

POMPOWANIE OPTYCZNE

Cele ćwiczenia:

1. Zapoznanie się z pojęciem przekroju czynnego na absorpcję.
2. Zapoznanie się ze zjawiskiem i z techniką pompowania optycznego i radiowego rezonansu magnetycznego.
3. Zastosowanie metod rezonansu magnetycznego do pomiarów pól magnetycznych.

Zadania do rozwiązania przed przystąpieniem do ćwiczenia:

1. Oszacuj wielkości różnic energii pomiędzy poniższymi parami stanów w Rb (rys. 1 instrukcji). Wszystkie wartości wyraż w eV i w Hz.
 - (a) $5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$ (przejście optyczne)
 - (b) $5^2P_{1/2} - 5^2P_{3/2}$ (struktura subtelna)
 - (c) $5^2S_{1/2} (F=2) - (F=3)$ (struktura nadsubtelna stanu podstawowego)
 - (d) $5^2S_{1/2} (F=2, m_F=-1) - (F=2, m_F=0)$ w polu magnetycznym $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$.
2. Oblicz, ile atomów w jednym molu Rb znajduje się w stanie $5^2P_{1/2}$ w warunkach równowagi termodynamicznej przy $T=300 \text{ K}$. Jaka jest różnica obsadzeń najniższego i najwyższego podpoziomu magnetycznego stanu podstawowego w polu magnetycznym o indukcji 10^{-4} T w tej temperaturze?
3. Jak wytworzyć światło o polaryzacji kołowej dysponując filtrem polaryzacyjnym (polaryzatorem liniowym) i płytką ćwierćfalową?

Przydatne stałe fizyczne:

- magneton Bohra: $\mu_B = e\hbar/2m_e = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$
 $\mu_B/h = 13,996 \times 10^9 \text{ Hz/T}$
- magneton jądrowy: $\mu_n = e\hbar/2m_p = 5,051 \cdot 10^{-27} \text{ J/T}$
- stała Boltzmann: $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
- stała Plancka: $h = 6,627 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$, $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
- ładunek elementarny: $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

Moment magnetyczny jądra dany jest jako $g_n \mu_n (I(I+1))^{1/2}$, gdzie I jest liczbą kwantową momentu pędu jądra, μ_n to magneton jądrowy, a g_n jest czynnikiem żyromagnetycznym wynikającym z konfiguracji jądra. Doświadczalnie wyznaczone wartości g_n wynoszą:

dla ^{85}Rb ($I = 5/2$) $g_n = 1,3527$; dla ^{87}Rb ($I = 3/2$) $g_n = 2,7505$.

Literatura uzupełniająca:

- Z. Leś, *Podstawy fizyki atomu*, PWN 2015 lub G.K. Woodgate, *Struktura atomu*, PWN, Warszawa 1974, §8.1, §9.6.
- E. Hecht, *Optyka*, PWN 2012.
- W. Demtröder, *Spektroskopia laserowa*, PWN 1993.
- H. Haken, H.C. Wolf, *Atomy i kwanty. Wprowadzenie do współczesnej spektroskopii atomowej*, PWN 1997.

Względy bezpieczeństwa podczas wykonywania ćwiczenia

Podczas wykonywania ćwiczenia student zobowiązany jest do przestrzegania zasad bezpieczeństwa i higieny pracy.

Prosimy nie zmieniać istniejących połączeń elektrycznych bez konsultacji z prowadzącym ćwiczenie. Wszystkie uszkodzenia wtyczek, kabli, połączeń, przełączników, które powstaną w trakcie wykonywania ćwiczenia powinny być natychmiast zgłoszone prowadzącemu. W razie jakichkolwiek wątpliwości student natychmiast powinien zwrócić się po pomoc do prowadzącego ćwiczenie.

Część teoretyczno-opisowa

Przekrój czynny na absorpcję

W doświadczeniu pompowania optycznego mierzymy absorpcję światła przez pewną objętość gazu. Zakładając, że światło jest rezonansowe z jednym z przejść w atomach, pewna część padającego światła zostanie pochłonięta przez atomy. Atomy wzbudzone będą wracać do stanu podstawowego w procesie spontanicznej emisji, ale ponieważ ta emisja jest równie prawdopodobna we wszystkich kierunkach, tylko bardzo niewielka część światła będzie wypromieniowana dokładnie w kierunku zgodnym z kierunkiem padającej wiązki (w tym opisie w ogóle nie uwzględniamy tego światła).

Wygodnie jest opisać proces absorpcji w języku *przekroju czynnego*. Spróbujmy to wyjaśnić na przykładzie strumienia elektronów. Osłabienie wiązki elektronów przez atomy gazu (w przybliżeniu małej gęstości gazu) może być opisane prostym związkiem:

$$n = n_0 e^{-\sigma \rho l} \quad (1)$$

gdzie n_0 i n są padającym i wychodzącym strumieniem elektronów, ρ jest gęstością atomów, l jest długością ośrodka gazowego, a σ jest przekrojem czynnym. W przypadku zderzeń elektron-atom lub atom-atom wielkość przekroju czynnego jest rzędu 10^{-20} m^2 , czyli $(10^{-10})^2$, bo geometryczny rozmiar (średnica) atomu jest rzędu 10^{-10} m .

