przejścia, tj. $\Delta = 0$. W eksperymencie natomiast widać wyraźną liniową zależność położenia rezonansu od mocy wiązki pompującej (rysunek 3.10). Po przeprowadzeniu dodatkowych pomiarów dla różnych odstrojeń zależność tą zinterpretowano jako dynamiczny efekt Starka.

Prezentowane na rysunku 3.10 wykresy pokazują, że nachylenie liniowo zmieniającego się przesunięcia w funkcji mocy zależy od odstrojenia, a przy pewnych jego wartościach następuje zmiana znaku tej zależności. Co więcej, do zmiany znaku dochodzi również przy zmianie kierunku pola magnetycznego (nie pokazane na rysunkach). Te obserwacje są zgodne z charakterem dynamicznych przesunięć starkowskich. Efekt ten jednakowo wpływa zarówno na położenia rezonansów generowanych polem wirującym, jak i tych generowanych polem oscylującym, a więc obliczenie przesunięcia różnicowego, zgodnie ze wzorem (3.18), umożliwia analizę „czystego” efektu Blocha–Siegerta.

Brak zbieżności do jednej wartości przesunięcia przy $\bar{P} \rightarrow 0$ [widoczny na rysunku 3.10 (a)] związany jest z niewielkimi, powolnymi dryfami statycznego pola magnetycznego pomiędzy prowadzonymi pomiarami. Pomimo niewielkich przesunięć rzędu ułamków herca, przesunięcie to istotnie może zaburzać pomiar tak subtelny efektu jakim jest przesunięcie Blocha–Siegerta. Dlatego tak ważne jest prowadzenie naprzemiennych pomiarów ze światłem modulowanym natężeniowo i światłem o wirującej polaryzacji.

Z uwagi na charakter oddziaływania optycznego występującego w omawianym eksperymencie/symulacji (sekcja 3.1.1) spodziewanym efektem jest wpływ odstrojenia na efektywną częstość Rabiego wiązki pompującej. Dlatego przeprowadzono odpowiednie symulacje numeryczne oraz pomiary przesunięcia rezonansu w zależności od Δ . Wynika z nich, że faktycznie, w przypadku sygnałów generowanych polem

⁵Wyjątek stanowią dane zaprezentowane na wykresie 3.11 (a).



Rysunek 3.10: Dynamiczny efekt Starka. Wariant eksperymentu z wirującą polaryzacją. (a) Zależność położenia rezonansu od mocy wiązki pompującej dla różnych odstrojeń [zdefiniowanych na wykresie (b)] wraz z dopasowaniem liniowym. Dla $\bar{P} \rightarrow 0$ położenia rezonansu nie zbiegają się do jednej wartości ze względu na powolne dryfy pola magnetycznego pomiędzy pomiarami. (b) Trzy częstotliwości wiązki lasera względem przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 2$ crossover $F' = 3$. Na wykresie zaznaczono je liniami pionowymi oraz kolejnymi numerami.

oscylującym położenie rezonansu silnie zależy od częstości optycznej wiązki pompującej, zaś nie zależy w przypadku pola wirującego [rysunek 3.11 (a)]. Położenie rezonansu w numerycznych sygnałach indukowanych polem oscylującym (dla ustalonego Δ) skaluje się kwadratowo (a nie liniowo) z mocą wiązki [rysunek 3.11 (b)] oraz zanika dla dużych częstości modulacji (dynamiczny efekt Starka jest nie zależy od parametrów modulacji wiązki pompującej). Co więcej, według wyników numerycznych istnieją takie częstości, dla których efekt przesunięcia jest całkowicie zniesiony. W eksperymencie, wartość $\Delta 3$. zaznaczona na rysunku 3.11 (b) jest ewidentnie miejscem w pobliżu takiego dostrojenia, gdyż ponad 70% punktów eksperymentalnych dla tej krzywej leży w granicach błędu na prostej odpowiadającej zerowemu przesunięciu $y = 0$. Na mocy powyższych obserwacji można więc przypisać obserwowane przesunięcie optycznemu zjawisku Blocha–Siegerta.

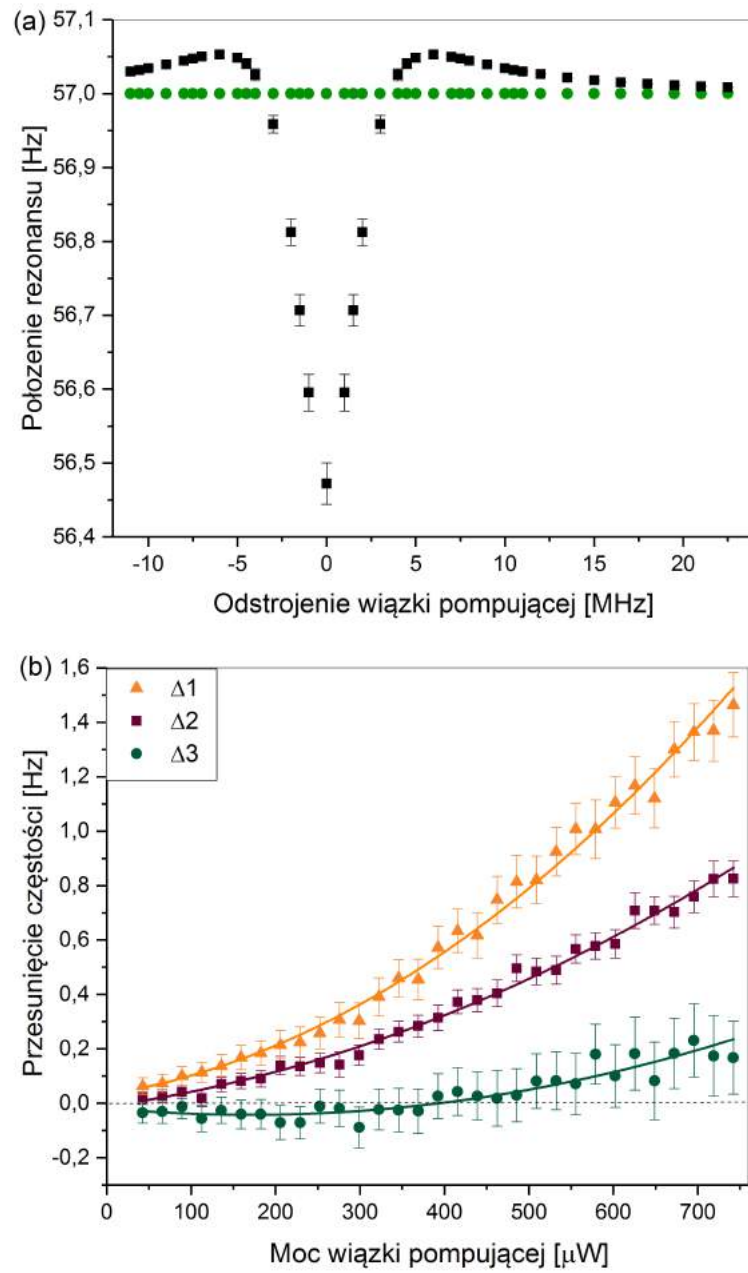
Jak pokazano na rysunku 3.12, przedstawiającym obliczenia numeryczne, również inne parametry krzywych rezonansowych są zależne od dostrojenia lasera, i to w przypadku każdej z metod modulacji. Tak jak przewidywano, manipulacja odstrojeniem zmienia efektywną częstość Rabiiego pola pompującego, a zatem szerokość sygnału, a także jego amplitudę. Powyższe obserwacje jeszcze silniej uzasadniają potrzebę stosowania pomiarów różnicowych i wzoru (3.18) dla oBSE.

Efekty końcowe pomiarów optycznego efektu Blocha–Siegerta przedstawiono na rysunku 3.13. Porównano tam ze sobą wyniki numeryczne oraz różnicowe pomiary przesunięcia dla trzech różnych wartości pól wiodących. Wyniki numeryczne są w wysokiej zgodności z wynikami eksperymentalnymi. Podobnie jak w przypadku magnetycznego efektu Blocha–Siegerta zaobserwowano odwrotnie proporcjonalne skalowanie się efektu wraz z częstością Larmora pola wiodącego. W odróżnieniu od efektu magnetycznego, zależność od mocy wiązki pompującej, a nie od częstości Rabiiego pola pompującego jest kwadratowa. W przypadku oBSE zauważono też skalowanie się efektu wraz z odstrojeniem od rezonansu optycznego wiązki światła użytej w eksperymencie [rysunek 3.11 (b)].

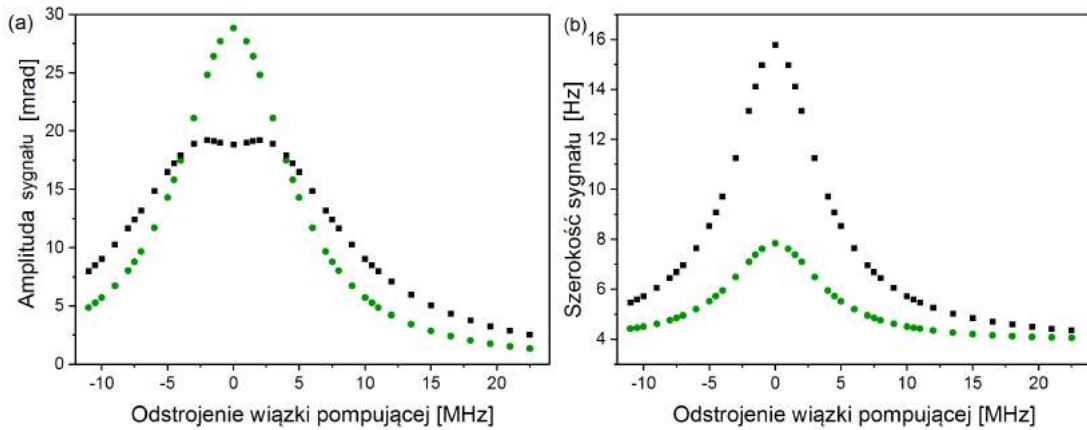
Na podstawie przeprowadzonych obserwacji oraz obliczeń numerycznych przedstawić można empiryczny wzór na całkowite przesunięcie poziomów energetycznych atomu znajdującego się w stałym polu magnetycznym, pobudzanego rezonansowo przez oscylujące pole optyczne (eksperyment AMOR). Składa się ono z przesunięcia wywołanego dynamicznym efektem Starka oraz optycznym efektem Blocha–Siegerta:

$$\Delta E \approx \beta^2 [a_{Stark}(\Delta) + b_{BS}(\Delta) \frac{\beta^2}{\omega}], \quad (3.22)$$

gdzie $a_{Stark}(\Delta = 0) = 0$, w sytuacji gdy brak odstrojenia. Wzór zgodny jest z prze-



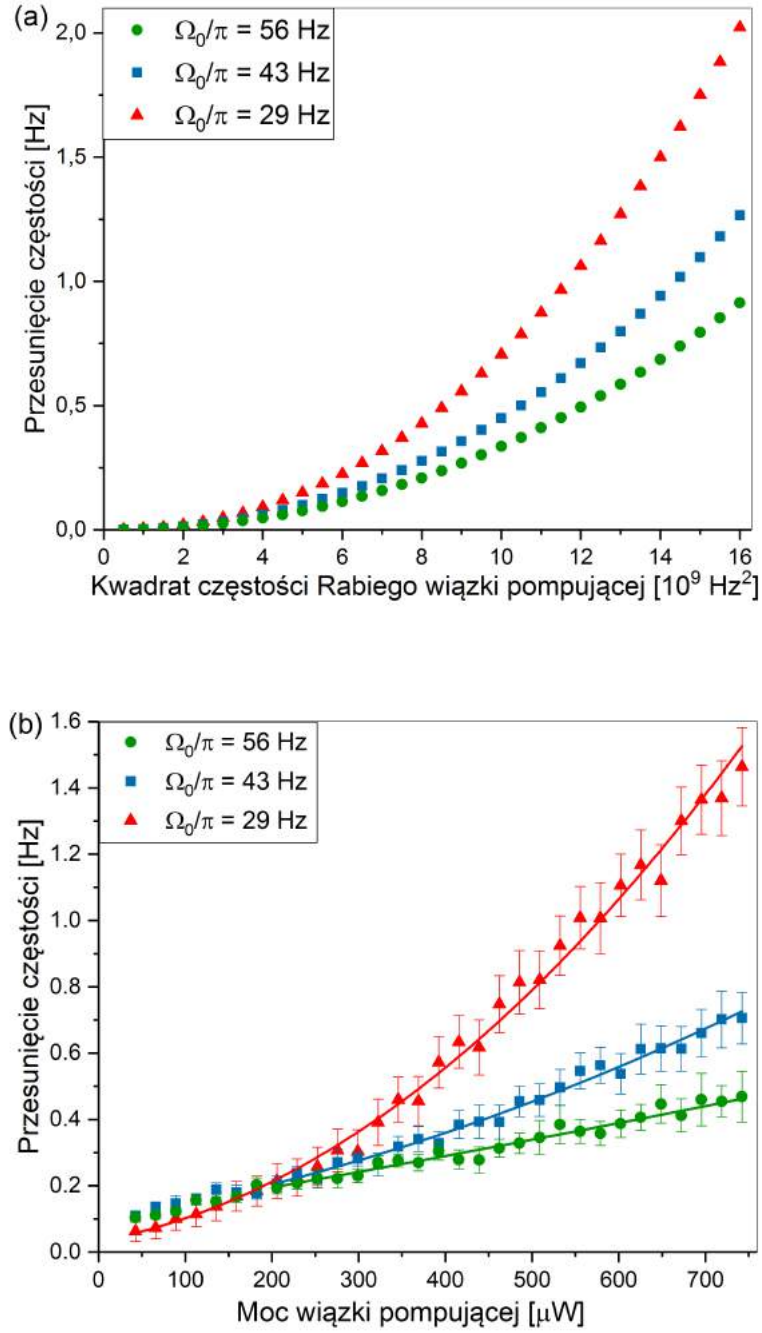
Rysunek 3.11: Efekt oBSE w funkcji odstrojenia wiązki. (a) Numerycznie wygenerowana zależność dla eksperymentu AMOR (czarne kwadraty) oraz wariantu eksperymentu z wirującą polaryzacją (zielone kropki). (b) Krzywe eksperymentalne w funkcji mocy wiązki pompującej dla trzech różnych dostrożeń. Kolory i oznaczenia według poprzedniego rysunku.



Rysunek 3.12: Inne parametry krzywych rezonansowych w funkcji odstrojenia wiązki laserowej (numeryka) (a) Amplituda oraz (b) szerokość sygnału dla dwóch wariantów eksperymentu (AMOR - czarne kwadraty, rotująca polaryzacja - zielone kropki).

widywaniami opisanymi na początku rozdziału, gdzie wspomniano o dominującym charakterze *light shiftu*, jako efektu niższego rzędu w parametrze β , tj. częstości Rabiego wiązki pompującej.

Z analizy niepewności wykonanych pomiarów wynika, że znacznie łatwiejsza jest kontrola mocy modulowanych pól magnetycznych (co wymagane było w eksperymencie opisanym w rozdziale 2), niż kontrola mocy zmiennych pól optycznych. Z pewnością wyniki byłyby bardziej precyzyjne, gdyby zastosowano mechanizm stabilizacji średniej mocy wiązki pompującej w trakcie pomiaru. Należy pamiętać jednak o silnie wpływającym na pomiary dynamicznym efekcie Starka, a więc i potrzebie bardzo precyzyjnej stabilizacji częstości lasera. Pomimo znacznego pogorszenia jakości uzyskanych wyników w stosunku do wyników przedstawianych w poprzednim rozdziale, badany efekt oraz jego następstwa zostały wyraźnie zaobserwowane.



Rysunek 3.13: Efekt obSE dla różnych częstości pola wiodącego (Ω_0). Wyniki obliczeń numerycznych (a) oraz pomiarów (b) przeprowadzonych dla trzech różnych amplitud pola stałego. Zgodnie z konwencją wzorów (2.14) i (3.18) przesunięcie częstości jest dodatnie. Do danych eksperymentalnych dopasowano funkcję kwadratową.

3.5 Podsumowanie rozdziału

Wykazano, że istnieje istotna różnica w położeniu rezonansu magnetoptycznego dla dwóch metod pobudzania układu atomowego polem wirującym i oscylującym. Jak wykazano, w przypadku rezonansów indukowanych światłem modulowanym natężeniowo (polem oscylującym) pojawia się przesunięcie poziomów związane z oddziaływaniem atomów z wirującą w przeciwnym kierunku (nierezonansowo) składową ramanowską pola optycznego. Przesunięcie jest więc manifestacją optycznego efektu Blocha–Siegerta. Wyniki analiz pokazują, że zjawisko to jest jakościowo różne od swojego magnetycznego odpowiednika, czego szczególnym przejawem jest fakt że przesunięcie zależy kwadratowo od mocy wiązki pompującej, a także zależność od dostrojenia lasera. W związku z tak różnym zachowaniem przesunięć poziomów energetycznych pomiędzy przypadkiem optycznym i magnetycznym do przypadku oBSE nie można zastosować analitycznego rozwiązania problemu atomu w stałym polu magnetycznym, pobudzanego polem oscylującym z przypadku magnetycznego (tj. nie można we wzorze (2.14) przyjąć $\Omega_{RF} \rightarrow \beta$).