Podobny język można zastosować do opisu absorpcji fotonów przez pewną objętość gazu. Wtedy napiszemy:

$$I = I_0 e^{-\sigma \rho l} \quad (2)$$

gdzie I_0 i I to padający i wychodzący strumień fotonów. Jeśli energia padających fotonów jest rezonansowa z przejściem w atomie, wówczas obserwowany przekrój czynny będzie zasadniczo różny od wspomnianego poprzednio geometrycznego przekroju czynnego (czasem nawet rzędu kwadratu długości fali). W tym doświadczeniu twoim zadaniem będzie oszacowanie wielkości przekroju czynnego na absorpcję fotonów rezonansowego promieniowania przez atomy rubidu i porównanie otrzymanego wyniku z wynikiem oczekiwanym. Wielkość przekroju czynnego zależy od długości fali, w szczególności przez σ_0 będziemy rozumieć maksymalny przekrój czynny, zmierzony w centrum rezonansu atomowego. Wartość σ_0 związana jest ze standardowo zdefiniowanym współczynnikiem absorpcji przez związek

$$\kappa_0 = \sigma_0 \rho \quad (3)$$

Dla atomowej linii absorpcyjnej rozszerzonej tylko przez efekt Dopplera, maksymalny współczynnik absorpcji można obliczyć jako

$$\kappa_0 = \frac{2}{\Delta \nu_D} \cdot \frac{\lambda_0^2 g_2}{8\pi g_1} \cdot \frac{\rho}{\tau} \quad (4)$$

gdzie λ_0 to długość fali w centrum linii absorpcyjnej, $\Delta \nu_D$ to szerokość dopplerowska linii absorpcyjnej, g_1 i g_2 to wagi statystyczne (degeneracja) odpowiednio dolnego i górnego stanu przejścia atomowego, a τ jest radiacyjnym czasem życia górnego stanu elektronowego. Szerokość dopplerowska linii może być obliczona jako:

$$\Delta\nu_D[\text{Hz}] = \nu_0 \sqrt{\frac{8kT\ln 2}{Mc^2}} = 3 \times 10^{-20} \nu_0[\text{Hz}] \sqrt{\frac{T[\text{K}]}{M[\text{kg}]}} \quad (5)$$

gdzie ν_0 jest częstotliwością przejścia, T to temperatura gazu (mierzona w K), a M jest masą atomów absorbujących (w kg).

Moment pędu i struktura energetyczna poziomów metali alkalicznych

Będziemy tu rozważać moment pędu i energię neutralnych atomów Rb w parze atomowej w warunkach, w których każdy atom może być traktowany jako układ prawie całkowicie izolowany. Taki układ w obszarze bez pól zewnętrznych ma stany własne z dobrze określoną wartością kwadratu całkowitego momentu pędu $\mathbf{F} \cdot \mathbf{F}$, oraz wartością składowej momentu pędu w określonym kierunku F_z . Zgodnie z prawami mechaniki kwantowej dozwolone wartości własne $\mathbf{F} \cdot \mathbf{F}$, oraz F_z są dane przez wyrażenia:

$$\mathbf{F} \cdot \mathbf{F} = \hbar^2 F(F + 1) \quad (6)$$

$$F_z = \eta m_F, \quad (7)$$

gdzie F jest liczbą całkowitą lub połówkową, a m_F przybiera jedną z $2F+1$ wartości: $-F, -F+1, \dots, F-1, F$. Gdy nie ma pól zewnętrznych, wszystkie stany własne o tej samej liczbie F są zdegenerowane, tzn. mają tę samą wartość energii. Atom o momencie pędu F ma moment magnetyczny

$$\boldsymbol{\mu} = g_F e/2m_e \mathbf{F}, \quad (8)$$

gdzie m_e jest masą elektronu, e wielkością ładunku elementarnego, a g_F jest stałą proporcjonalności nazywaną czynnikiem Landégo. W obecności zewnętrznego pola magnetycznego degeneracja zostaje zniesiona w wyniku oddziaływania pomiędzy polem magnetycznym i momentem magnetycznym atomu. Jeśli zewnętrzne pole jest tak słabe, że nie zmienia znacznie wewnętrznej struktury atomu, wówczas energia podpoziomu magnetycznego zależy liniowo od indukcji pola magnetycznego \mathbf{B} i od wartości rzutu m_F zgodnie ze wzorem

$$E = E_0 + g_F m_F \mu_B B, \quad (9)$$

gdzie E_0 to energia stanu w zerowym polu, a $\mu_B = e\hbar/2m_e$ to tzw. magneton Bohra. Czynniki g_F zależy od liczb kwantowych danego stanu i jest rzędu jedności. Różnica energii pomiędzy podpoziomami magnetycznymi w polu magnetycznym jest nazywana rozszczepieniem zeemanowskim lub magnetycznym. Przez pomiary tego rozszczepienia w znanym polu magnetycznym można określić wielkość atomowego czynnika $g_F \mu_B$. Z drugiej strony, znając wartość $g_F \mu_B$ można użyć pomiaru rozszczepienia do wyznaczenia wielkości nieznanego pola magnetycznego.

Rozmiar jądra atomowego jest na tyle mały, że przy analizie prawie wszystkich (z wyjątkiem tych najbardziej wyrafinowanych) pomiarów struktury atomu, jądro może być traktowane jako cząstka punktowa charakteryzowana przez całkowity ładunek elektryczny, moment pędu, magnetyczny moment dipolowy, a w niektórych przypadkach również przez niewielkie wyższe momenty elektryczne i magnetyczne. Problemy fizyki atomowej sprowadzają się zatem do zrozumienia jak elektrony oddziałują z jądrem atomowym i z zewnętrznymi polami.