W zaprezentowanych pomiarach zmierzono względne przesunięcie częstości rezonansu w zależności od mocy wiązki pompującej dla trzech różnych częstości Larmora oraz dostrożeń lasera (rysunki 3.13, 3.11). Efekt przesunięcia położenia rezonansów jest wyraźny oraz jakościowo zgodny z wynikami rozwiązań numerycznych. Obserwacje te pozwoliły na przedstawienie empirycznego wzoru (3.22) opisującego przesunięcia poziomów energetycznych związanych z dynamicznym efektem Starka oraz z przesunięciem Blocha–Siegerta, jako sumę dwóch przyczynków do nierezonansowych oddziaływań w układzie atom–silna wiązka światła.

Bardzo istotnym wnioskiem z powyższych badań jest istnienie odstrojenia spełniającego warunek $\Delta\omega = 0$. Zarejestrowane przesunięcia sięgają wartości $\Delta\omega = 1,6$ Hz, co odpowiada błędowi odczytu pola magnetycznego $\Delta B \approx 40$ pT (przy wartości pól rzędu $B_0 \approx 800$ pT). Możliwość eliminacji efektu Blocha–Siegerta poprzez odpowiednie dostrojenie wiązki laserowej jest więc ważnym wnioskiem dla precyzyjnej magnetometrii atomowej. Inną, bardziej skuteczną metodą na wyeliminowanie tego błędu systematycznego, jak pokazano w niniejszym rozdziale, jest użycie układu eksperymentalnego wykorzystującego wirującą polaryzację do generacji sygnałów rezonansowych. Co więcej, metoda ta pozwala na osiągnięcie większej czułości. Więcej informacji na ten temat znajduje się w dodatku E.

Rozdział 4

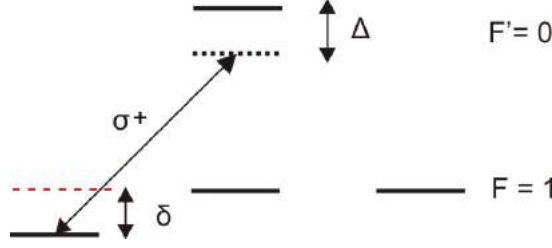
Dynamiczny efekt Starka w parach atomowych

Dynamiczny efekt Starka jest ważnym zjawiskiem związanym z oddziaływaniem atomów (molekuł) ze światłem (polem EM). Polega ono na przesunięciu poziomów energetycznych sprzęganych światłem (stanu podstawowego oraz wzbudzonego) o nierezonansowej częstotliwości. Szczegółowo zjawisko *light shiftu* opisane jest między innymi w pracach [29, 32, 75]. Zjawisko to może być źródłem szumów i błędów systematycznych w precyzyjnych pomiarach spektroskopowych i magnetometrycznych.

W tym rozdziale udowodnione zostanie, że długi czas życia koherencji w komórkach z pokryciem parafinowym prowadzi do przestrzennego uśredniania się tego efektu po całej objętości komórki. Uśrednianie po objętości w komórkach z pokryciem parafinowym przedstawiane było w kilku innych pracach [33, 34, 76], jednakże do tej pory w literaturze brak było dowodu wprost opartego na wynikach eksperymentalnych lub teorii. Dlatego ta istotna cecha komórek z pokryciem parafinowym zostanie zademonstrowana na przykładzie wyników doświadczalnych z ^{133}Cs , które omówiono w publikacji [30]. Otrzymane wyniki, a także sam mechanizm uśredniania i ruchu atomu wewnątrz komórki może zostać rozszerzony na inne zjawiska z zależnością przestrzenną w komórkach z pokryciem.

4.1 Model

Na rysunku 4.1 przedstawiony jest schemat nierezonansowego zaburzania światłem spolaryzowanym kołowo opisywanego już wcześniej atomu o strukturze energetycznej $F = 1$ w stanie podstawowym i $F' = 0$ w stanie wzbudzonym. Ze względu na reguły wyboru w omawianym przypadku światło sprzęga tylko jeden poziom podsta-



Rysunek 4.1: Rozpatrywany mechanizm przesunięcia starkowskiego. Układ poziomów energetycznych $F = 1$ w stanie podstawowym i $F' = 0$ w stanie wzbudzonym sprzęgany jest odstrojoną, spolaryzowaną kołowo wiązką światła. Oddziaływanie takie powoduje *light shift* typu wektorowego (patrz klasyfikacja dynamicznego efektu Starka z rozdziału 1.).

wowu ze wzbudzonym, ten dla którego $\Delta m = 1$. Przesunięcie poziomów wywołane dynamicznym efektem Starka, w warunkach gdy odstrojenie od rezonansu $\Delta \gg 0$, dane jest wzorem [61]

$$\Delta\Omega_0 \equiv \delta = -\frac{d^2 E^2}{4\Delta\hbar} + \frac{d^4 E^4}{16\Delta^3\hbar} + O(E)^5 \approx -\frac{2d^2 P}{\pi c\epsilon_0 r^2 \Delta\hbar}, \quad (4.1)$$

gdzie d jest elektrycznym momentem dipolowym atomu, E - polem elektrycznym fali świetlnej, P - średnią mocą światła, c - szybkością światła, ϵ_0 - przenikalnością elektryczną próżni, r - promieniem wiązki.

Rozważany problem rozpatrywany jest w przestrzeni dwuwymiarowej, a profil wiązki światła jest jednorodny, o promieniu mniejszym niż rozmiar komórki ($r < R$). Dodatkowo zakładamy sytuację, w której ściany komórki pokryte są parafiną, a więc spolaryzowany (przez pompowanie optyczne) atom może się odbić N razy od ściany komórki zanim utraci swoją polaryzację. Prawdopodobieństwo przejścia atomu przez wiązkę k razy w przypadku N odbić od ściany komórki dane jest rozkładem dwumianowym (problem błędzenia przypadkowego)

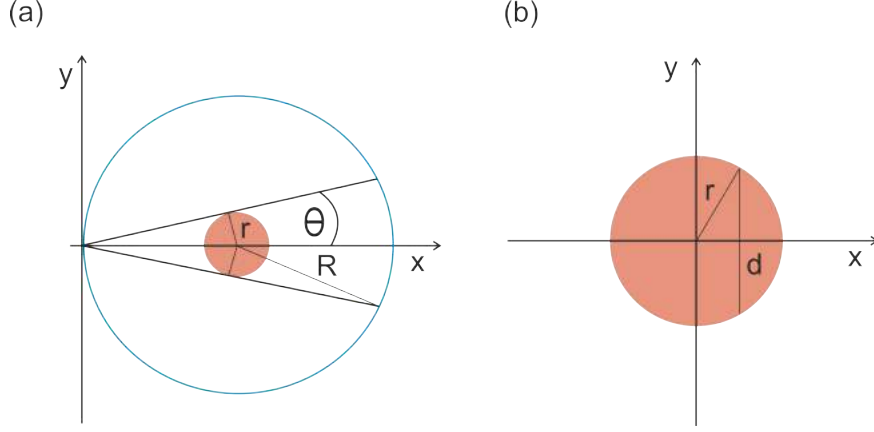
$$P(k|N) = \frac{N!}{k!(N-k)!} p^k (1-p)^{N-k}, \quad (4.2)$$

gdzie, zgodnie z rysunkiem 4.2 (a), p dane jest zależnością

$$p = \int_{-\arcsin(r/R)}^{\arcsin(r/R)} \cos\theta d\theta = \frac{r}{R}. \quad (4.3)$$

Dla bardzo dużych k oraz N , rozkład dwumianowy na mocy centralnego twierdzenia granicznego, zbiega do rozkładu normalnego

$$P(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{(k-\mu)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.4)$$



Rysunek 4.2: Rysunki pomocnicze do obliczeń. (a) Obliczanie prawdopodobieństwa wejścia atomu w obszar wiązki oraz średniej drogi atomu pomiędzy zderzeniami ze ściankami komórki. (b) Obliczenie średniej drogi swobodnej we wiązce światła.

gdzie $\mu = Np$ oraz $\text{var}(k) = \sigma^2 = Np(1-p)$ są kolejno wartością średnią i wariancją rozkładu. Za każdym razem gdy atom wpadnie w wiązkę światła nabywa pewnej dodatkowej fazy, która wpływa na precesję Larmora tego atomu w polu magnetycznym, powodując przesunięcie mierzonej częstości rezonansowej. Dla układu złożonego z grupy atomów jest to proces stochastyczny i mierzone przesunięcie będzie od μ , natomiast szerokość sygnału będzie zależna od σ rozkładu z równania (4.4).

Uśredniony efekt przesunięcia starkowskiego mierzony w układzie, w którym czas życia polaryzacji spinowej dany jest przez $T_2 = \Gamma^{-1}$

$$\langle \Delta \rangle_t = \frac{1}{T_2} \int_t^{t+T_2} \delta(t) dt = \frac{\mu \delta \tau}{T_2}. \quad (4.5)$$

τ jest średnim czasem, jaki atom spędza w obszarze wiązki generującej *light shift*. Do obliczenia τ potrzebna jest znajomość drogi średniej s pokonywanej wewnątrz obszaru wiązki LS, a także średnia droga atomu pomiędzy dwoma odbiciami od ścianek S (oznaczenia zgodnie z rysunkiem 4.2):

$$s = \frac{2}{r} \int_0^r \sqrt{r^2 - x^2} dx = \frac{\pi r}{2}, \quad (4.6)$$

$$S = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} R \cos \theta d\theta \cos \theta = \frac{\pi R}{2}. \quad (4.7)$$

Dystrybucja $(\cos \theta)$ we wzorze (4.7) wynika z prawa Knudsena dla odbicia od powierzchni wewnętrznej komórki [77]

$$\tau = \frac{s}{v_{th}} = \frac{\pi r}{v_{th}} = \frac{r T_2}{R N}, \quad (4.8)$$

ponieważ $v_{th}T_2 = NS$ (v_{th} jest prędkością termiczną atomów). Ostatecznie więc, wzór na *light shift* przyjmuje postać

$$\langle \Delta \rangle_t = \delta \frac{\mu}{N} \frac{r}{R} = \delta \frac{r^2}{R^2} = \frac{-2d^2P}{4\pi\epsilon_0 R^2 \Delta \hbar}. \quad (4.9)$$

Wynika stąd, że rozmiar wiązki nie wpływa na przesunięcia światłem, a sam efekt jest uśredniany po całej objętości komórki. Dodatkowo spodziewane jest poszerzenie sygnału rezonansowego proporcjonalnie do $\sqrt{Np(1-p)}$.

4.2 Symulacje Monte Carlo i wstępne pomiary

Aby zweryfikować poprawność obliczeń zawartych w poprzednim podrozdziale wykonano symulacje Monte Carlo (losowy punkt startowy oraz prędkość początkowa) dla trajektorii atomu wewnątrz komórki z pokryciem parafinowym i na podstawie tej trajektorii wyznaczono średnie natężenie pola elektrycznego $\langle E^2 \rangle$ wiązki generującej LS, a także odchylenie standardowe tej wielkości odzwierciedlające kolejno (poprzez proporcjonalność) średni efekt dynamicznego przesunięcia Starka oraz poszerzenie rezonansu wywołane tym efektem, $\sqrt{\text{var}(E^2)}$. W symulacjach zastosowano następujące uproszczenia

1. Jednorodny rozkład pola E w obrębie wiązki.
2. Dalekie odstrojenie. Warunek ten pozwala na zaniedbanie efektu Dopplera ($\Delta \gg \Delta\omega_{Doppler}$):

$$\Delta\omega_{Doppler} = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{2 \ln 2 \frac{kT}{m_0}} \approx 200 \text{ MHz}. \quad (4.10)$$

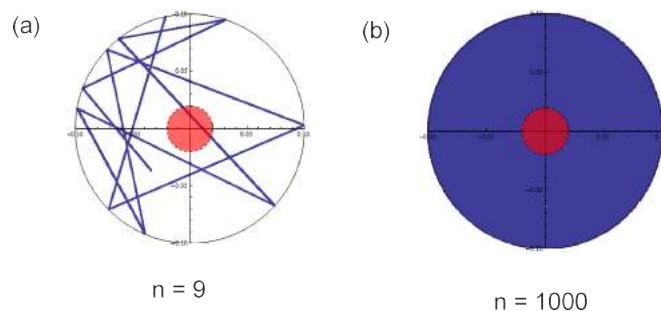
($\omega_0 = 355 \text{ THz}$ - częstość światła, k - stała Boltzmanna, $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ - temperatura komórki z atomami, $m_0 = 133$ - masa atomowa cezu).

3. Pominięto zderzenia atom-atom. Średnia droga swobodna dla atomu dana jest wyrażeniem

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{11} \text{ atomów/cm}^3 \cdot \pi \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2} \approx 30 \text{ m}, \quad (4.11)$$

(n - gęstość atomów, σ - przekrój czynny na zderzenia, szacowany przez rozmiar atomu). Droga ta jest więc jest znacząco większa od rozmiarów komórki.

4. Każde zderzenie ze ściankami komórki to adsorpcja i desorpcja z jej powierzchni (po czasie $\approx 10^{-8} \text{ s}$), a dystrybucja prędkości po desorpcji dana jest rozkładem $\cos\theta$, gdzie $\theta \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$ [3].



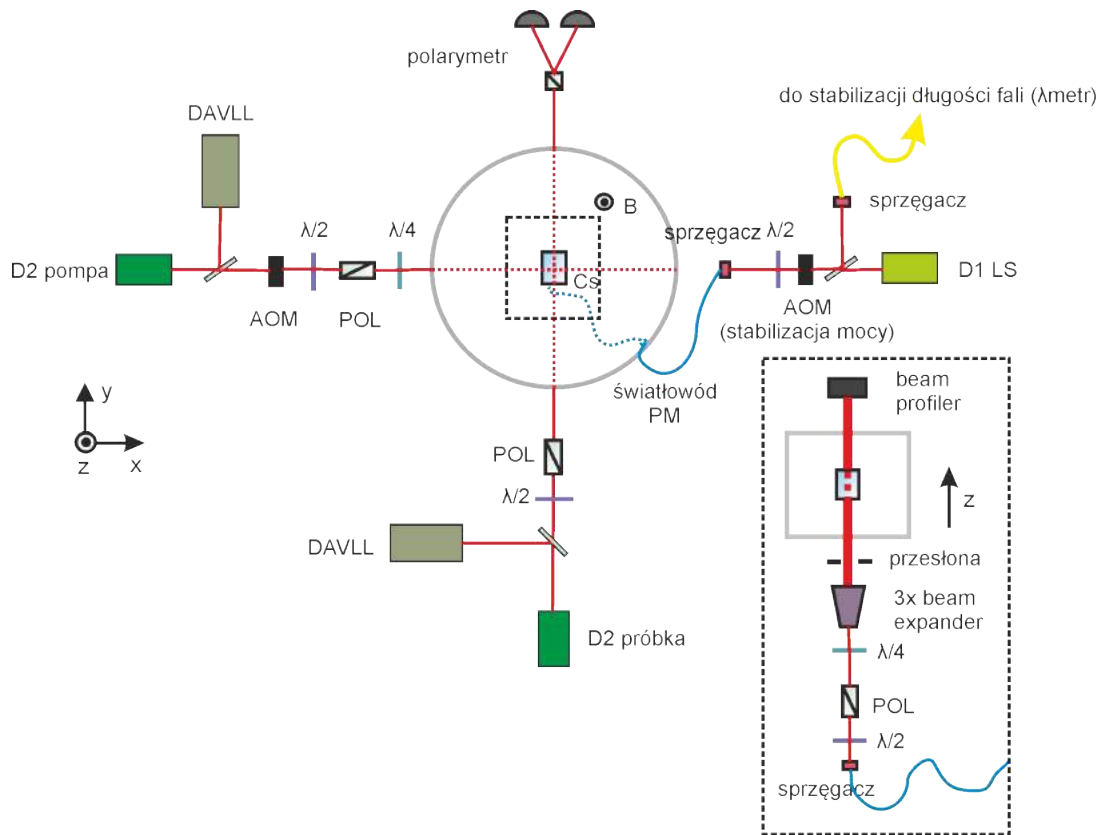
Rysunek 4.3: Trajektoria pojedynczego atomu wewnątrz komórki z pokryciem parafinowym. (a) Trajektoria atomu po dziewięciu odbiciach. (b) Trajektoria atomu po 1000 odbić. Atom spróbkował całą objętość komórki.

5. Dzięki pokryciu parafinowemu każdy atom doznaje średnio 10^4 zderzeń ze ściankami komórki zanim ulegnie depolaryzacji.
6. Trajektoria jest rozpatrywana w przestrzeni dwuwymiarowej.

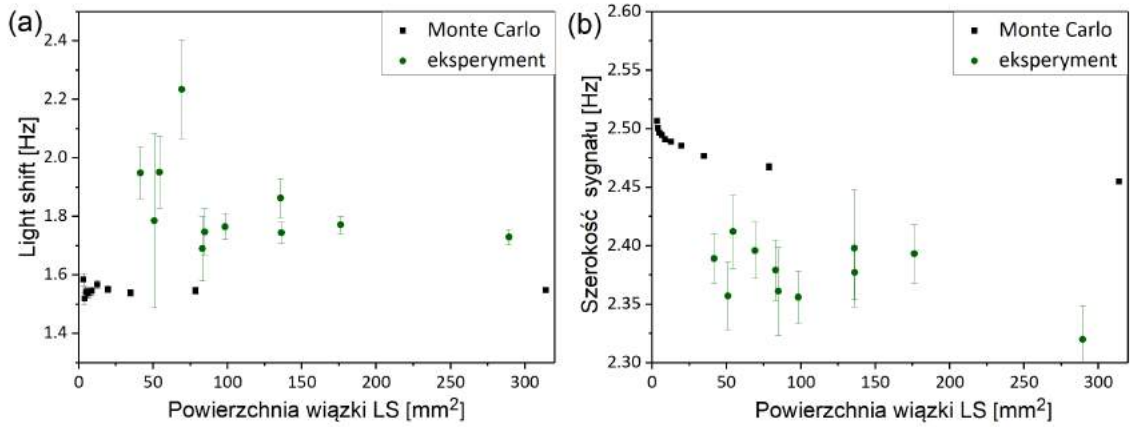
Na rysunku 4.3 przedstawiono przykładową trajektorię pojedynczego atomu po kilku oraz po wielu odbiciach. Już po tysiącu odbić od ścianki widać, że atom znajdował się w każdym miejscu komórki, a więc całą jej objętość została przez niego przemierzona. Na podstawie tego wyniku można się spodziewać, że średnia moc pola elektrycznego odczuwana przez ten atom jest „rozcieńczana” po całej objętości komórki.