Atom Rb o liczbie atomowej $Z=37$ ma w stanie podstawowym elektronową konfigurację:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s,$$

co oznacza, że 36 elektronów rozmieszczonych jest na zamkniętych powłokach (o wypadkowym momencie pędu równym zero) o głównej liczbie kwantowej od $n = 1$ do 4, a ostatni, walencyjny elektron jest w stanie $5s$. (Proszę zwrócić uwagę, że powłoka $5s$ zaczyna się zapełniać przed $4d$). Litera s , p , d oznaczają orbitale elektronowe z liczbą kwantową orbitalnego momentu pędu $l = 0, 1, 2$. Literami małymi oznacza się momenty pędu pojedynczych elektronów, dużych liter używa się, gdy mówimy o wypadkowym momencie pędu całej powłoki elektronowej.

Dodatkowo należy określić tzw. term stanu podstawowego. Dla Rb jest on określony symbolem $5^2S_{1/2}$, co należy czytać „pięć dublet S jedna druga”. „5” oznacza główną liczbę kwantową walencyjnego elektronu, „S” określa, że całkowity orbitalny moment pędu elektronów równy jest zero, a indeks dolny „ $1/2$ ” podaje liczbę kwantową całkowitego momentu pędu elektronów. W przypadku, gdy jest tylko jeden elektron typu s poza zamkniętymi powłokami, całkowity moment pędu elektronów to spin tego elektronu. Określenie „dublet” odnosi się do wartości 2 pisanej w indeksie górnym, a oznaczającej wartość $2S + 1$, gdzie $S = 1/2$ jest liczbą kwantową całkowitego spinu elektronów. Słowo „dublet” charakteryzuje całkowity spin przez podanie liczby różnych stanów, które powstają w wyniku różnego złożenia całkowitego orbitalnego momentu pędu L z całkowitym spinem S . Dla metali alkalicznych odpowiada to rozszczepieniu stanów elektronowych o momencie pędu $L \geq 1$ na dwa stany *struktury subtelnej* wynikające z oddziaływania momentów magnetycznych związanych ze spinem i momentem pędu orbitalnym zewnętrznego elektronu (tzw. sprzężenie spin-orbita). Moment pędu orbitalny i spinowy mogą składać się na dwa sposoby dając całkowity moment pędu $J = L \pm 1/2$. Niższą energię ma stan, w którym momenty spinowy i orbitalny są ustawione anty-równolegle i liczba kwantowa całkowitego momentu pędu $J = L - 1/2$. Określenie „dublet” zachowane jest także dla stanów S , choć nie może być tu sprzężenia spin-orbita, bo $L = 0$ i wobec tego stan podstawowy nie ma podstanów struktury subtelnej.

Opisany powyżej model powłokowy pozwala wyjaśnić jakościowo wiele zjawisk fizyki atomowej, w szczególności te, które obserwujemy w tym ćwiczeniu, w ramach następującej hierarchii oddziaływań, uszeregowanych według malejącej energii:

1. Oddziaływanie pomiędzy zewnętrznym elektronem (elektronami) a wypadkowym polem kulombowskim jądra i elektronów wewnętrznych powłok tworzące stany określone główną liczbą kwantową i liczbą kwantową orbitalnego momentu pędu zewnętrznych elektronów. Różnice energii między tymi stanami są rzędu $\Delta E \approx 1$ eV.
2. Oddziaływanie pomiędzy momentami magnetycznymi związanymi z momentem pędu orbitalnym i spinem zewnętrznego elektronu, będące źródłem rozszczepienia stanów *struktury subtelnej*, różniących się energetycznie o $\Delta E \approx 10^{-2}$ eV.
3. Oddziaływanie pomiędzy całkowitym elektronowym momentem magnetycznym a momentem magnetycznym jądra, powodujące rozszczepienie stanów *struktury nadsubtelnej* o $\Delta E \approx 10^{-4}$ eV.
4. Oddziaływanie całkowitego momentu magnetycznego atomu z zewnętrznym polem magnetycznym.

Moment siły wytworzony w wyniku oddziaływania momentów magnetycznych związanych z momentem pędu orbitalnym i spinem elektronów powoduje, że wektory L i S wirują szybko wokół kierunku całkowitego momentu pędu $J = L + S$. Znacznie słabsze oddziaływanie między momentami magnetycznymi związanymi z J i momentem pędu jądra atomowego I powoduje wolniejszą precesję J i I wokół wypadkowego momentu pędu $F = J + I$. Wreszcie, słabe zewnętrzne pole B wywiera moment siły na moment magnetyczny związany z F i powoduje, że obraca się on jesz-

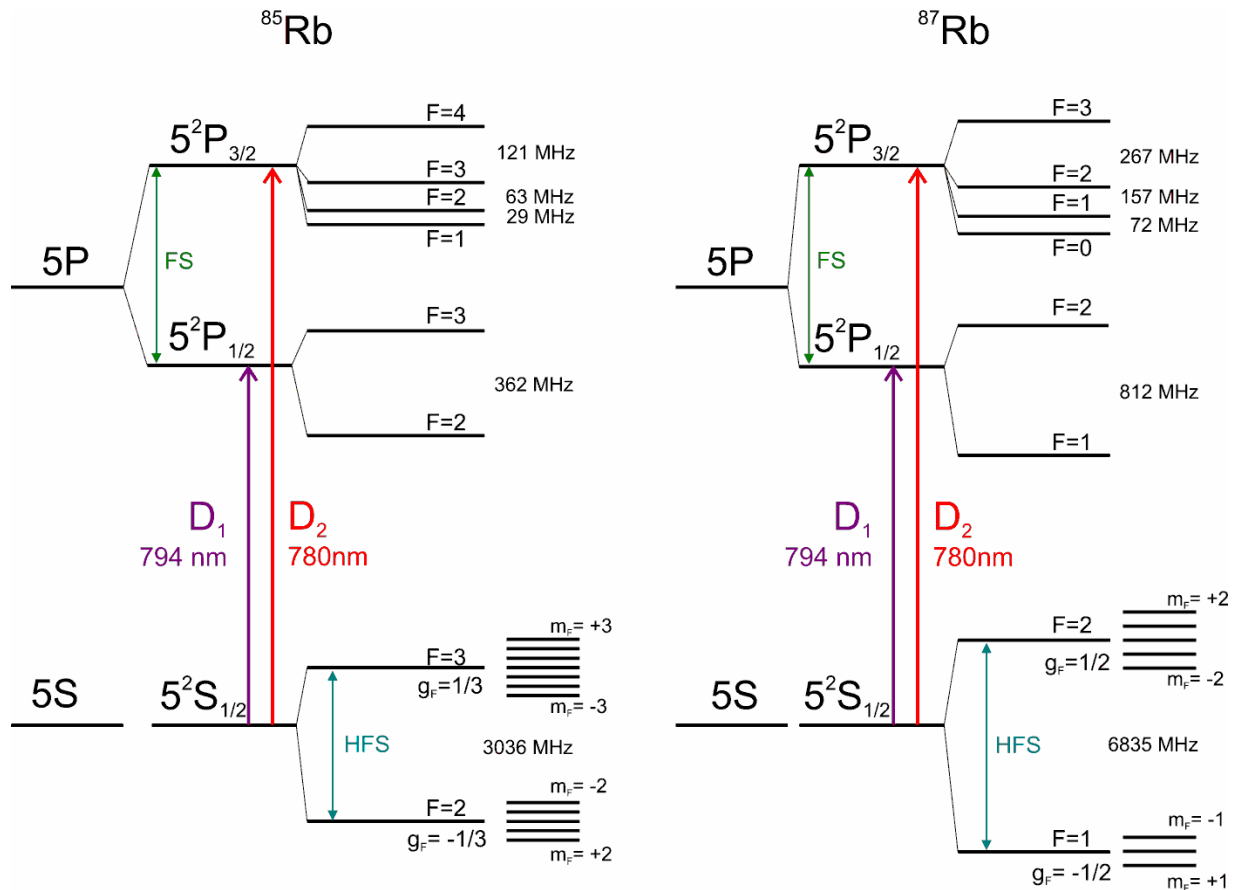
cze wolniej wokół kierunku pola \mathbf{B} . Gdyby użyć pola na tyle silnego, że szybkość precesji wektora \mathbf{F} wokół \mathbf{B} stałaby się porównywalna z szybkością precesji \mathbf{J} i \mathbf{I} wokół \mathbf{F} , wtedy wielkości przesunięć energetycznych podpoziomów przestają zależeć liniowo od zewnętrznego pola magnetycznego, a odległości między podpoziomami magnetycznymi nie są jednakowe.

Rb występuje w dwóch stabilnych izotopach: ^{85}Rb (80% w naturalnej mieszaninie) i ^{87}Rb (20%). Liczby kwantowe momentu pędu dla jąder atomów rubidu wynoszą $I = 5/2$ dla izotopu ^{85}Rb i $I = 3/2$ dla izotopu ^{87}Rb . Zgodnie z regułami dodawania momentów pędu całkowity moment pędu atomu musi przyjmować jedną z wartości $J + I, J + I - 1, \dots, |J - I + 1|, |J - I|$. Wobec tego każdy stan o określonej wartości J jest rozszczepiony na pewną liczbę stanów struktury nadsubtelnej. Tych stanów jest $2J + 1$ lub $2I + 1$, w zależności od tego, która z tych liczb jest mniejsza. Odległość energetyczna między stanami zależy od siły oddziaływania magnetycznego między elektronami i momentem magnetycznym jądra. Ponieważ $J = 1/2$ w stanie podstawowym Rb, więc powstają tylko dwa różne stany struktury nadsubtelnej o wartościach F równych $5/2 + 1/2 = 3$ i $5/2 - 1/2 = 2$ dla ^{85}Rb oraz $3/2 + 1/2 = 2$ i $3/2 - 1/2 = 1$ dla ^{87}Rb .

Moment magnetyczny jądra atomowego jest rzędu magnetonu jądrowego, który jest mniejszy od magnetonu Bohra o czynnik równy stosunkowi mas protonu i elektronu, tj. około 2000 razy mniejszy. Zatem, niezależnie od tego jak się składają momenty pędów elektronów i jądra, moment magnetyczny jądra wnosi bardzo mały wkład do całkowitego momentu magnetycznego atomu. Z drugiej strony, jądrowy moment pędu ma wielkość \hbar tak samo jak i elektronowy moment pędu, a zatem znacząco wpływa na całkowity moment pędu atomu i na wszystkie jego własności, które zależą od tego jak momenty pędu się składają (jak np. czynniki Landégo).