Schemat układu eksperymentalnego znajduje się na rysunku 4.4. Cylindryczna komórka wypełniona parami ^{133}Cs , której ściany pokryte są parafiną ($\Gamma/2\pi = 1,25$ Hz) ma średnicę oraz długość 10 cm, utrzymywana jest w stałej temperaturze $17,8^\circ\text{C}$. Wokół komórki znajdują się cewki generujące magnetyczne pole gradientowe i liniowe (w sensie zależności przestrzennej) w każdym z trzech ortogonalnych kierunków. Pole wiodące jest ustawione wzdłuż kierunku z . Pozostałe cewki służą do kompensacji. Cały układ jest otoczony czterowarstwowym ekranowaniem magnetycznym.

W układzie działają trzy wiązki laserowe: spolaryzowana kołowo wiązka pompująca dostrojona do linii D2 cezu (852 nm), która odpowiedzialna jest za wytwarzanie orientacji spinowej i jest modulowana natężeniowo z częstością ω . Wiązka pompująca dostrojona jest do przejścia $F = 3 \rightarrow F'$. Modulacja wiązki zachodzi w 3% cyklu pompowania, a jej średnia moc to $25 \mu\text{W}$. Laser próbujący przejście D2 $F = 3 \rightarrow F' = 4$ emituje światło o mocy $25 \mu\text{W}$ i jest ono spolaryzowane liniowo. Wiązka ta przechodzi przez komórkę, a następnie jej stan polaryzacji jest badany za pomocą zrównoważonego polarymetru. Otrzymywany w ten sposób sygnał jest dalej



Rysunek 4.4: Schemat układu eksperymentalnego wykorzystanego w pomiarach wstępnych przesunięcia światła. Atomy ^{133}Cs są synchronicznie pompowane (modulacja amplitudy światła) kołowo spolaryzowaną wiązką światła. Stan polaryzacji liniowo spolaryzowanej wiązki próbującej badany jest za pomocą zrównoważonego polarymetru oraz wzmacniacza fazoczułego. Dodatkowa odstrojona, spolaryzowana kołowo wiązka światła powoduje przesunięcie poziomów energetycznych. Przesunięcie to manifestuje się jako zmiana pozycji obserwowanego rezonansu. Rozmiar wiązki starkowskiej może być kontrolowany za pomocą przesłony i teleskopu (beam expander), a także obserwowany za pomocą kamery *Beam Profiler*. Poza zaznaczonym polem wiodącym w kierunku z , w układzie wykorzystywana jest pasywna kompensacja pól resztkowych. DAVLL oznacza układ stabilizacji lasera, AOM - modulator akusto-optyczny, PM - światłowód zachowujący polaryzację zaś $\lambda/4$ to ćwierćfalówka a $\lambda/2$ to płytki półfalowe, które wraz z polaryzatorami (POL) służą do kontroli mocy wiązki.



Rysunek 4.5: Wyniki wstępnych pomiarów oraz symulacji Monte Carlo. (a) Przesunięcie rezonansu wywołane dodatkową wiązką spolaryzowaną kołowo w układzie w funkcji jej powierzchni. (b) Poszerzenie rezonansu wywołane dodatkową wiązką spolaryzowaną kołowo w układzie w funkcji jej powierzchni. Zakres danych eksperymentalnych nie pozwala na obserwację omawianego poszerzenia.

demodulowany przy użyciu wzmacniacza fazoczułego na częstotliwości ω . Aby wytworzyć starkowskie przesunięcia częstotliwości rezonansów typu wektorowego (patrz, klasyfikacja *light shiftu* z rozdziału 1), wykorzystywana jest spolaryzowana kołowo wiązka dostrojona do linii D1. Częstota tej wiązki, $\omega_{LS} = 335,119882$ THz odpowiada odstrojeniu o $-0,68$ GHz od przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 3$. Zarówno długość fali, jak i moc optyczna tej wiązki jest stabilizowana.

Porównanie wyników symulacji numerycznych z eksperymentalnymi przedstawiono na rysunku 4.5. Zarówno dane z doświadczenia, jak i te z symulacji Monte Carlo odzwierciedlają przewidywane zachowanie atomów oddziałujących z wiązką LS w komórce z pokryciem parafinowym. Sygnały cechuje w przybliżeniu stała wartość przesunięcia Starka, niezależna od rozmiaru wiązki. W przypadku wyników numerycznych zaobserwować można poszerzenie sygnałów reżimie bardzo małych r , co nie mogło być zweryfikowane, bo w eksperymencie nie dało się wytworzyć wiązki laserowej o tak małym promieniu. Do przeliczenia średniego natężenia światła $\langle E^2 \rangle$ wiązki oraz jej odchylenia standardowego (Monte Carlo) na wielkości obserwowane w eksperymencie użyto wzoru (4.1). Na jego podstawie (metoda różniczki zupełnej) otrzymano także wzór na szerokość sygnału uwzględniającą efekt LS.

$$\Gamma_{tot} = \Gamma + \frac{d\langle E^2 \rangle}{4\Delta\hbar} \sqrt{\text{var}(E^2)}. \quad (4.12)$$

Ze względu na małą próbkę statystyczną wyników eksperymentalnych, niewielki zakres przebadanych parametrów oraz na duży rozrzut punktów zdecydowano się kontynuować pomiary w ulepszonym układzie eksperymentalnym. Wyniki tych pomiarów zaprezentowano w kolejnej sekcji.

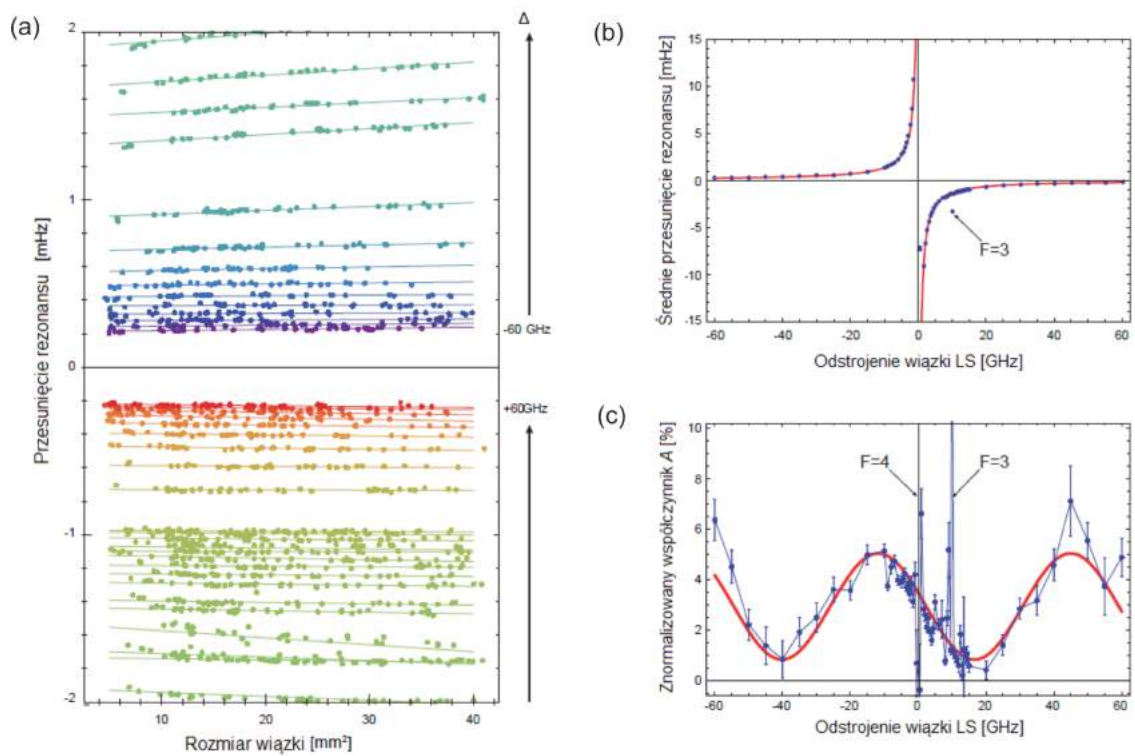
4.3 Wyniki i podsumowanie

Szczegóły dotyczące ulepszanego pomiaru eksperymentalnego oraz nowych metod badania uśredniania dynamicznego efektu Starka w komórkach z pokryciem parafinowym przedstawione są w pracach [30, 78]. Główne zmiany polegają na udoskonaleniu kontroli natężenia oraz obrazowania profilu wiązki wytwarzającej *light shift*. Przeprowadzono redukcję szumów dzięki innej metodzie pomiaru, w której nie obserwuje się krzywych rezonansowych lecz spektrum sygnału w rezonansie, który jest dodatkowo modulowany poprzez natężenie wiązki LS.

Na rysunku 4.6 przedstawiono rezultaty dokonanych pomiarów, w tym przesunięcie częstości rezonansu generowanego przez dodatkową, odstrojoną wiązkę spolaryzowaną kołowo w zależności od rozmiaru wiązki LS (a) i odstrojenia (b). Do danych z części (a) dopasowano funkcję liniową $Ax + B$, a parametr nachylenia A podzielony przez przesunięcie średnie (b) posłużył do przedstawienia procentowej zmiany częstości rezonansu na jednostkę powierzchni w funkcji odstrojenia wiązki wytwarzającej fikcyjne pole magnetyczne. Na wykresie widać periodyczną zmianę przesunięcia, najpewniej związaną z efektami interferencyjnymi na ściankach szklanej komórki.

Podczas badań weryfikowano eksperymentalnie oraz numerycznie, że przesunięcie częstości rezonansowej związane z wektorowym *light shiftem* w komórkach z pokryciem parafinowym nie jest zależne od rozmiaru wiązki. Przy ośmiokrotnej zmianie obszaru wiązki, *light shift* zmienia się o mniej niż 3%. Ta niewielka zmiana może być efektem zależności transmisji przez komórkę i inne elementy optyczne od częstotliwości i średnicy wiązki LS w elementach optycznych. Wykrycie poszerzenia rezonansu magnetycznego ze względu na wariancję liczby przejść [a zatem również $\text{var}(E^2)$] przez wiązkę światła było natomiast niemożliwe ze względu na ograniczoną czułość eksperymentu.

Uzyskane wyniki są ważne z uwagi na nowoczesne czujniki magnetyczne, w których wykorzystywane są fikcyjne pola [11] i może zostać rozszerzony na inne uśrednione przestrzennie wielkości fizyczne w komórkach będących integralną częścią atomowych czujników magnetooptycznych.



Rysunek 4.6: Wyniki badań nad efektem uśredniania dynamicznego efektu Starka w komórkach z pokryciem parafinowym [30]. (a) Zależność przesunięć rezonansu od powierzchni (rozmiaru) wiązki LS. (b) Średnie przesunięcie rezonansu w funkcji odstrojenia. (c) Znormalizowane przesunięcie w funkcji odstrojenia.

Podsumowanie rozprawy

Głównym celem badań opisanych w niniejszej rozprawie doktorskiej było poznanie efektów mających wpływ na położenie poziomów energetycznych atomów w eksperymentach typu NMOR. Badania te, poza motywacją czysto poznawczą, nakierowane były na rozwój technik magnetometrycznych poprzez uwzględnienie bądź wyeliminowanie błędów systematycznych będących skutkiem innych niż zeemanowskie przesunięć poziomów. Wyróżnione w pracy efekty to przesunięcie Blocha–Siegerta oraz dynamiczny efekt Starka.

W pracy zaprezentowano dwa rezonansowe układy eksperymentalne, w których efekt Blocha–Siegerta wywoływany jest różnymi czynnikami. Dla eksperymentów RF NMOR, gdzie używa się oscylujących pól magnetycznych, przesunięcie to bardzo dobrze opisywane jest przez klasyczny wzór Blocha–Siegerta [równanie (2.14)]. W eksperymentach z optycznym polem zmiennym zależność przesunięcia od parametrów pól używanych w eksperymencie jest bardziej złożona, ale zgodna z przedstawioną w rozprawie analizą numeryczną oraz równaniem (3.22).

Wykazano, że położenie rezonansu dla pól oscylujących zależne jest od amplitudy tych pól i natężenia mierzonego pola wiodącego. Zaprezentowano także innowacyjne układy eksperymentalne wykorzystujące pola rotujące. Jak to zostało pokazane, pozwalają one na całkowite wyeliminowanie omawianego efektu przesunięcia częstości rezonansowej z pomiarów (zjawiska Blocha–Siegerta). Pokazano także możliwość wyeliminowania efektu optycznego w układzie z oscylującym polem optycznym poprzez odpowiednie odstrojenie wiązki laserowej od rezonansu. Wszystkie badania eksperymentalne potwierdzone zostały w obliczeniach numerycznych wykonanych na uproszczonym modelu atomu dwupoziomowego z $F = 1$ w stanie podstawowym i $F' = 0$ w stanie wzbudzonym.

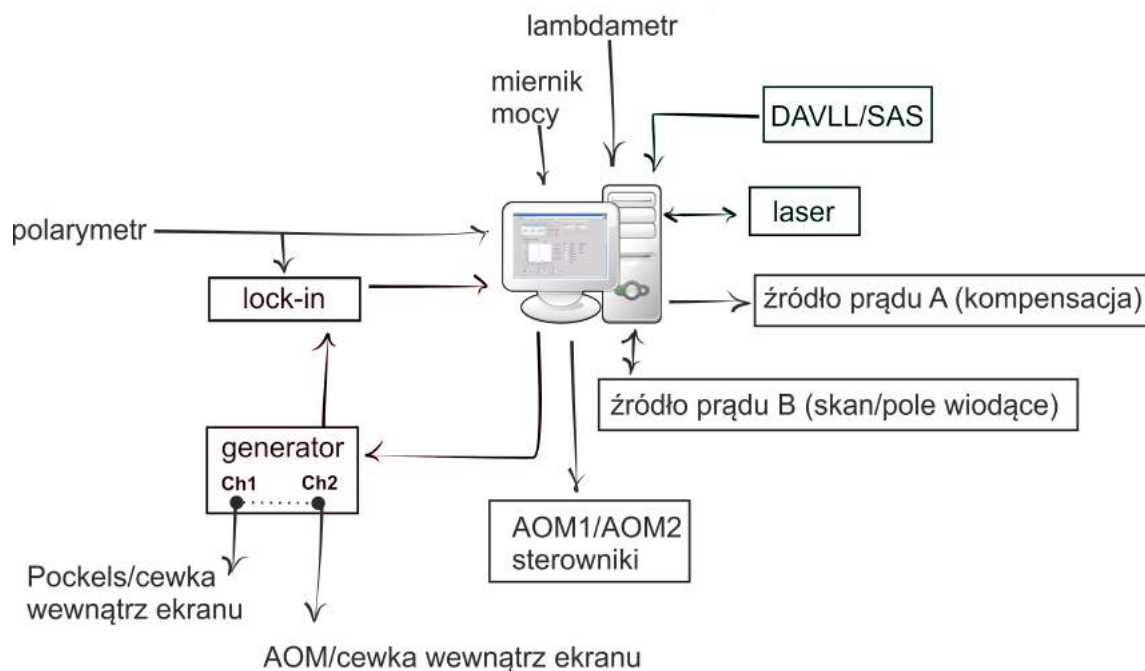
Ważnym aspektem prowadzonych badań było także poznanie charakteru oddziaływania ze światłem próbki atomów znajdujących się w komórce z pokryciem parafinowym. Na podstawie badań nad dynamicznym efektem Starka pokazano wprost, że w tego typu komórkach nie ma znaczenia ani rozmiar wiązki światła ani to, czy (w przypadku więcej niż jednej wiązki światła) promienie się przekrywają.

Dodatki

A Automatyzacja pomiarów

Programy obsługujące eksperymenty napisane zostały w środowisku *National Instruments LabView*. Akwizycja danych pomiarowych i kontrola opisanych w pracy układów doświadczalnych wymaga synchronizacji i współdziałania wielu urządzeń. *LabView* pozwala na taką współpracę poprzez wiele różnych kanałów.

Jedną z możliwości oferowanych przez *LabView* jest to, że sygnały napięciowe mogą być przesyłane do karty pomiarowej, a następnie odczytywane przez odpowiedni program. W ten sposób przesyłany jest sygnał z polarymetru służący do przeliczenia napięcia z detektora na kąty skręcenia płaszczyzny polaryzacji. Interfejs *Hewlett-Packard IEEE-488* (nazywany inaczej GPIB - *General Purpose Interface Bus*) używany jest do połączenia (odczyt i wysyłanie komend) ze wzmacniaczem *lock-in* (*Stanford Research System SR 830*), generatorem *Tektronix AFG 3022B*, a także źródłem prądowym *Keithley 6220*, które używane jest do kontroli pola wiodącego. Inne metody komunikacji wykorzystywane w eksperymencie to komunikacyjny port szeregowy firmy *IBM*, COM RS-232. Ten sposób komunikacji używany jest do wysyłania sygnałów z komputera do źródła prądowego kompensującego pola resztkowe w ekranie magnetycznym oraz do komunikacji ze sterownikami modulatorów akustooptycznych. Pozostałe urządzenia połączone są z komputerem poprzez porty USB. Wszystkie te urządzenia (poza wykonanym w Zakładzie Fotoniki źródłem prądowym wykorzystywanym do kompensacji pól resztkowych) komunikują się za pomocą komend SCPI (ang. *Standard Commands for Programmable Instruments*). Łączność ze wszystkimi wymienionymi wcześniej urządzeniami, niezależnie od metody połączenia, program *LabView* nawiązuje przez program VISA (ang. *Virtual Instrument Software Architecture*).

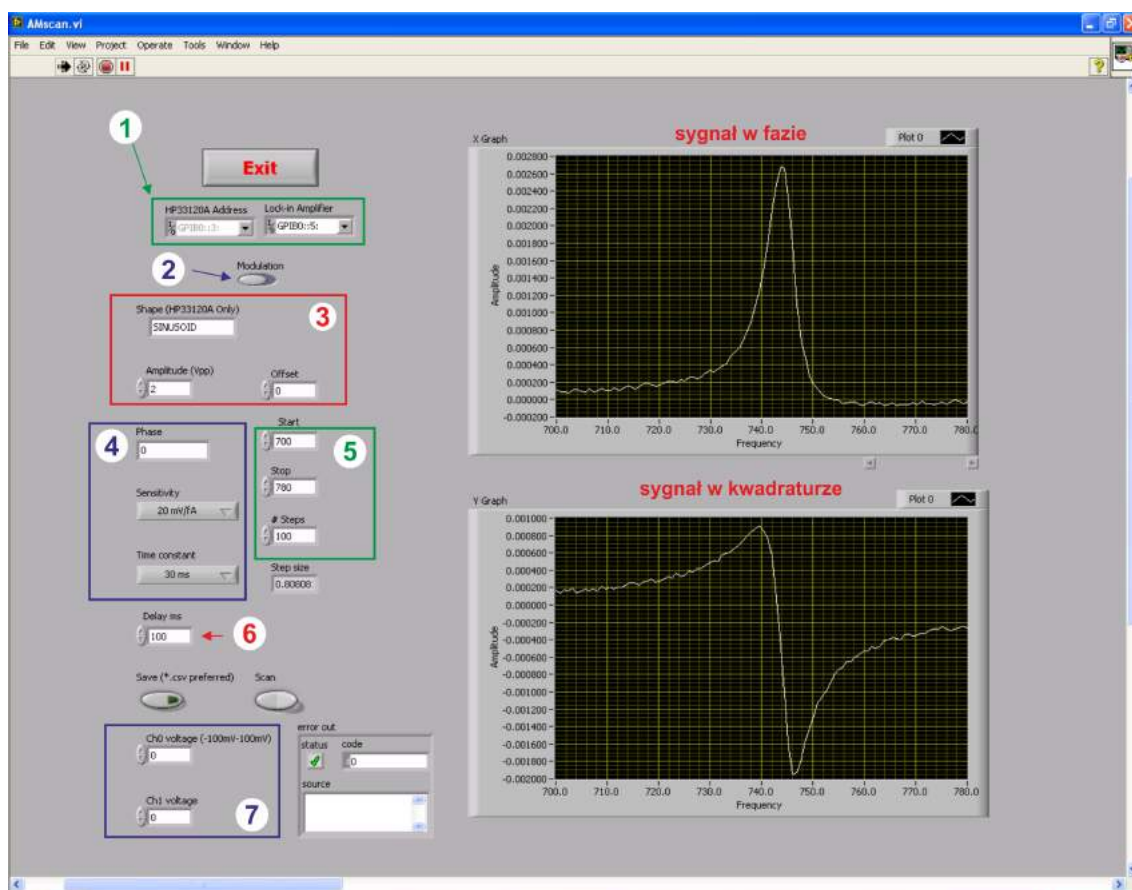


Rysunek A.1: Schemat zależności sprzętowych i połączeń pomiędzy urządzeniami. Strzałka sugeruje kierunek przepływu danych. Obustronna strzałka oznacza, że w trakcie pomiarów program wysyła instrukcje urządzeniu, a następnie wysyłane jest zapytanie o zmieniony tą instrukcją parametr, podczas gdy pojedyncza strzałka oznacza komunikację tylko w jedną stronę.

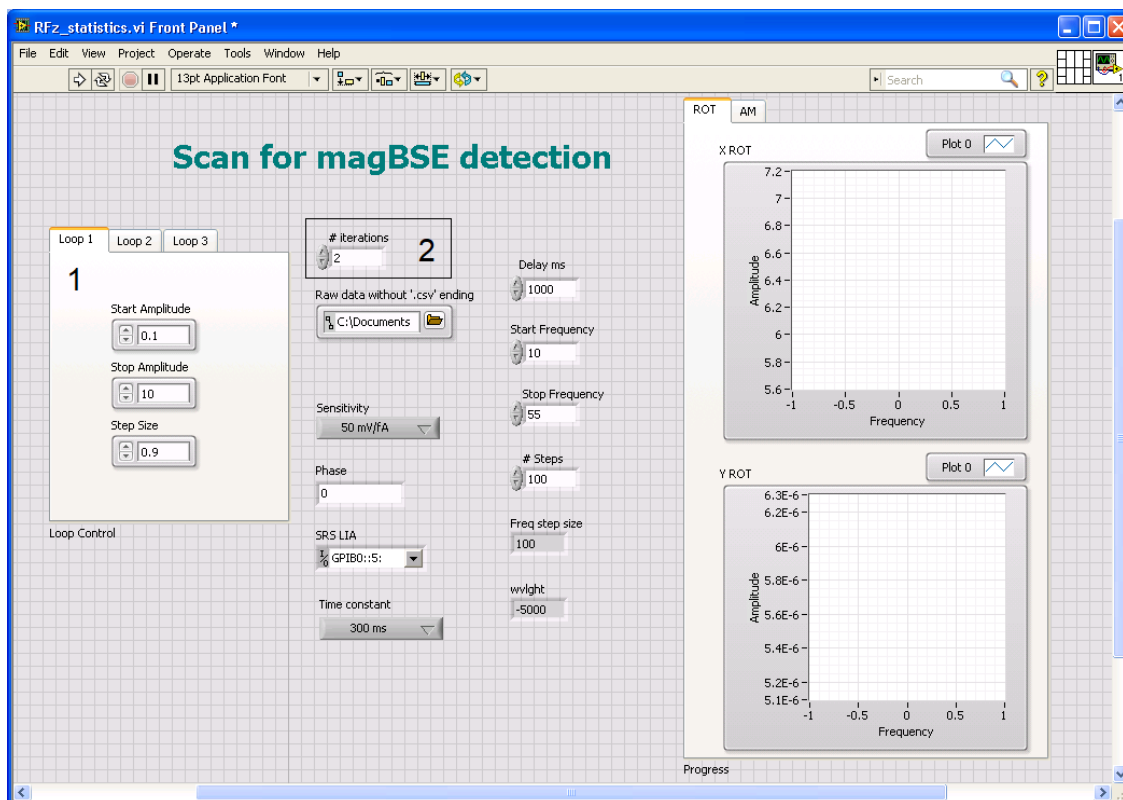
Do obsługi pętli sprzężenia zwrotnego stabilizującego długość fali lasera diodowego (*Toptica* DL Pro) wykorzystywany jest komercyjny program (napisany również w *LabView*) firmy *Toptica* zintegrowany z dedykowanym sterownikiem laserowym *Digilock*.

Na rysunku A.1 znajduje się schemat połączeń pomiędzy sprzętem używanym w eksperymencie. Niektóre połączenia są opcjonalne, zależne od wariantu eksperymentu, który ma być wykonany. Jeżeli ma to być typowy sygnał AMOR wystarczy użyć jednego kanału generatora lub też wewnętrznego oscylatora generatora *lock-in*. Jeżeli chcemy wzbudzić układ atomowy spolaryzowanym kołowo polem magnetycznym sygnały z dwóch kanałów generatora muszą być sprzężone z odpowiednią fazą. Szczególnie istotna jest informacja o osi x sygnałów rezonansowych (tj. częstotści modulacji) stąd konieczność wysyłania zapytania do urządzenia o aktualną częstotść modulacji, jeżeli skanowana jest ta częstotść lub o prąd w cewce pola wiodącego, gdy właśnie ta wielkość jest przemiatana.

Na rysunku A.2 przedstawiono zrzut ekranu z panelem obsługi podstawowego programu do obserwacji sygnałów rezonansowych. Jest tu możliwość wykonania



Rysunek A.2: Zrzut ekranu z interfejsem użytkownika podstawowego programu do akwizycji danych. Podpisy: 1 - wybór adresów GPIB dla generatora i detektora *lock-in*, 2 - wybór generatora lub *lock-in* jako źródła modulacji, 3 - parametry sygnału modulującego, 4 - parametry *lock-in*, 5 - zakres skanu (częstość startowa, częstość końcowa i liczba kroków), 6 - ustawienie opóźnienia pomiędzy kolejnymi krokami skanu (wartościami częstości), 7 - dodatkowa możliwość podania sygnału napięciowego (na przykład na cewki).



Rysunek A.3: Program do pomiaru magnetycznego efektu Blocha–Siegerta. Program do pomiaru optycznego efektu działa w analogiczny sposób do wersji podstawowej programu pokazanego na poprzednim rysunku. Jedyna różnica polega na tym, że dane wysyłane z panelu kontrolnego pętli (lewy górny róg) przesyłane są następnie do sterownika AOM wiązki pompującej zamiast cewek magnetycznych. Na rysunku zaznaczono zakładki do ustawiania parametrów trzech niezależnych pętli (1) oraz miejsce, w którym można zmienić liczbę powtórzeń każdej pętli (2).

pomiaru do eksperymentu AMOR z możliwością określenia czy chce się użyć wewnętrznego oscylatora detektora *lock-in* czy też osobnego generatora pozwalającego na większą swobodę wyboru parametrów sygnału modulującego (tj. kształt sygnału, offsetu). Ten program jest trzonem każdego kolejnego programu z bogatszymi możliwościami.

Rysunek A.3 przedstawia wersję pierwszego programu dedykowaną do pomiaru magnetycznego efektu Blocha–Siegerta. Przede wszystkim wprowadzono sekwencyjne skanowanie pól rotującego i oscylującego w trakcie jednej nastawy częstotliwości modulacji tego pola. W związku z tym, w trakcie pojedynczego przemiatania częstotliwości generowane są: dwa sygnały (w fazie i kwadraturze) dla pola rotującego oraz dwa sygnały dla pola oscylującego.

Aby uniknąć efektu wolnych dryfów pola magnetycznego, zmiana amplitudy pola AC rejestrowana jest w trzech różnych pętlach, które można zdefiniować w dowolny sposób (zmiana pola od wartości mniejszej do większej i na odwrót, zmiana rozmiaru kroku, punktu startowego i końcowego) tak, aby pokryć zamierzony zakres.

Po przejściu pełnego zakresu zmienności amplitudy pola AC pomiary są powtarzane (co najmniej dziesięciokrotnie) dla uzyskania jak najlepszej statystyki w eksperymencie.

B Demagnetyzacja ekranu i kompensacja pola resztkowego

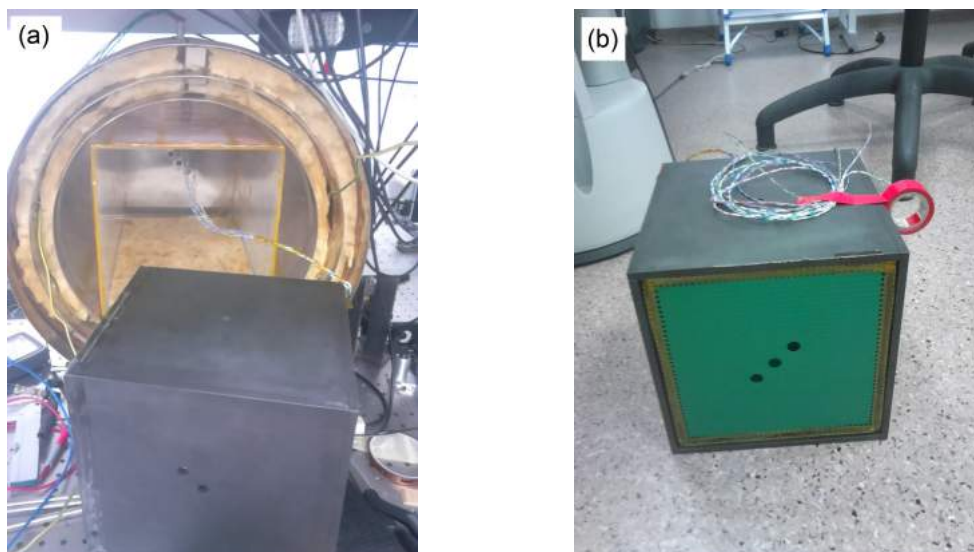
Resztkowe pole wewnątrz ekranu magnetycznego ma istotny wpływ na sygnały NMOR, tj. na ich amplitudę, stosunek sygnału do szumu, położenie rezonansu. Dlatego po każdorazowym otwarciu i zamknięciu ekranu zalecane jest wykonanie jego demagnetyzacji. Do tego celu wewnątrz ekranu [jednak przed warstwą ferrytową – patrz rysunek B.1 (a)] umieszczono cewkę o oporze $R = 5,2 \Omega$, przez którą przepuścić można prąd zmienny o maksymalnym natężeniu 5 A.

B.1 Zalecana procedura demagnetyzacji ekranu

Proces demagnetyzacji polega na ustawieniu domen magnetycznych ekranu wykonanego z ferrytu lub μ -metal w sposób losowy za pomocą zmiennego (50 Hz) pola magnetycznego. Pole demagnesujące powinno mieć powoli rosnącą, a następnie malejącą do zera amplitudę. Ekran zaleca się również wprowadzić w lekkie vibracje mechaniczne. Pomoże to w reorganizacji domen magnetycznych ekranu, a więc zoptymalizowaniu i zmniejszaniu pętli histerezy podatności magnetycznej materiału, z którego wykonany jest ekran (więcej informacji na ten temat można znaleźć w pracy [53]). Procedurę należy kilkakrotnie powtórzyć, najlepiej sprawdzając zmiany w sygnale AMOR po każdym wykonaniu demagnetyzacji.

Procedura ta prawdopodobnie nie zlikwiduje całkowicie resztkowego pola magnetycznego wewnątrz ekranu (pole resztkowe pozostaje przeważnie na poziomie nT). Dlatego cewki magnetyczne wewnątrz ekranu ferrytowego są stosowane również do kompensacji pasywnej [rysunek B.1 (b)].

W układzie istnieje również możliwość biernej kompensacji pól niejednorodnych (gradientów) za pomocą cewek typu anty-helmholtzowskiego. Były one używane jedynie w trakcie badań wyjaśniających pochodzenie dipu na częstości $\Omega_0 = 0$, który powstaje w sygnale magnetorotacyjnym w wyniku skanowania amplitudy pola wiodącego. W szczególności chodziło o zbadanie zależności szerokości tego dipu od gradientów pól magnetycznych. Ich użycie jest uzasadnione w wypadku potrzeby zredukowania szerokości badanych sygnałów. W tabeli 1 znajdują się istotne dane



Rysunek B.1: Kontrola pola magnetycznego. (a) Trójwarstwowy ekran magnetyczny, cewka do demagnetyzacji, ferrytowa kostka. (b) W ferrytowej kostce znajdują się nawinięte cewki gradientowe oraz nadrukowane solenoidy w trzech ortogonalnych kierunkach.

wszystkich cewek wewnątrz kostki ferrytowej.

typ	kierunek	opór [Ω]	kolory kabli wyprowadzających	liczba zwojów
solenoid	x	21,6	żółto - pomarańczowy	38
solenoid	y	19,7	zielono - pomarańczowy	38
solenoid	z	24,1	niebiesko - pomarańczowy	38
anty - Helmholtz	x	10,8	żółto - brązowy	10
anty - Helmholtz	y	9,4	zielono - brązowy	9
anty - Helmholtz	z	9,7	niebiesko - brązowy	10

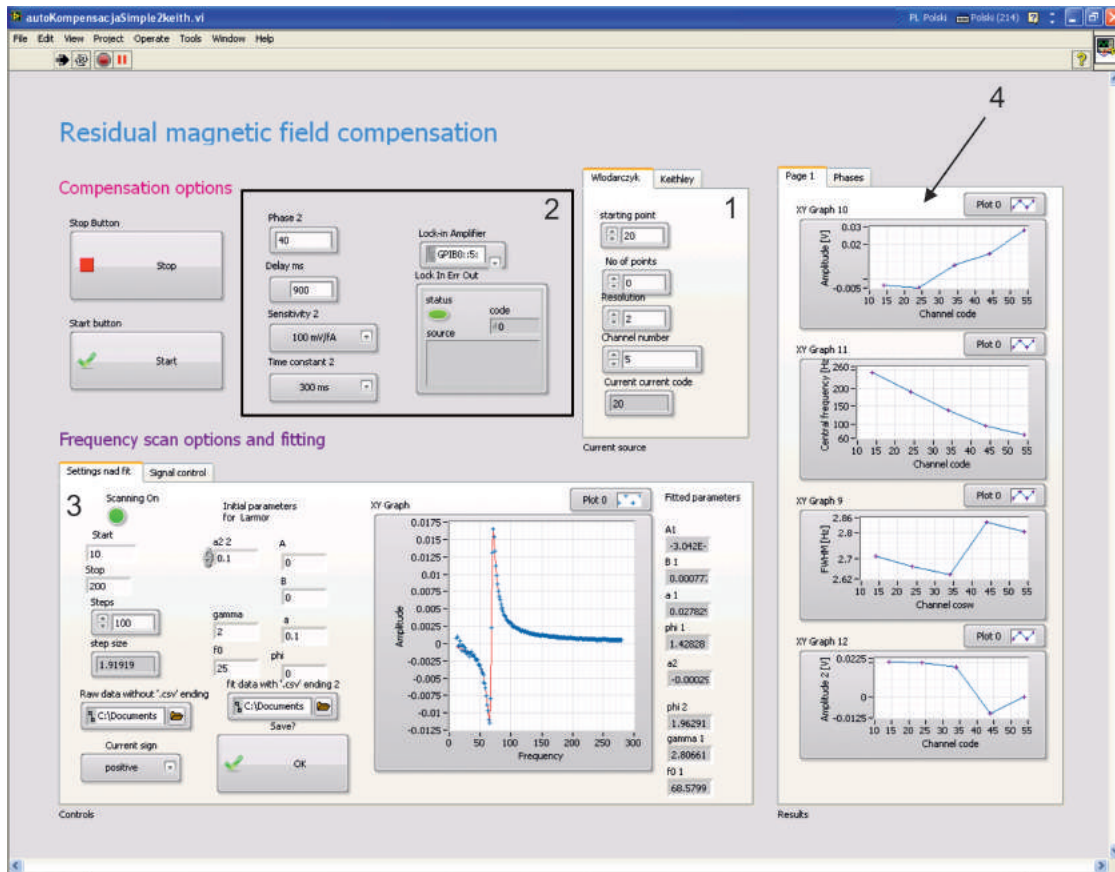
Tabela 1: Cewki magnetyczne wewnątrz ekranu. Cewki nawinięte są na sześcianie o boku $d = 19,4$ cm.