Rysunek 1 pokazuje schemat poziomów energetycznych stanu podstawowego i najniższych stanów wzbudzonych dla ^{85}Rb i ^{87}Rb . Dla stanu podstawowego i pierwszego wzbudzonego pokazane są stany struktury subtelnej (FS) i nadsubtelnej (HFS). Skala energetyczna jest znacznie zdeformowana, aby pokazać hierarchię poziomów na jednym rysunku. W rzeczywistości odległości między podpoziomami zeemanowskimi w słabym polu rzędu 10^{-4} T są ok. 10^8 razy mniejsze niż odległości między niezaburzonymi stanami $5S$ i $5P$.

Dwa najniższe stany wzbudzone o oznaczeniach $5^2P_{1/2}$ i $5^2P_{3/2}$ mają walencyjny elektron w stanie p tj. z liczbą kwantową momentu pędu orbitalnego $L = 1$. Złożenie ze spinem elektronu daje dwie możliwe wartości liczby kwantowej całkowitego momentu pędu elektronu $J = 1/2$ lub $3/2$. Energie tych dwu stanów struktury subtelnej różnią się, bo inne jest oddziaływanie między orbitalnym i spinowym momentem magnetycznym. Przejścia między różnymi nadsubtelnymi i magnetycznymi podpoziomami należącymi do $5^2P_{1/2}$ a podpoziomami stanu podstawowego produkują fotony w wąskim zakresie widmowym wokół długości fali 794,8 nm i są nazywane linią D_1 rubidu, podobnie przejścia między $5^2P_{3/2}$ i stanem podstawowym to linia D_2 o długości fali 780,0 nm.



Rys. 1. Schemat najniższych poziomów energetycznych dwóch stabilnych izotopów Rb z uwzględnieniem struktury subtelnej (FS) i nadsubtelnej (HFS). Podane są oznaczenia stanów i odległości między stanami struktury nadsubtelnej. Dla stanów podstawowych podano wartości czynników Landégo i pokazano rozszczepienie w polu magnetycznym. Skala energetyczna jest znacznie zdeformowana, aby pokazać hierarchię poziomów na jednym rysunku.

Przejścia pomiędzy poziomami energetycznymi mogą być powodowane przez wiele czynników. Dla niniejszego doświadczenia ważne są:

1. Przejścia dipolowe elektryczne pomiędzy stanami $5S$ i $5P$: absorpcja oraz wymuszona emisja wywołane przez oddziaływanie z fotonami z zakresu optycznego o energii bliskiej różnicy energetycznej między odpowiednimi stanami, a także emisja spontaniczna. Przejścia dipolowe elektryczne zachodzą tylko między stanami spełniającymi odpowiednie reguły wyboru: $\Delta L = \pm 1$, $\Delta F = 0$, lub ± 1 oraz $\Delta m_F = 0$, lub ± 1 . Zasada zachowania momentu pędu wymaga, że przy przejściu o zadanej różnicy Δm_F absorbowane lub emitowane jest światło o ściśle określonej polaryzacji. Przejścia, dla których $\Delta m_F = 0$ są wymuszane promieniowaniem polaryzacji π , przejścia o $\Delta m_F = +1$ odpowiadają polaryzacji światła σ^+ , przejścia o $\Delta m_F = -1$ polaryzacji σ^- .
2. Przejścia magnetyczne dipolowe pomiędzy podpoziomami magnetycznymi wymuszone przez fotony z zakresu radioczęstości, o energiach odpowiadających różnicy energetycznej między stanami zeemanowskimi. Obowiązuje tu reguła wyboru $\Delta m_F = \pm 1$.
3. Przejścia pomiędzy podstanami magnetycznymi wywołane przez zderzenia.

Zjawisko pompowania optycznego

Pompowanie optyczne jest metodą uzyskiwania zmian w rozkładzie obsadzeń poziomów energetycznych jonów, atomów, cząsteczek, ciał stałych za pomocą światła o odpowiedniej długości fali i polaryzacji. Metoda pompowania optycznego została zaproponowana w 1950 roku przez Alfreda Kastlera, (Nagroda Nobla z dziedziny fizyki w 1966 roku¹) jako metoda zmiany względnego obsadzenia zeemanowskich i nadsubtelnych poziomów podstawowych stanów atomowych. Te zmiany obsadzeń mogą być rejestrowane jako zmiany natężenia światła transmitowanego przez badany układ, w którym dokonuje się optyczne pompowanie, lub przez zmiany natężenia lub polaryzacji rozproszonego światła rezonansowego. Od 1950 roku, a więc już od 60 lat, prowadzone są badania tak podstawowych, jak i wzbudzonych stanów atomowych, korzystające z metod pompowania optycznego i optycznej detekcji.

Pompowanie optyczne leży u podstaw wielu metod badawczych współczesnej fizyki atomowej i molekularnej, które weszły już do kanonu metod spektroskopowych i mają zastosowanie w wielu dziedzinach laserowej spektroskopii wysokiej zdolności rozdzielczej. Na szczególne podkreślenie zasługuje fakt, że pompowanie optyczne jest podstawowym zjawiskiem w procesie chłodzenia atomów w tzw. pułapkach magneto-optycznych (Nagroda Nobla z dziedziny fizyki w 1997 roku²), a także w procesach prowadzących do otrzymywania kondensatu Bosego-Einsteina (Nagroda Nobla z dziedziny fizyki w 2001 roku³). Z tego względu, od czasu rozwoju technik laserowych, a w szczególności obecnego intensywnego rozwoju przestrajalnych laserów diodowych, metoda pompowania optycznego przeżywa wzrost zainteresowania. Spośród wielu praktycznych zastosowań tej metody można wymienić *magnetometry* (mierzące małe natężenia pól magnetycznych, szczególnie ziemskie pole na powierzchni Ziemi lub na dużej wysokości), *grawitometry* (mierzące małe zmiany – do 10^{-9} – pola grawitacyjnego Ziemi), a także wzorce częstotliwości, tzw. *zegary atomowe*, przeznaczone do utrzymywania i odtwarzania żądanej częstotliwości.

W stanie równowagi termodynamicznej w temperaturze T rozkład obsadzeń poziomów atomowych o różnych energiach dany jest wzorem Boltzmanna, zgodnie z którym stosunek N_2/N_1 liczby atomów w stanach o energii E_2 i E_1 wynosi:

$$N_2/N_1 = \exp[-(E_2 - E_1)/k_B T], \quad (10)$$

gdzie $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K to stała Boltzmanna. Wzór ten pozwala wyliczyć jaki jest procent atomów Rb np. w pierwszym elektronowym stanie wzbudzonym. W parze Rb w temperaturze pokojowej wartość $k_B T$ wynosi ok. 0,026 eV, a energia wzbudzenia to 1,59 eV, więc czynnik boltzmannowski wynosi $e^{-61} \approx 10^{-27}$. Z drugiej strony różnice energetyczne pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi stanu podstawowego w słabych polach, których używamy w tym doświadczeniu, są bardzo małe w porównaniu z $k_B T$ dla temperatur Rb w komórce w naszym doświadczeniu. Zakładając, że różnica energii $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu$ odpowiada częstości rezonansowej $\nu = 1$ MHz otrzymujemy $\Delta E \approx 4 \cdot 10^{-9}$ eV i dla temperatury pokojowej czynnik boltzmannowski $\exp(-1,6 \cdot 10^{-7}) \approx 1$. Widać stąd, że można pominąć różnicę w obsadzeniach poszczególnych stanów zeemanowskich i przyjąć, że wszystkie podstany magnetyczne są jednakowo obsadzone.

Jeśli zatem wyżej opisany atom poddamy działaniu promieniowania elektromagnetycznego o częstości rezonansowej $\nu = (E_2 - E_1)/h$, to spowoduje to jednakową liczbę procesów absorpcji (wzbudzenia atomu) i emisji wymuszonej (wymuszonej deekscytacji atomu), a zatem nie wywoła żadnej zauważalnej różnicy. Nie będzie możliwe zaobserwowanie rezonansu i zmierzenie różnicy energetycznej między poziomami. Aby stało się to możliwe, konieczne jest wytworzenie obsadzenia poziomów innego niż równowagowe. Ponieważ dotyczy to podpoziomów o różnym rzucie momentu pędu, mówimy o wytworzeniu *orientacji* lub *polaryzacji* próbki atomowej.

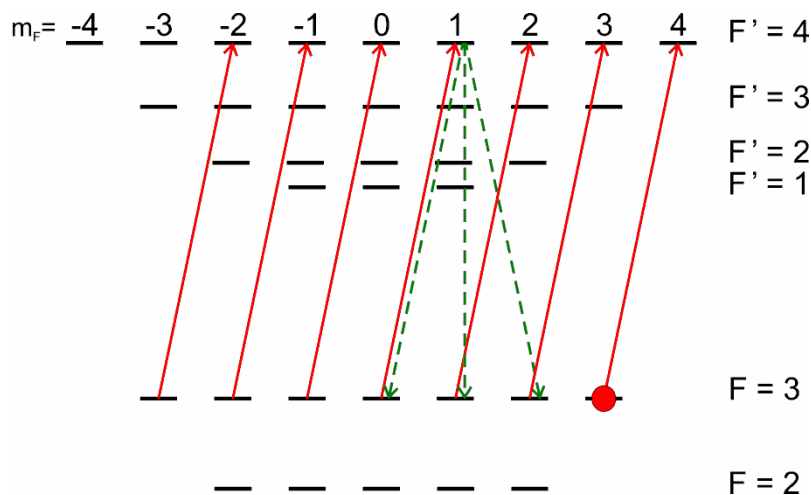
¹ http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1966/index.html

² http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1997/index.html

³ http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2001/index.html

Zasady pompowania optycznego dla metali alkalicznych

Na rys. 2 przedstawiono przykład pompowania optycznego dla linii D_2 w ^{85}Rb , tzn. na przejściu ze stanu podstawowego $5^2S_{1/2}$ do stanu wzbudzonego $5^2P_{3/2}$ z uwzględnieniem struktury nadsubtelnej. Stan podstawowy jest rozszczepiony na dwa poziomy nadsubtelne scharakteryzowane całkowitym momentem pędu $F=2$ i $F=3$, a stan wzbudzony na cztery poziomy ($F'=1, 2, 3, 4$). W polu magnetycznym następuje dalsze rozszczepienie ze względu na magnetyczną liczbę kwantową m_F .



Rys. 2. Pompowanie optyczne dla linii D_2 Rb^{85} : przejście $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ z uwzględnieniem struktury nadsubtelnej. Pokazano tylko wzbudzenia na przejściu nadsubtelnym $F=3 \rightarrow F'=4$. Czerwone strzałki oznaczają proces wzbudzenia światłem o polaryzacji kołowej σ^+ ($\Delta m_F = +1$), zielone przerywane strzałki oznaczają emisję spontaniczną ($\Delta m_F = 0, \pm 1$).