B.2 Zalecana procedura kompensacji resztkowego pola magnetycznego

Teoria dotycząca kompensowania niechcianego pola magnetycznego dla eksperymentów NMOR została przedstawiona w pracach [79, 80]. Przykładowo, dla układów z natężeniową modulacją światła (AMOR) należy zminimalizować amplitudę sygnału magneto rotacji na pojedynczej częstotliwości Larmora, zmaksymalizować am-

plitudę na podwójnej częstotliwości Larmora (kompensacja w geometrii Faradaya) przy jednoczesnej redukcji szerokości sygnału oraz częstotliwości położenia rezonansu.

Do zdalnej procedury kompensacji stworzono program w *LabView* (rysunek B.2), który kontroluje sterownik prądu i pozwala na wysyłanie do każdej z cewek prądu z zakresu 0 – 50 mA oraz zbiera i analizuje sygnały magnetorotacji.



Rysunek B.2: Panel użytkownika programu do automatycznej kompensacji pól resztkowych. W programie można zdalnie wybrać źródło prądowe oraz zakres zmienności podawanego prądu (panel z numerem 1), ustawić parametry detektora fazoczułego (panel 2), dopasować krzywe lorentzowskie do otrzymanego sygnału (panel 3) oraz wykreślić ich zależność od prądu w wybranej cewce pola magnetycznego (panel nr 4).

Przykładowe dane kompensacji z dnia 4. grudnia 2015 zamieszczone są w tabeli 2. Dzięki wykonaniu kompensacji sygnał resztkowy (bez zasilania cewki z) pojawia się na niższej częstotliwości 70 Hz (przed kompensacją było to ok. 400 Hz).

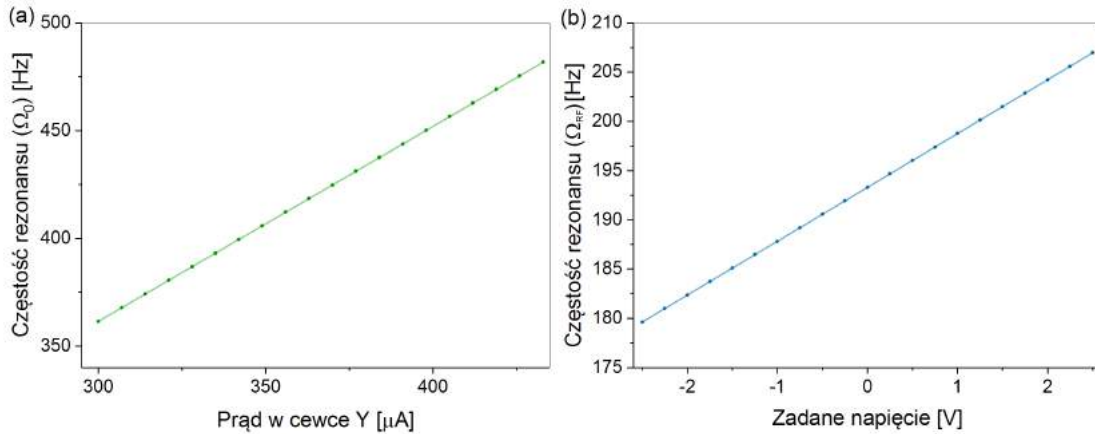
typ	kierunek	prąd kompensujący [mA]
solenoid	x	0,118
solenoid	y	-0,134
anty - Helmholtz	x	0,03
anty - Helmholtz	y	0,017
anty - Helmholtz	z	0

Tabela 2: Dane kompensacji wykonanej dnia 4. grudnia 2015.

C Kalibracja Ω_0 oraz Ω_{RF}

W trakcie analizy danych eksperymentalnych pojawiła się potrzeba konwersji parametrów eksperymentu związanych z prądem płynącym przez cewki wytwarzające pole magnetyczne (prąd, napięcie) na parametry pól magnetycznych przez te cewki generowanych (częstość). Dla przykładu, wykresy prezentowane na na rysunku 2.7 ukazują zależność sygnału magnetorotacji od częstości Larmora stałego pola magnetycznego, podczas gdy w rzeczywistości skanowanym parametrem był prąd w odpowiedniej cewce.

Jak to pokazano na rysunku C.1 (a), funkcja opisująca zależność pola od prądu jest liniowa. Punkty pomiarowe zostały zebrane w niezależnym pomiarze typu RF NMOR opisywanym w rozdziale 2. przy użyciu pola oscylującego o małej mocy, ale dla takich parametrów, dla których efekt Blocha–Siegerta jest już niemierzalny ($\Omega_0 > 100$ Hz, $\Omega_{RF} < 1$ Hz). Następnie do punktów dopasowano zależność liniową, co pozwoliło wykalibrować cewki.



Rysunek C.1: Kalibracja pól Ω_0 oraz Ω_{RF} . (a) Zależność prądu w cewce od częstości Larmora wraz z liniowym dopasowaniem. (b) Zależność napięcia generatora od częstości rezonansu NMOR wraz z dopasowaniem liniowym. Niepewności pomiaru są niewidoczne w zaprezentowanej skali.

Innym ważnym parametrem eksperymentu jest częstość Rabiego pola oscylującego lub wirującego. W celu przedstawienia danych w funkcji części Rabiego pola RF zamiast mało praktycznej funkcji napięcia sygnału z generatora przeprowadzono osobny pomiar w standardowej geometrii Faradaya (wiodące pole DC wzdłuż kierunku propagacji światła z). Zmienne pole magnetyczne generowane sygnałem napięciowym o różnym przesunięciu względem zera przyłożone zostało do tej samej

cewki generującej pole (w kierunku z). Sygnały rezonansowe mierzone były również przez wzmacniacz fazoczuły. Rezonans pojawia się w takim przypadku na podwójnej częstotliwości Larmora [60]. Ponieważ układ jest wrażliwy tylko na rzut pola magnetycznego na kierunek z , efekt Blocha–Siegerta nie występuje. Niemniej jednak sprawdzono w osobnym pomiarze, że zmiana amplitudy pola RF, przy jednoczesnym zachowaniu stałego przesunięcia sygnału z generatora nie prowadzi do jakiegokolwiek zmiany częstotliwości rezonansu. Zależność przesunięcia sygnału od położenia rezonansu jest również liniowa [rysunek C.1 (b)] i zawiera w sobie informację (współczynnik dopasowania liniowego) o amplitudzie pola w jednostkach Hz (lub mówiąc inaczej – o częstotliwości Rabiego tego pola).

Parametry omawianych powyżej kalibracji przedstawiono w tabeli 3.

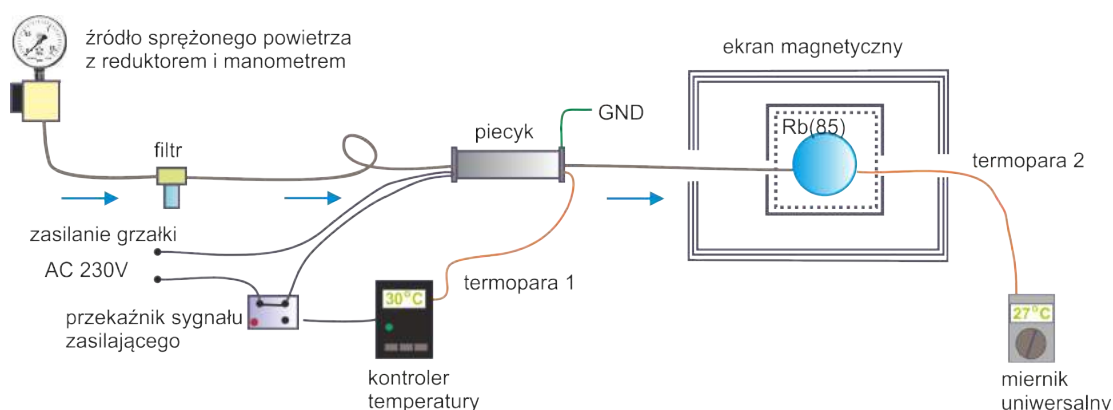
	współczynnik kierunkowy	wyraz wolny
Ω_0	0,9049(13) [$\frac{\text{Hz}}{\mu\text{A}}$]	89,969(48) [Hz]
Ω_{RF}	5,4684(14) [$\frac{\text{Hz}}{\text{V}}$]	192,295(21) [Hz]

Tabela 3: Parametry dopasowań liniowych z rysunku C.1 pozwalających na kalibrację Ω_0 i Ω_{RF} .

D Grzanie komórki z gazem

Podczas pomiarów przesunięcia Blocha–Sieperta potrzebna była zmiana temperatury par rubidu (ogrzewanie). Było to między innymi potrzebne do zbadania zależności od temperatury charakterystycznego dipu pojawiającego się na częstości $\Omega_0 = 0$ w trakcie skanowania wiodącego pola magnetycznego. Zdecydowano się więc wykonać układ służący do ogrzania komórki za pośrednictwem powietrza, gdyż taki układ (w przeciwieństwie do grzałki umieszczonej przy komórce) nie powoduje dodatkowych zaburzeń magnetycznych.

Na rysunku D.1 przedstawiono schemat układu grzejącego. Sprężone powietrze pod niezbyt wysokim ciśnieniem jest filtrowane (dla uniknięcia zabrudzenia komórki parami oleju), a następnie podgrzewane w specjalnie do tego celu przeznaczonym piecu. Temperatura pieca jest aktywnie stabilizowana. Dodatkowo, aby zapobiec turbulencjom podgrzanego powietrza wewnątrz ekranu (każdy ruch powietrza powoduje wzrost szumu podczas detekcji skreślenia płaszczyzny polaryzacji światła), zainstalowano rurki prowadzące światło laserowe i odcinające je od wpływu powietrza.



Rysunek D.1: Układ do ogrzowania komórki z parami rubidu umieszczonej wewnątrz ekranu magnetycznego. Na rysunku przedstawiono sytuację, w której grzałka w piecu jest zasilana. Nie pokazano termopary mierzącej temperaturę na powierzchni grzałki.

W tabeli 4 pokazane są orientacyjne temperatury, w jakich można pracować za pomocą użytego układu. Ponieważ w temperaturze około 50°C może już zachodzić topienie się pokrycia parafinowego komórki zaleca się nieprzekraczanie tej temperatury już na poziomie pieca. Pomiary zamieszczone w tabeli wykonano dla ustalonego przepływu powietrza jedynie w ekranie ferrytowym. Warunki ulegną zmianie

gdy zaizoluje się rurkę prowadzącą powietrze (powietrze wydmuchiwane na końcu rurki nieizolowanej o temperaturze pieca 60°C wynosi 49°C) oraz w zamkniętym trójwarstwowym μ -metal.

l.p.	temperatura pieca [°C]	temperatura komórki [°C]
1	25	24
2	30	26
3	35	27
4	40	29
5	45	30
6	50	31
7	55	33

Tabela 4: Wydajność ogrzewania komórki z gazem umieszczonej w kostce ferrytowej.

Duża różnica temperatur pieca i komórki (zwłaszcza w wyższych temperaturach) pokazuje, że ogrzewanie komórki z gazem ciepłym powietrzem nie jest optymalną metodą grzania. Co więcej, mimo zastosowania osłon, powoduje ona wzrost szumów, a także, ze względu na zależność właściwości magnetycznych ekranu od temperatury, może zwiększać resztkowe pola magnetyczne. Jednak stosowane z umiarem daje dobre wyniki.

E Metody uzyskania wirującej polaryzacji

Pomysł synchronicznego kreowania koherencji zeemanowskich za pomocą wirującej polaryzacji liniowej do badań efektów magnetoptycznych powstał w Laboratorium Krakowsko–Berkeleyowskim jeszcze przed rozpoczęciem przez autorkę pracy studiów doktoranckich. Na potrzeby eksperymentów magnetorotacyjnych zaproponowano dwie metody wytwarzania wirującej polaryzacji: za pomocą komórki Pockelsa¹ oraz interferometru z przesunięciem częstości optycznej². Pomysł wykorzystania komórki Pockelsa wykorzystany został w eksperymencie oBSE (rozdział 3. niniejszej pracy)³. Metoda interferencyjna znalazła z kolei zastosowanie w układzie⁴, w którym obecnie prowadzone są prace związane z wykorzystaniem magnetometrów z wirującą polaryzacją na rzecz badań aktywności biomagnetycznej, na przykład magnetokardiografii [81].

E.1 Komórka Pockelsa

Realizację wirującej polaryzacji za pomocą modulatora elektroptycznego oraz płytki ćwierćfalowej przedstawić można za pomocą formalizmu Jonesa [82]:

$$\wp = \begin{bmatrix} \exp(i\pi/4) & 0 \\ 0 & \exp(-i\pi/4) \end{bmatrix} \mathcal{R}\left(-\frac{\pi}{4}\right) \begin{bmatrix} \exp[iV(t)] & 0 \\ 0 & \exp[-iV(t)] \end{bmatrix} \mathcal{R}\left(\frac{\pi}{4}\right) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix},$$
$$\wp \propto \begin{bmatrix} \cos V(t) \\ \sin V(t) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

gdzie $\wp$ jest wektorem Jonesa, $\mathcal{R}$ jest macierzą obrotu, a $V(t) = V(t + \frac{2\pi}{\omega})$ periodyczną funkcją zależną od napięcia podawanego do komórki Pockelsa. Do modulatora doprowadzany jest sygnał piłokształtny, którego napięcie powoduje liniową zmianę fazy pomiędzy składowymi pola elektrycznego związanymi z osiami kryształu. Zarówno sygnał podawany z generatora do EOM, jak i obserwowany sygnał z detektora, przed którym umieszczono polaryzator (detekcja polaryzacji liniowej wertykalnej) przedstawiono na rysunku E.1.

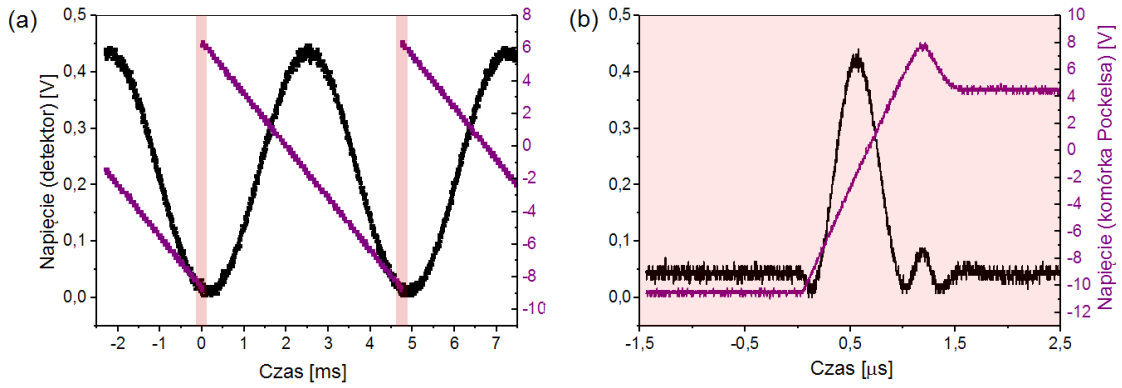
W praktyce sygnał piłokształtny z blisko 100% współczynnikiem wypełnienia, tj. liniowe narastanie w trakcie trwania niemal całego cyklu, bardzo krótki czas powrotu do stanu $V(t = 0) = V(t = \frac{2\pi}{\omega})$, powoduje nieliniową odpowiedź w momencie zakończenia pełnego cyklu i powrotu do napięcia początkowego. Ponieważ

¹Pomysł: Wojciech Gawlik, Paweł Anielski, Jerzy Zachorowski

²Pomysł: Dmitry Budker, Derek Jackson Kimball, Valeriy Yashchuk, Szymon Pustelny

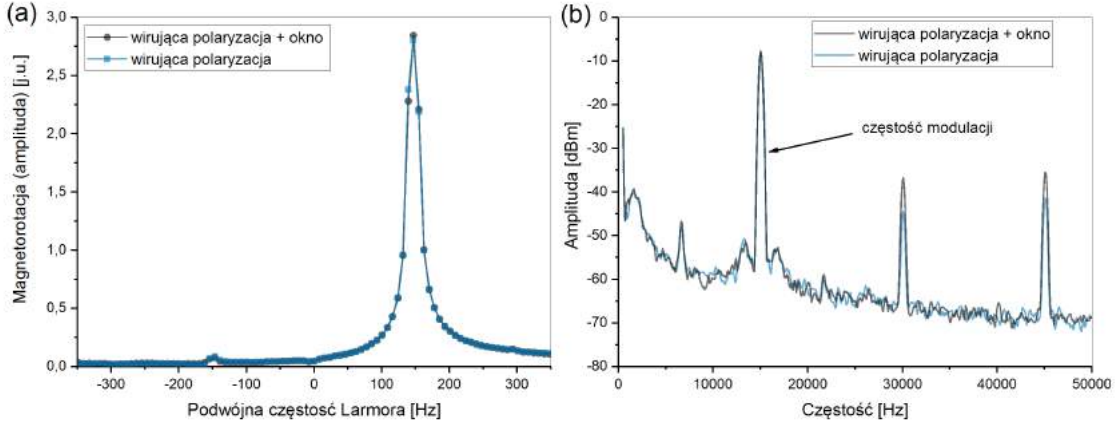
³Wykonanie: Paweł Anielski, Julia Sudyka

⁴Wykonanie: Szymon Pustelny, Przemysław Włodarczyk, Julia Sudyka



Rysunek E.1: Sygnał rotującej polaryzacji. (a) Przebieg czasowy sygnału zarejestrowanego za pomocą detektora za ekranem magnetycznym służącego do analizy polaryzacji (czarny) oraz sygnał piłokształtny podawany do komórki Pockelsa (fioletowy). (b) Fragment wykresu obok zaznaczony różowym tłem: ponieważ współczynnik wypełnienia sygnału piłokształtnego jest niemal stuprocentowy (czas narastania trwa pełny cykl, powrót do stanu początkowego w bardzo krótkim małym odcinku czasowym), szybka zmiana generuje nieliniową odpowiedź detektora. Takie szybkie zmiany mogą również wpływać na odpowiedź atomów.

w eksperymencie nie było oczywiste, czy tak szybkie przejście ma wpływ jedynie na detektor czy również na atomy, sprawdzono jaki wpływ ma ono na sygnał skreślenia płaszczyzny polaryzacji w rzeczywistym pomiarze oraz zbadano widmo tego sygnału. Porównano między sobą pomiary przeprowadzone z „oknem”, tzn. fragment powrotu i zaburzenia został wycięty przy pomocy modulatora akustooptycznego, oraz pomiary bez wycięcia szybkiego powrotu. W praktyce polega to na podaniu do AOM umieszczonego w torze wiązki i pracującego w pierwszym rzędzie ugięcia dodatkowej modulacji prostokątnej skorelowanej fazowo z sygnałem piłokształtnym, o szerokości zbliżonej do zaburzenia i ujemnej amplitudzie. Wyniki przedstawione są na rysunku E.2. Jak widać, wycięcie „powrotnego” fragmentu nie wpływa w istotny sposób na sygnał magneto-rotacji. Widać natomiast, że dodanie okna zwiększa przyczynki sygnału generowane na wyższych harmonicznym. Dlatego zdecydowano się odstąpić od pomysłu wycinania szybkiego powrotu do stanu początkowego. Dalsze pomiary prowadzono z samym sygnałem piłokształtnym.



Rysunek E.2: Odpowiedź atomów na sygnał modulujący. (a) Wycięcie nieliniowej odpowiedzi modulatorem akustooptycznym nie powoduje istotnej zmiany w sygnale magnetorotacji. (b) W spektrum sygnału z „oknem” widać natomiast zwiększenie przyczynków na wyższych harmonicznym.

E.2 Interferencja

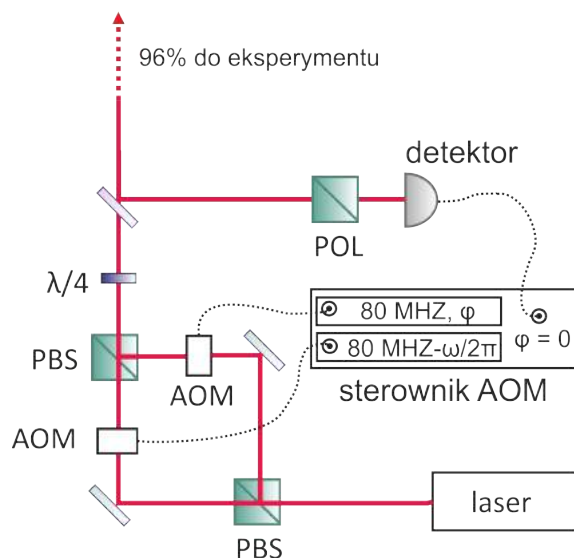
Inną metodą wytwarzania wirującej polaryzacji jest zastosowanie interferometru z dwiema wiązkami z ortogonalną polaryzacją (rysunek E.3). Matematyczny zapis odwzorowujący działanie wykonanego układu jest następujący ($\xrightarrow{\lambda/4}$ oznacza transformację wiązki przez płytkę ćwierćfalową, $\wp_a$, $\wp_b$ są wektorami Jonesa interferujących wiązek):

$$\wp_a = A\hat{x} \cos[(\Omega + \omega)t] \xrightarrow{\lambda/4} \frac{A}{2} \{ \hat{x} \cos[(\Omega + \omega)t] + \hat{y} \sin[(\Omega + \omega)t] \},$$

$$\wp_b = A\hat{y} \cos(\Omega t) \xrightarrow{\lambda/4} \frac{A}{2} \{ \hat{x} \cos[\Omega t] - \hat{y} \sin[\Omega t] \} \quad (2)$$

$$\wp = \wp_a + \wp_b = A \cos[\Omega' t] \{ \hat{x} \cos[\frac{\omega t}{2}] + \hat{y} \sin[\frac{\omega t}{2}] \}, \quad \Omega' = \frac{2\Omega + \omega}{2}. \quad (3)$$

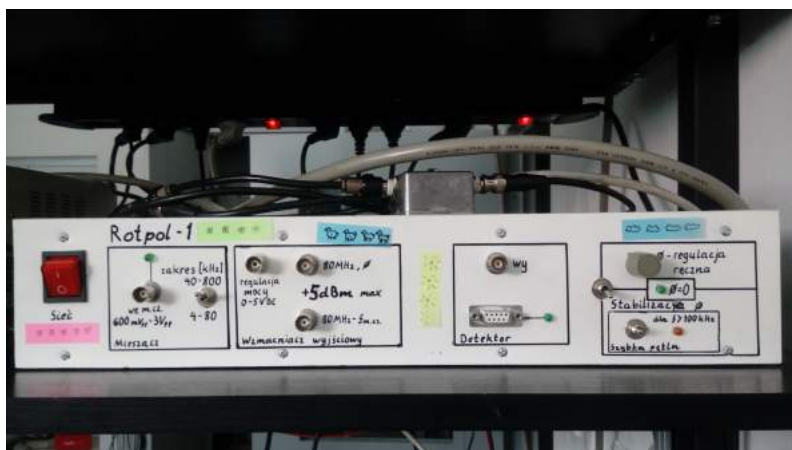
W takim układzie bardzo ważne jest zachowanie jednakowych dróg optycznych pomiędzy ramionami interferometru. Jednak układ ten znajduje się w otoczeniu, w którym nawet niewielkie fluktuacje powietrza wprowadzają zaburzenia współczynnika załamania, a co za tym idzie względnej fazy pomiędzy ramionami interferometru. Dlatego niezwykle ważnym elementem tego układu jest sterownik rotującej polaryzacji (rysunek E.4), który pozwala na aktywną stabilizację fazy pomiędzy ramionami interferometru [83]. W układzie tym częstość sygnału z detektora referencyjnego (obserwacja składowej polaryzacji liniowej w wybranym kierunku) porównywana jest z częstością ω . Różnica faz pomiędzy tymi sygnałami uwzględniana



Rysunek E.3: Schemat interferometru do wytwarzania wirującej polaryzacji. Wiązka laserowa dzielona jest a następnie rekombinowana na polaryzujących kostkach światłodziących (PBS). W ramionach interferometru znajdują się modulatory akustooptyczne (AOM). Różnica w częstości fali nośnej każdego interferometru przesuwaa częstość optyczną światła. Faza względna pomiędzy dwoma sygnałami doprowadzonymi do AOM musi kompensować zmiany fazy wynikające z fluktuacji drogi optycznej w obu ramionach (ruchy powietrza, gradienty temperatur). Do aktywnej stabilizacji wykorzystywany jest sygnał z detektora badającego określony kierunek polaryzacji liniowej.

jest w sygnale elektronicznym zasilającym jeden z modulatorów akustooptycznych, co pozwala na zapięcie pętli sprzężenia zwrotnego stabilizującej sygnał obracającej się polaryzacji.

Niewątpliwą zaletą takiej realizacji wirującej polaryzacji jest ciągłość obrotu i brak potrzeby analizy nieliniowych odpowiedzi na bardzo szybkie zmiany układzie. Z drugiej strony, układ wymaga użycia aktywnej stabilizacji i zajmuje więcej miejsca na stole optycznym.



Rysunek E.4: Sterownik AOM pozwalający na wytworzenie światła o ciągle wirującej polaryzacji liniowej. Sterownik składa się z czterech paneli. Od lewej: moduł przyłączenia sygnału z generatora (mieszacz), moduł zasilania AOM (wzmacniacz wyjściowy), moduł przyłączenia sygnału sprzężenia zwrotnego (detektor) oraz moduł sterowania fazą (stabilizacja).

E.3 Porównanie metod synchronicznego pompowania

Istotną częścią pracy eksperymentalnej związanej z obserwacjami efektu Blocha–Siegerta generowanego polem optycznym była budowa i charakteryzacja układu z rotującą polaryzacją. Zastosowanie rotującej polaryzacji jest całkiem nową propozycją pompowania synchronicznego w układach do obserwacji rezonansów magnetoptycznych. Poza częstotścią rezonansu istotne parametry sygnałów to amplituda sygnału A oraz szerokość (całkowita) Γ sygnału magnetorotacji. Ważnym parametrem, pozwalającym ocenić jakość sygnału jest również stosunek A/Γ . Parametry te, w funkcji uśrednionych w czasie mocy wiązek pompującej i próbującej przedstawione zostały na wykresach konturowych na rysunku E.5 oraz na ich wybranych przekrojach na rysunkach E.6 oraz E.7.

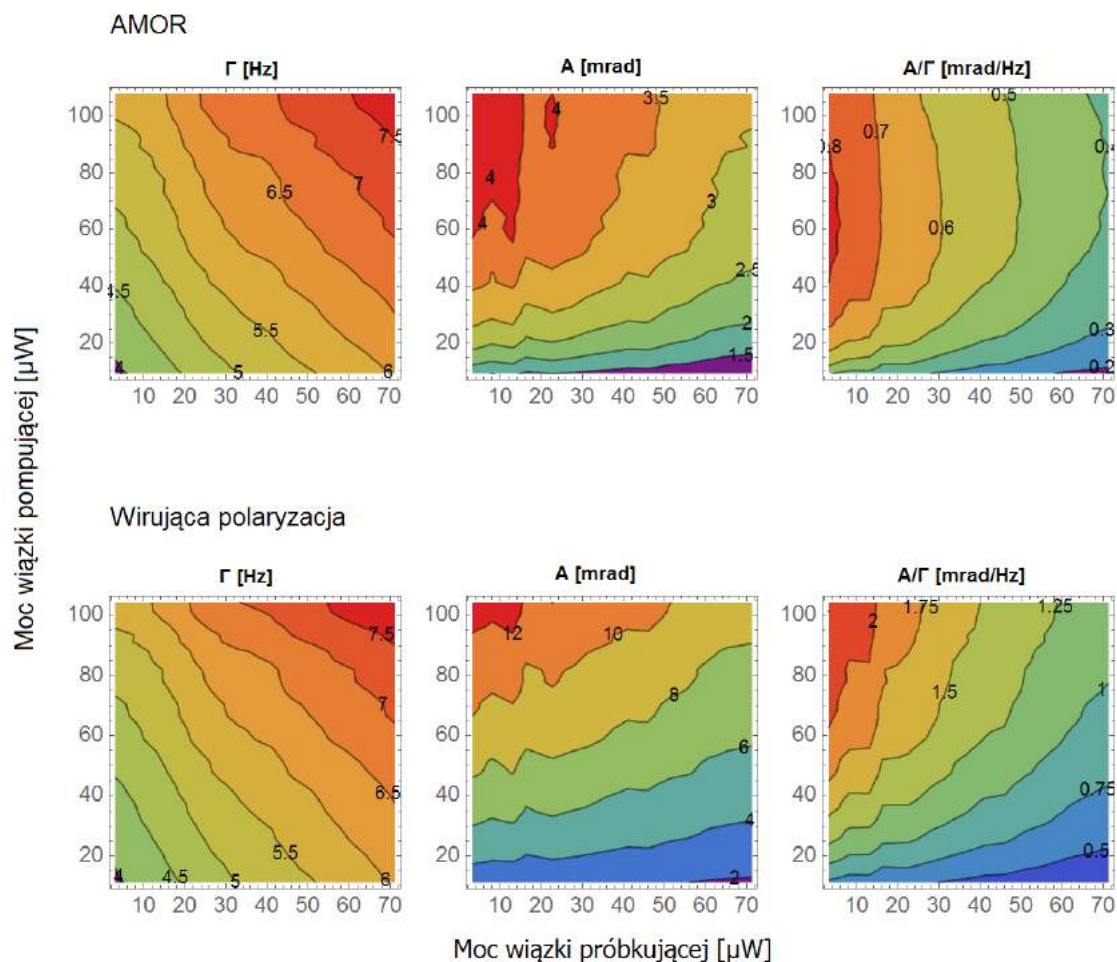
Na wykresach widać, że sygnały generowane przy pomocy pola rotującego cechuje (przeważnie trzykrotnie) wyższa amplituda niż ta otrzymywana w przypadku generacji rezonansów magnetoptycznych za pomocą modulacji amplitudowej. Co więcej, sygnały z modulacją amplitudową szybko ulegają nasyceniu i ich amplituda już nie wzrasta. W zakresie badanych parametrów nie zaobserwowano nasycenia w przypadku użycia wiązki z rotującą polaryzacją (tzn. nasycenie występuje dla znacznie wyższych mocy wiązki pompującej). Szerokości sygnałów są natomiast porównywalne i wzrastają wraz z mocą światła oddziałującego z gazem atomowym.

Optimum sygnału magnetorotacji (tj. duża amplituda sygnału przy małej jego

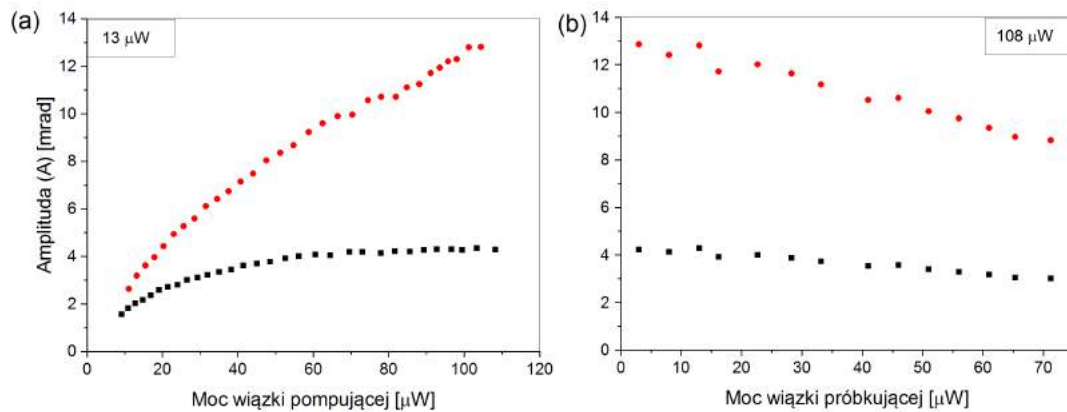
szerokości – maksymalna wartość stosunku A/Γ) osiągane jest dla innych mocy w prezentowanych wariantach eksperymentu. Dla metody AMOR optymalną mocą wiązki pompującej jest $60 - 80 \mu\text{W}$, natomiast dla wariantu z rotującą polaryzacją $> 100 \mu\text{W}$. Wiązka próbkująca w obydwu wariantach nie powinna przekraczać $5 \mu\text{W}$.