W najprostszym przypadku proces pompowania optycznego można opisać jako proces dwustopniowy. Pierwszy stopień pompowania optycznego (strzałki na rys. 2) to proces wzbudzenia wywołany absorpcją światła, które jest odpowiednio spolaryzowane oraz posiada dobrze określoną częstotliwość (dla uproszczenia przedstawiono tylko wzbudzenie z $F=3$ do $F'=4$). Ponieważ światło jest spolaryzowane kołowo σ^+ , więc powoduje tylko przejścia o $\Delta m_F = +1$ (zwiększające rzut momentu pędu atomu). Drugi stopień (przerywane strzałki na rys. 2) to emisja spontaniczna zachodząca po czasie $\sim 10^{-8}$ s (odpowiadającym czasowi życia w stanie wzbudzone), dla której obowiązuje jedynie reguła wyboru $\Delta m_F = 0$, lub ± 1 , a prawdopodobieństwa każdego typu przejścia określone są przez parametry atomowe. Tak więc każdy akt absorpcji dostarcza atomowi jednostkę krętu \hbar , a proces emisji zmienia moment pędu o $\pm \hbar$, lub pozostawia kręt niezmienny. W wyniku ciągłego działania obu procesów: absorpcji i emisji spontanicznej, uzyskuje się wzrost obsadzenia („napompowanie”) poziomu $F=3$, $m_F=3$.

Z drugiej strony nie możemy zapomnieć, że istnieją procesy relaksacyjne (deorientujące), prowadzące do wyrównania obsadzenia stanów. Ostateczny stopień polaryzacji dla stanu stacjonarnego będzie wyznaczony przez równowagę procesów pompowania i relaksacji. Zatem dla osiągnięcia dużego stopnia polaryzacji, co najmniej równie znaczenie ma zwiększanie szybkości i wydajności pompowania (np. przez zwiększenie natężenia światła pompującego), jak zapobieganie przyczynom relaksacji i deorientacji atomów.

Dla przejścia z $F=3$ do $F'=4$, reguły wyboru pozwalają na reemisję światła tylko na tym samym przejściu, co może prowadzić do zmian w rozkładzie populacji poszczególnych podstanów magnetycznych (jak na rys. 2). Jeżeli rozważymy wzbudzenie np. $F=3 \rightarrow F'=3$, to możliwa jest emisja światła również do stanu podstawowego $F=2$ i przepompowanie atomów do tego stanu. Mówimy wtedy o pompowaniu nadsubtelnym.

Pompowanie w obecności gazu buforującego (pompowanie Dehmelta)

Ostateczny stopień polaryzacji przy danym natężeniu światła zależy od tego jak dobrze uda nam się ograniczyć procesy depolaryzujące. Należy się zastanowić, jakie to są procesy. Po pierwsze mamy do czynienia ze zderzeniami międzyatomowymi. Możemy je ograniczać przez stosowanie bardzo niskich ciśnień gazu, który chcemy napompować. Niestety oznacza to, że średnia droga swobodna dla atomów staje się porównywalna z rozmiarem zbiornika (komórki). W tym przypadku podstawowe znaczenie mają procesy depolaryzacji przy zderzeniu atomu ze ścianką komórki. Istnieją dwa sposoby zaradzenia temu zjawisku: jeden sposób opiera się na pokryciu wnętrza komórki odpowiednią substancją (np. parafiną), tak by zderzenie nie powodowało depolaryzacji atomu. Drugi sposób polega na niedopuszczeniu atomów do ścianki. Można to zrobić przez dodanie do komórki tzw. gazu buforowego. Najczęściej jest to gaz szlachetny (neon, argon, krypton) pod ciśnieniem rzędu 1–10 kPa. Zderzenia z atomami gazu szlachetnego powodują skrócenie średniej drogi swobodnej atomu alkalicznego, natomiast częstość depolaryzujących zderzeń ze ścianką się zmniejsza. Obecność gazu buforowego ma jednakże jeszcze inne skutki.

Pompowanie optyczne może pozostać skuteczne tylko pod warunkiem, że zderzenia z atomami gazu buforowego same nie zdeorientują atomów będących w stanie podstawowym, czyli nie wymuszają przejść pomiędzy zeemanowskimi podpoziomami stanu podstawowego. Można pokazać, że zderzenia z gazem buforowym przy dostatecznie niskim ciśnieniu rzeczywiście nie wymuszają przejść między magnetycznymi podpoziomami w stanie S . Można to zrozumieć, jeśli przypomnimy sobie, że przestrzenny rozkład chmury elektronowej w stanie S jest sferycznie symetryczny. Przejścia są natomiast wymuszane wtedy, gdy atom jest w stanie wzbudzonym P , tzn. gdy chmura elektronowa nie ma takiej symetrii. W tym stanie deorientacja jest 10^{10} razy szybsza niż w stanie podstawowym, czyli, że czas deorientacji przez zderzenia jest krótszy niż czas życia atomu w stanie wzbudzonym. W rezultacie tego emitowane promieniowanie jest zdepolaryzowane.