Zwiększoną amplitudę sygnału magnetorotacji w wariancie z rotującą polaryzacją można wytłumaczyć na podstawie efektywnego czasu spójnego oddziaływania wiązki światła z atomami. Poprzez oddziaływanie efektywne rozumiane jest idealne dopasowanie fazy. W praktyce oznacza to, że wiązka rotująca z częstotliwością rezonansową przez cały czas trwania cyklu jest idealnie zsynchronizowana z precesją Larmora spinów atomowych. W modulacji amplitudowej dzieje się tak tylko w jednym, szczególnym momencie pełnego cyklu). Co więcej, amplituda sygnałów AMOR zależy także od kształtu sygnału modulującego. W eksperymentach przeprowadzanych w Zakładzie Fotoniki używana do tego celu jest funkcja sinus, ponieważ nacisk położony jest na czystość sygnału w dziedzinie spektralnej. Wykazano jednak, że dla uzyskania maksymalnej amplitudy (ale ciągle o mniejszej amplitudzie niż w przypadku wirującej polaryzacji) optymalne są sygnały prostokątne o 5% współczynnika wypełnienia cyklu [11]. Zagadnienie to jest z pewnością bardzo ciekawe i warte szczególnej analizy.

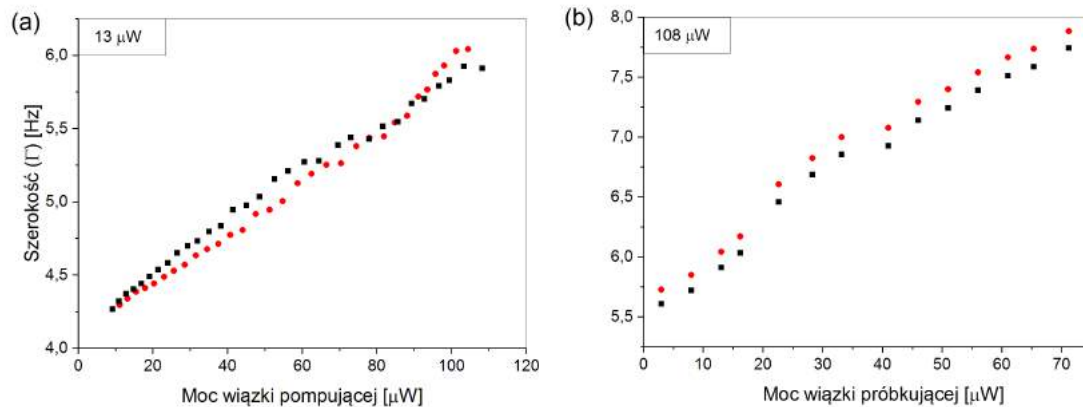
Na rysunku E.8 przedstawiono zależności omawianych powyżej parametrów od mocy wiązek światła w drugim układzie eksperymentalnym, w którym wykorzystano interferencyjną metodę wytwarzania wirującej polaryzacji. Z powodu sporej różnicy w układach (inny izotop rubidu, gorsza jakość ekranowania), nie da się na podstawie przedstawionych danych porównać ilościowo dwóch metod wytwarzania wirującego pola pompującego. Zaobserwować można jednak analogię cech rozróżniających metodę AMOR do metody obserwacji rezonansów magnetoptycznych indukowanych polem z wirującą polaryzacją: trzykrotnie mniejsza amplituda, mniejsza tolerancja na saturację mocą. W przyszłości interesujący byłby pomiar tych dwóch metod z użyciem tego samego ekranu magnetycznego, a także tej samej komórki, aby móc porównać na przykład stosunki sygnału do szumu.



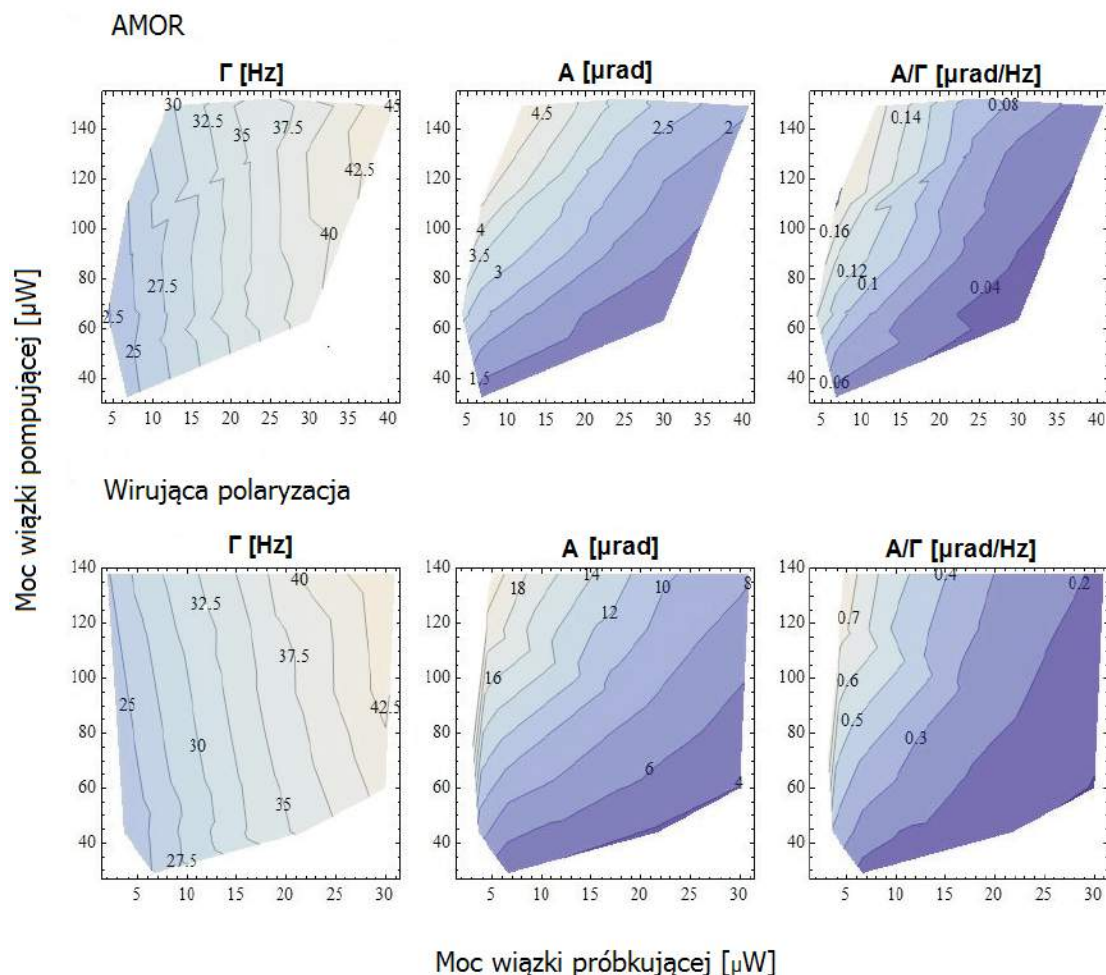
Rysunek E.5: Porównanie istotnych parametrów sygnałów magnetorotacji w funkcji mocy wiązek dla badanych metod modulacji: AMOR oraz wirująca polaryzacja (układ z komórką Pockelsa). Kolejno od lewej: wykresy konturowe szerokości, amplitudy i stosunek szerokości do amplitudy w zależności od mocy wiązek pompującej (oś y) i próbkującej (oś x). Parametry te uzyskano z dopasowania funkcji Lorentza [wzory (1.2)] do otrzymywanych sygnałów magnetorotacji. W pierwszym wierszu znajdują się parametry uzyskane przy zastosowaniu modulacji amplitudowej (AMOR). W drugim wierszu wykresy tworzone były na podstawie sygnałów magnetorotacji w układzie z rotującą polaryzacją (komórka Pockelsa).



Rysunek E.6: Porównanie amplitudy sygnałów magnetorotacji dla badanych metod modulacji: AMOR (czarne kwadraty) oraz wirująca polaryzacja (układ z komórką Pockelsa – czerwone kropki). Wykresy zależności amplitudy w zależności od mocy wiązki pompującej (a) oraz próbującej (b). Parametry te uzyskano z dopasowania funkcji Lorentza [wzory (1.2)] do otrzymywanych sygnałów magnetorotacji.



Rysunek E.7: Porównanie szerokości sygnałów magnetorotacji dla badanych metod modulacji: AMOR (czarne kwadraty) oraz wirująca polaryzacja (układ z komórką Pockelsa – czerwone kropki). Wykresy zależności szerokości w zależności od mocy wiązki pompującej (a) oraz próbującej (b). Parametry te uzyskano z dopasowania funkcji Lorentza [wzory (1.2)] do otrzymywanych sygnałów magnetorotacji.



Rysunek E.8: Porównanie istotnych parametrów sygnałów magnetorotacji w funkcji mocy wiązek dla badanych metod modulacji: AMOR oraz wirująca polaryzacja (układ z interferometrem). Kolejno od lewej: wykresy konturowe szerokości, amplitudy i stosunek szerokości do amplitudy w zależności od mocy wiązek pompującej (oś y) i próbującej (oś x). Parametry te uzyskano z dopasowania funkcji Lorentza [wzory (1.2)] do otrzymywanych sygnałów magnetorotacji. W pierwszym wierszu przedstawiono parametry w przypadku modulacji amplitudowej (AMOR). W drugim wierszu wykresy tworzone były na podstawie sygnałów magnetorotacji w układzie z rotującą polaryzacją (interferometr).

F Kształty krzywych rezonansowych

F.1 Sygnał RF NMOR

Analityczny wzór na kąt skreślenia płaszczyzny polaryzacji w eksperymentach RF NMOR, gdzie rezonans magnetoptyczny wzbudzany jest zmiennym polem $\Omega_{RF} \propto B_{RF} \cos(\omega t)$ w obecności stałego pola magnetycznego ($\Omega_0 \propto B_0$), dany jest przez [65]

$$\phi(x, S_{RF}) = \phi_0 \frac{x\sqrt{S_{RF}}(1 - 2S_{RF} + 4x^2)}{(1 + S_{RF} + x^2)(1 + 4S_{RF} + 4x^2)}, \quad (4)$$

ϕ_0 jest wolnym parametrem, $x = (\omega - \Omega_0)/\Gamma$ jest znormalizowanym do szerokości sygnału odstrojeniem od rezonansu, a $S_{RF} = (\Omega_{RF}/\Gamma)^2$ bezwymiarową stałą nasycenia zależną od częstości Rabiego wzbudzającego pola RF (Ω_{RF}) oraz stałej relaksacji/szerokości sygnału (Γ). W reżimie niskich pól RF wzór ten może być przybliżony przez dyspersyjną krzywą Lorentza

$$\phi(x, S_{RF} \rightarrow 0) = \phi_0 \frac{x\sqrt{S_{RF}}}{1 + x^2}. \quad (5)$$

Odstępstwa pomiędzy kształtami dwóch funkcji zdefiniowanych w równaniach (4) i (5) pokazano na wykresie F.1. Krzywe wykreślono dla tego samego parametru nasycenia $S_{RF} = 1$. Jak widać, stała nasycenia nie spełnia już kryterium zastosowania przybliżenia kształtu lorentzowskiego ($S_{RF} \rightarrow 0$). Poza oczywistą różnicą, jaką jest pojawienie się przyczynku Majorany (efekt interferencji procesów jedno- i trójfotonowych w centrum rezonansu [59]), rozbieżne są również amplitudy sygnałów.

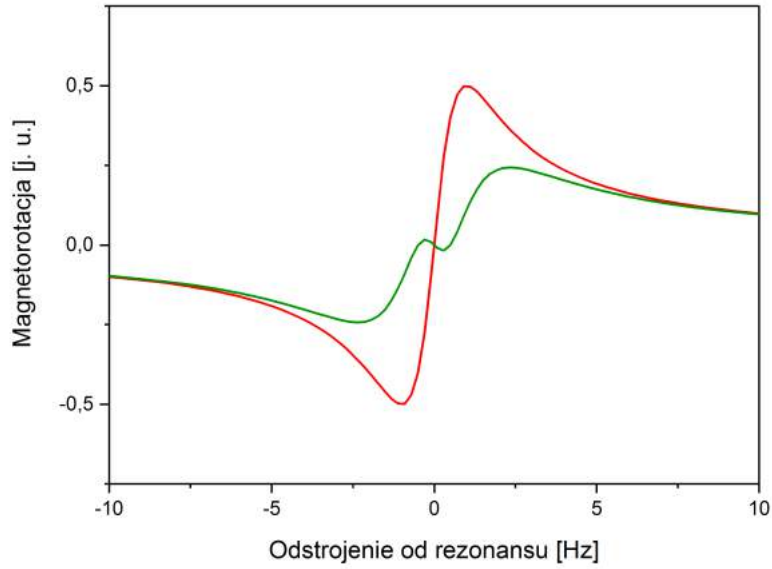
F.2 Sygnał NMOR wzbudzany polem optycznym

W eksperymentach z nieliniowym efektem magnetoptycznym, w którym rezonans kreowany jest dzięki koherencjom optycznym w stałym polu magnetycznym Ω_0 , kształt tego rezonansu dany jest wzorem [84]

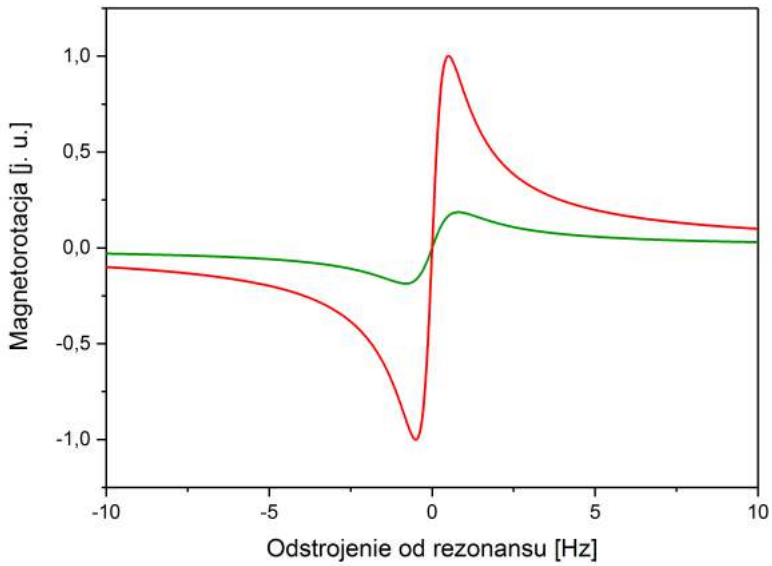
$$\phi(x, \kappa) = \frac{12\kappa x(1 + \kappa)}{4x^2(3 + \kappa) + (3 + 4\kappa)(1 + \kappa)^2}, \quad (6)$$

ϕ_0 jest wolnym parametrem, $x = \Omega_0/\Gamma$ jest znormalizowanym do szerokości sygnału odstrojeniem od rezonansu w polu zerowym, a $\kappa = \beta^2/(\Gamma\Gamma_e)$ bezwymiarową stałą nasycenia zależną od częstości Rabiego optycznego pola pompującego (β), szerokości stanu wzbudzonego Γ_e oraz stałej relaksacji koherencji/szerokości sygnału (Γ). W reżimie niskich pól optycznych wzór ten może być przybliżony przez dyspersyjną krzywą Lorentza

$$\phi(x, \kappa \rightarrow 0) = \frac{4\kappa x}{1 + 4x^2}. \quad (7)$$



Rysunek F.1: Kształt sygnału magneto rotacji mierzony w eksperymencie RF NMOR, w reżimie silnych pól RF. Kolorem zielonym oznaczona jest funkcja analityczna sygnału magneto rotacji w eksperymencie RF NMOR dana wzorem (4). Kolorem czerwonym zaś zaznaczono dyspersyjną funkcję Lorentza [wzór (5)].



Rysunek F.2: Kształt sygnału magneto rotacji rejestrowany w eksperymencie z modulacją światła, w reżimie silnej wiązki pompującej. Kolorem zielonym oznaczona jest funkcja analityczna sygnału magneto rotacji w eksperymencie NMOR ze wzbudzeniem optycznym dana wzorem (6), kolorem czerwonym zaś zaznaczono dyspersyjną funkcję Lorentza [wzór (7)].

Różnice w kształtach dwóch funkcji zdefiniowanych w równaniach (6) i (7) pokazano na wykresie F.2. Krzywe wykreślono dla tego samego parametru nasycenia $\kappa = 1$. Jak pokazano w poprzednim paragrafie dla eksperymentalnych sygnałów RF NMOR i w tym przypadku stała nasycenia nie spełnia już kryterium zastosowania przybliżenia kształtu lorentzowskiego ($\kappa \rightarrow 0$). Rozbieżność ta jednak wynika wyłącznie z różnych amplitud sygnałów.

Bibliografia

- [1] F. Bloch, A. Siegert, „Magnetic Resonance for Nonrotating Fields”, *Phys. Rev.* **57**, 522 (1940).
- [2] W. E. Bell, A. L. Bloom, „Optically Driven Spin Precession”, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 280 (1961).
- [3] M. A. Bouchiat, „Relaxation magnétique d’atomes de rubidium sur des parois paraffinées”, *J. Physique* **24**, 379 (1963)
- [4] M. A. Bouchiat, J. Brossel, *Relaxation of Optically Pumped Rb Atoms on Paraffin-Coated Walls*, *Phys. Rev.* **147**, 41 (1966).
- [5] S. J. Seltzer, M. A. Bouchiat, M. V. Balabas, *Optical Magnetometry*, Rozdział 11: *Surface coatings for atomic magnetometry*, edited by: D. Budker, and D. F. Jackson Kimball, Cambridge University Press (2013).
- [6] U. Fano, „Description of states in quantum mechanics by density matrix and operator techniques”, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 74 (1957).
- [7] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics. Second Edition.*, Elsevier, San Diego (2003)
- [8] *Optical Magnetometry*, edited by: D. Budker, and D. F. Jackson Kimball, Cambridge University Press (2013).
- [9] *High Sensitivity Magnetometers*, Springer, edited by: A. Grosz, M. J. Haji-Sheikh, S. C. Mukhopadhyay (2017).
- [10] W. Hanle, „Über magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz”, *Z. Phys.* **30**, 93 (1924).
- [11] B. Patton, E. Zhivun, D. C. Hovde, D. Budker, „All-Optical Vector Atomic Magnetometer”, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 13001 (2014).

- [12] M. Auzinsh, D. Budker D. F. Kimball, S. M. Rochester, J. E. Stalnaker, A. O. Sushkov, V. V. Yashchuk, „Can a Quantum Nondemolition Measurement Improve the Sensitivity of an Atomic Magnetometer?”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 173002 (2004).
- [13] N. Herz, E. G. Garrison, *Geological Methods for Archeology*, Oxford University Press (1998).
- [14] H. Korth, K. Strohhahn, F. Tejada, A. G. Andreou, J. Kitching, S. Knappe, S. J. Lehtonen, S. M. London, M. Kafel, „Miniature atomic scalar magnetometer for space based on the rubidium isotope ^{87}Rb ”, *J. Geophys. Res.* **121**, 7870 (2016).
- [15] S. Groeger, *Laser-pumped cesium magnetometers for PSI-nEDM experiment*, Praca Doktorska, Fribourg University (2005)
- [16] S. Pustelny, D. F. Jackson Kimball, C. Pankow, M. P. Ledbetter, P. Włodarczyk, P. Wcisło, M. Pospelov, J. Smith, J. Read, W. Gawlik, D. Budker, „The Global Network of Optical Magnetometers for Exotic physics”, *Ann. Phys.* **525**, 659 (2013).
- [17] G. Bevilacqua, V. B. Andrei, B.-A. Baranga, Y. Dancheva, C. Rossi, „Microtesla NMR J-coupling spectroscopy with an unshielded atomic magnetometer”, *J. Magn. Res.* **263**, 65 (2016).
- [18] I. Savukov, T. Karaulanov, „Anatomical MRI with an atomic magnetometer”, *J. Magn. Res.* **231**, 39 (2013).
- [19] O. Alem, T. H. Sander, R. Mhaskar, J. LeBlanc, H. Eswaran, U. Steinhoff, Y. Okada, J. Kitching, L. Trahms, S. Knappe, „Fetal magnetocardiography measurements with an array of microfabricated optically pumped magnetometers”, *Phys. Med. Biol.* **60**, 4797 (2015).
- [20] A. P. Colombo, T. R. Carter, A. Borna, Y.-Y. Jau, C. N. Johnson, A. L. Dagel, P. D. D. Schwindt, „Four-channel optically pumped atomic magnetometer for magnetoencephalography”, *Opt. Express* **24**, 15403 (2016).
- [21] D. F. Jackson Kimball, E. B. Alexandrov, D. Budker, *Optical Magnetometry*, Rozdział 1: *General principles and characteristics of optical magnetometers*, edited by: D. Budker, and D. F. Jackson Kimball, Cambridge University Press (2013).

- [22] J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack, M. V. Romalis, „High-Sensitivity Magnetometer Unaffected by Spin-Exchange Relaxation”, *Phys. Rev. Lett* **89**, 130801 (2002).
- [23] D. Drung, C. Abmann, J. Beye, A. Kirste, M. Peters, F. Ruede, T. Schurig, „Highly sensitive and easy-to-use SQUID sensors”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 699 (2007).
- [24] M. Arditi, T. R. Carver, „Hyperfine Relaxation of Optically Pumped ^{87}Rb Atoms in Buffer Gases”, *Phys. Rev. A* **136**, 643 (1964).
- [25] S. Colombo, V. Dolgovskiy, T. Scholtes, Z. D. Grujić, V. Lebedev, A. Weis, „Orientational dependence of optically detected magnetic resonance signals in laser-driven atomic magnetometers”, *Appl. Phys. B* **123**, 35 (2017).
- [26] G. Bao, A. Wickenbrock, S. Rochester, D. Budker, „Suppression of nonlinear Zeeman effect and heading error in earth-field-range alkali-vapor magnetometers”, *arXiv: 1708.05262v1* (2017).
- [27] G. Breit, I. Rabi, „Measurement of Nuclear Spin”, *Phys. Rev.* **38**, 2082 (1931).
- [28] W. Happer, „Optical pumping”, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169 (1972).
- [29] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, „Experimental Study of Zeeman Light Shifts in Weak Magnetic Fields”, *Phys. Rev. A* **5**, 968 (1972).
- [30] E. Zhivun, A. Wickenbrock, J. Sudyka, B. Patton, S. Pustelny, D. Budker, „Vector light shift averaging in paraffin coated alkali vapor cells”, *Opt. Express* **24**, 15383 (2016).
- [31] W. Happer, B. S. Mathur, „Effective Operator Formalism in Optical Pumping”, *Phys. Rev.* **163**, 12 (1967).
- [32] W. Happer, *Light propagation and light shifts in optical pumping experiments in Progress in Quantum Electronics* **1**, Part 2, Elsevier, 51-103 (1970).
- [33] 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).

- [34] W. Chałupczak, A. Wojciechowski, S. Pustelny, W. Gawlik, „Competition between the tensor light shift and nonlinear Zeeman effect”, *Phys. Rev. A* **82**, 023417 (2010).
- [35] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, C. Fabre, „A quantum calculation of the higher order terms in the Bloch–Siegert shift”, *J. Phys. B* **6**, L214 (1973).
- [36] J. H. Shirley, „Solution of the Schroedinger Equation with a Hamiltonian periodic in Time”, *Phys. Rev.* **138**, B 979 (1965).
- [37] P. Hannaford, D. T. Pegg, G. W. Series, „Analytical expressions for the Bloch–Siegert shift”, *J. Phys. B* **6**, L222 (1973).
- [38] E. Arimondo, G. Moruzzi, „Aligned atoms in a strong oscillating RF field. A simple treatment by continued fraction of 2x2 matrices”, *J. Phys. B* **15**, 73 (1982).
- [39] E. Arimondo, G. Moruzzi, „Bloch–Siegert shift in optically oriented Hg(199) vapour”, *J. Phys. B* **6**, 2382 (1973).
- [40] M. Mehring, P. Hoefer, A. Grupp, „Bloch–Siegert shift, Rabi oscillation, and spinor behavior in pulsed electron–nuclear double-resonance experiments”, *Phys. Rev. A* **33**, 3523 (1983).
- [41] L. Emsley, G. Bodenhausen, „Phase shifts induced by transient Bloch–Siegert effects in NMR”, *Chem. Phys. Lett.* **168**, 297 (1990).
- [42] T. Gullion, „Measurement of dipolar interactions between spin-1/2 and quadrupolar nuclei by rotational-echo, adiabatic-passage, double resonance NMR”, *Chem. Phys. Lett.* **1246**, 325 (1995).
- [43] L. Sacolick, F. Wiesinger, I. Hancu, M. W. Vogel, „ B_1 Mapping by Bloch–Siegert Shift”, *Magn. Reson. Med.* **63**, 1315 (2010).
- [44] P. Forn–Diaz, J. Lisenfeld, D. Marcos, J. J. García–Ripoll, E. Solano, C. J. Harman, J. E. Mooij, „Observation of the Bloch–Siegert Shift in a Qubit–Oscillator System in the Ultrastrong Coupling Regime”, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 237001 (2010).
- [45] J. Scheuer, X. Kong, R. S. Said, J. Chen, A. Kurz, L. Marseglia, J. Du, P. R. Hemmer, S. Montangero, T. Calarco, B. Naydenov, F. Jelezko, „Precise qubit

- control beyond the rotating wave approximation”, New J. Phys. **16**, 093022 (2014).
- [46] A. Laucht, S. Simmons, R. Kalra, G. Tosi, J. P. Dehollain, J. T. Muhonen, S. Freer, F. E. Hudson, K. M. Itoh, D. N. Jamieson, J. C. McCallum, A. S. Dzurak, Andrea Morello, „Breaking the rotating wave approximation for a strongly driven dressed single-electron spin”, Phys. Rev. B **94**, 161302(R) (2016).
 - [47] Z. D. Grujić, P. A. Koss, G. Bison, A. Weis, „A sensitive and accurate atomic magnetometer based on free spin precession”, Eur. Phys. J. D **69**, 135 (2015).
 - [48] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions*, Rozdział 6: *The Dressed Atom Approach*, Wiley-VCH (2008).
 - [49] L. Allen, J. H. Eberly, „Optical resonance and two-level atoms”, Dover Publications (1987).
 - [50] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions*, Rozdział 3: *Nonperturbative calculation of transition amplitudes*, Wiley-VCH (2008).
 - [51] M. Ledbetter, V. M. Acosta, S. M. Rochester, D. Budker, S. Pustelny, V. V. Yashchuk, „Detection of radio frequency magnetic fields using nonlinear magneto-optical rotation”, Phys. Rev. A **75**, 23405 (2007).
 - [52] T. Zigdon, A. D. Wilson-Gordon, S. Guttikonda, E. J. Bahr, O. Neitzke, S. M. Rochester, D. Budker, „Nonlinear magneto-optical rotation in the presence of radio-frequency field”, Opt. Express **18**, 25494 (2010).
 - [53] V. V. Yashchuk, S. K. Lee, E. Paperno, *Optical Magnetometry*, Rozdział 12: *Magnetic shielding*, edited by: D. Budker, and D. F. Jackson Kimball, Cambridge University Press (2013).
 - [54] K. Corwin, Z.-T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein, C. E. Wieman, „Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in atomic vapor”, Appl. Opt. **37**, 3295 (1998).
 - [55] N. Kostinski, B. A. Olsen, R. Marsland 3rd, B. H. McGuyer, W. Happer, „Temperature-insensitive laser frequency locking near absorption lines”, Rev. Sci. Instr. **82**, 33114 (2011).

- [56] Z. D. Grujić, A. Weis, „Atomic magnetic resonance induced by amplitude-, frequency-, or polarization-modulated light”, *Phys. Rev. A* **88**, 012508 (2013).
- [57] J. Brossel, F. Bitter, „A New *Double Resonance* Method for Investigating Atomic Energy Levels. Application to Hg $^3P_1^*$ ”, *Phys. Rev.* **86**, 308 (1952).
- [58] E. Majorana, „Atomi orientati in campo magnetico variabile”, *Nuovo Cim.* **9**, 43 (1932).
- [59] C. Cohen-Tannoudji, D. Guéry-Odelin, *Advances in Atomic Physics: An Overview*, Chapter 3: *Optical Methods*, World Scientific (2011).
- [60] W. Gawlik, L. Krzemień, S. Pustelny, D. Sangla, and J. Zachorowski, „Non-linear Magneto-Optical Rotation with Amplitude-Modulated Light”, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 131108 (2006).
- [61] S. Rochester, *Mathematica* ADM package dostępny na stronie <http://rochesterscientific.com/ADM/>.
- [62] M. Auzinsh, D. Budker, S. M. Rochester, *Optically Polarized Atoms. Understanding Light-Atom Interactions.*, Rozdział 10: *Light-atom interaction observed in transmitted light*, Oxford University Press (2010).
- [63] M. Auzinsh, D. Budker, S. M. Rochester, *Optically Polarized Atoms. Understanding Light-Atom Interactions.*, Rozdział 7: *Atomic transitions*, Oxford University Press (2010).
- [64] M. Auzinsh, D. Budker, S. M. Rochester, *Optically Polarized Atoms. Understanding Light-Atom Interactions.*, Rozdział 4: *Atoms in external magnetic and electric fields*, Oxford University Press (2010).
- [65] A. Weis, G. Bison, A. S. Pazgalev, „Theory of double resonance magnetometers based on atomic alignment”, *Phys. Rev. A* **74**, 033401 (2006).
- [66] N. Leefer, C. T. M. Weber, A. Cingöz, J. R. Torgerson, D. Budker, „New limits on variation of the fine-structure constant using atomic dysprosium”, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 060801 (2013).
- [67] M. Faraday, „Experimental Researches in Electricity”, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **136**, 1 (1846).

- [68] Y. P. Malakyan, S. M. Rochester, D. Budker, D. F. Kimball, V. V. Yashchuk, „Nonlinear magneto-optical rotation of frequency-modulated light resonant with low-J transition”, *Phys. Rev. A* **69**, 013817 (2004).
- [69] Szymon Pustelny, *Nonlinear magneto-optical effects*, praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (2007).
- [70] V. V. Yashchuk, D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball, Y. P. Malakyan, S. M. Rochester, „Selective Addressing of High-Rank Atomic Polarization Moments”, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 253001 (2003).
- [71] A. Wojciechowski, E. Corsini, J. Zachorowski, W. Gawlik, „Nonlinear Faraday Rotation and Superposition-State Detection in Cold Atoms”, *Phys. Rev. A* **81**, 053420 (2010).
- [72] S. Pustelny, 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).
- [73] W. Gawlik, L. Krzemien, 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).
- [74] S. Pustelny, A. Wojciechowski, M. Gring, M. Kotyrba, J. Zachorowski, W. Gawlik, „Magnetometry Based On Nonlinear Magneto-optical Rotation With Amplitude-modulated Light”, *J. Appl. Phys.* **103**, 023405 (2008).
- [75] C. Cohen-Tannoudji, D. Guéry-Odelin, *Advances in Atomic Physics: An Overview*, Rozdział 7: *Perturbations due to quasi resonant optical excitation*, World Scientific (2011).
- [76] B. Julsgaard, „Entanglement and Quantum Interactions with Macroscopic Gas Samples”, praca doktorska, University of Aarhus (2003).
- [77] M. Knudsen, „Die Verdichtung von Metaldämpfen an abgekühlten Körpern”, *Ann. Phys.* **29**, 179 (1909).
- [78] E. Zhivun, „Vector AC Stark shift in ^{133}Cs atomic magnetometers with antirelaxation coated cells”, praca doktorska University of California, Berkeley (2016).

- [79] S. Pustelny, W. Gawlik, S. M. Rochester, D. F. Jackson Kimball, V. V. Yashchuk, D. Budker, „Nonlinear Magneto–Optical Rotation With Modulated Light In Tilted Magnetic Field”, *Phys. Rev. A* **74**, 063420 (2006).
- [80] S. Pustelny, D. F. Jackson Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, D. Budker, „Influence of magnetic-field inhomogeneity on nonlinear magneto-optical resonances”, *Phys. Rev. A* **74**, 063406 (2006).
- [81] I. Rodzoń, *Optyczne pomiary pól biomagnetycznych*, praca licencjacka, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (2017).
- [82] R. C. Jones, „A New Calculus for the Treatment of Optical Systems”, *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 488 (1941).
- [83] P. Włodarczyk, *Podzespoły elektroniczne i optoelektroniczne w magnetometrii atomowej*, praca doktorska, wydział Informatyki, Elektroniki i Telekomunikacji, Akademia Górniczo–Hutnicza, Kraków (2016).
- [84] S. Rochester, tutorial „Zeeman Structure: Nonlinear Magneto–Optical Rotation” w *Mathematica* ADM package dostępny na stronie <http://rochesterscientific.com/ADM/>.

Podziękowania

Pragnę złożyć serdeczne podziękowania moim wieloletnim opiekunom naukowym, a także promotorom niniejszej pracy prof. dr. hab. Wojciechowi Gawlikowi i dr. hab. Szymonowi Pustelnemu. Profesorowi Gawlikowi szczególnie jestem wdzięczna za dzielenie się ze mną swoją wiedzą i doświadczeniem, a także za niezawodną gotowość do poświęcenia swojego czasu na wyjaśnianie trudnych dla mnie zagadnień. Dziękuję również za cierpliwość i duży wkład podczas tworzenia niniejszej rozprawy. W trakcie pracy doświadczalnej wielokrotnie zdarzało mi się utknąć w „martwym punkcie”. Dzięki współpracy z dr. hab. Pustelnym udawało mi się przebrnąć przez największe wyzwania związane z budową układów eksperymentalnych i interpretacją otrzymywanych wyników. Dr hab. Szymon Pustelny był też moim mentorem w dziedzinie obliczeń numerycznych.

Dziękuję również osobom, z którymi miałam okazję współpracować bezpośrednio w laboratorium, przy układach z wirującą polaryzacją. Przemysławowi Włodarczykowi bardzo dziękuję za wytrwałe znoszenie mojej niewielkiej wiedzy z zakresu elektroniki i próbę jej pogłębienia. Pawłowi Anielskiemu za wtajemniczenie mnie w podstawy doświadczenia z EOM oraz pozostawienie spuścizny w postaci nieskażitelnego układu eksperymentalnego.

Chcę także wyrazić swoją wdzięczność pozostałym kolegom z laboratorium światłowodów fotonicznych, magnetometrii i inżynierii stanów kwantowych, szczególnie Michałowi Grabce oraz Mikhajłowi Padniukowi za nieocenioną pomoc podczas naprawy ekranów magnetycznych, Dariuszowi Kotasowi za gwarantowane wsparcie IT. Dziękuję także koleżankom i kolegom z Zakładu Fotoniki, a w szczególności Adzie Umińskiej, Agacie Mendys, Barbarze Wajnoch, Aleksandrze Górczycy, Tomaszowi Pięcie oraz Krystianowi Syczowi. Za tworzenie przyjaznej i motywującej atmosfery, dzięki której praca w ZF była dla mnie również przyjemnością.

Na zakończenie chciałam wspomnieć w podziękowaniach o ś. p. prof. dr. hab. Jerzym Zachorowskim, który był wybitnym nauczycielem i jako pierwszy wtajemniczył mnie w zagadnienia doświadczalnej fizyki atomowej.