Atom, który został przeniesiony do dowolnego podstanu stanu wzbudzonego, w wyniku takiego mieszania w stanie górnym i emisji spontanicznej z równym prawdopodobieństwem znajdzie się w każdym z podstanów stanu podstawowego. Równania bilansu dla populacji poszczególnych podstanów stanu podstawowego uwzględniają opróżnianie w wyniku absorpcji (inne dla każdego ze stanów) i powrót atomów ze stanu wzbudzonego (jednakowy dla wszystkich stanów). Dla każdego z podstanów ustali się więc inne obsadzenie w stanie równowagi. Skuteczność pompowania dla przypadku z gazem buforowym zależy jedynie od różnych wartości prawdopodobieństw opróżnienia poszczególnych podpoziomów stanu podstawowego przez absorpcję światła.

Magnetyczny rezonans radiowy

Rozważamy atom w polu magnetycznym B_0 . Kierunek pola jest równocześnie kierunkiem osi kwantyzacji i kierunkiem wektora falowego światła użytego do pompowania optycznego. Dwa podpoziomy stanu podstawowego różniące się magnetyczną liczbą kwantową m_F mają energie różniące się o $\Delta E = g_F m_F \mu_B B_0$. Jeżeli rozważamy najbliższe dwa poziomy różnica ich energii wynosi $g_F \mu_B B_0$, a odpowiadająca jej częstość rezonansowa $\nu_0 = g_F \mu_B B_0 / h$. Ponieważ wartość magnetonu Bohra w jednostkach częstości μ_B / h wynosi 13,996 MHz/mT, to dla niewielkich pól magnetycznych - rzędu militesli, częstości rezonansowe są w zakresie fal radiowych (mówimy tu o *radiospektroskopii*). Ze względu na reguły wyboru, przejścia między podpoziomami zeemanowskimi są typu magnetyczno-dipolowego, a więc indukuje je oscylujące poprzeczne pole magnetyczne $B_1 = B_1^{(0)} \cos \omega t$.

Należy zwrócić uwagę na następujące punkty:

- Obserwacja rezonansu magnetycznego pomiędzy stanami zeemanowskimi stanu podstawowego nie byłaby możliwa bez przygotowania atomów metodą pompowania optycznego, bo, jak pokazuje wzór $(N_2/N_1 = \exp[-(E_2 - E_1)/k_B T])$, (10), dla małych odległości poziomów, początkowa

różnica ich populacji ΔN_0 w równowadze termicznej wynosi zero. Gdy obsadzenia poziomów się nie różnią, nie ma możliwości obserwacji przejść między nimi!

- W doświadczeniu nie obserwujemy bezpośrednio absorpcji fal radiowych, a jedynie wywołane przez nią zmiany w obsadzeniu stanów atomowych, które pozwalają na obserwację zmiany absorpcji promieniowania świetlnego. Można to robić z dużo większą czułością, ze względu na większą energię fotonów od kwantów pola radiowego. Mamy tu więc do czynienia z konwersją energii („wzmocnienie”).

Rezonans w stałym polu poprzecznym

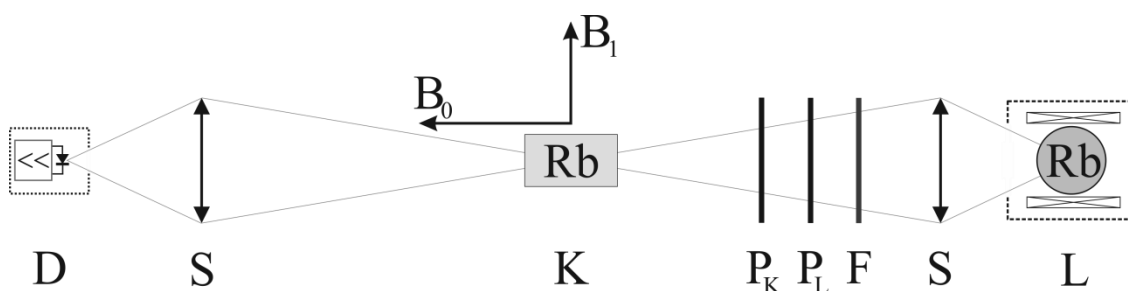
Włączenie stałego pola poprzecznego $\mathbf{B}_2 \perp \mathbf{B}_0$ również będzie prowadzić do wyrównania obsadzeń poziomów magnetycznych. Można to rozumieć na dwa sposoby:

1. Zachowujemy układ współrzędnych związany z osią pola \mathbf{B}_0 i wtedy musimy uwzględnić precesję momentu magnetycznego wytworzonego w atomie przez pompowanie optyczne wokół wypadkowego pola magnetycznego będącego sumą wektorową \mathbf{B}_0 i \mathbf{B}_2 . Wówczas rzut momentu magnetycznego na oś \mathbf{B}_0 nie jest wielkością stałą, czyli istnieje określone prawdopodobieństwo przejścia ze stanu o jednej wartości m_F do stanu o innej wartości m_F .
2. Inny sposób rozumienia opiera się na przyjęciu osi wypadkowego pola magnetycznego jako osi kwantyzacji. Wtedy musimy uwzględnić fakt, że polaryzacja padającego światła przestaje być czystą polaryzacją σ^+ lub σ^- , a staje się pewną mieszaniną σ^+ , σ^- oraz π i pompowanie optyczne przestaje być efektywne.

Formalne uogólnienie traktuje stałe pole poprzeczne jako pole oscylujące z częstością zerową, a zatem wymuszające rezonans dla wartości pola $\mathbf{B}_0 = 0$.

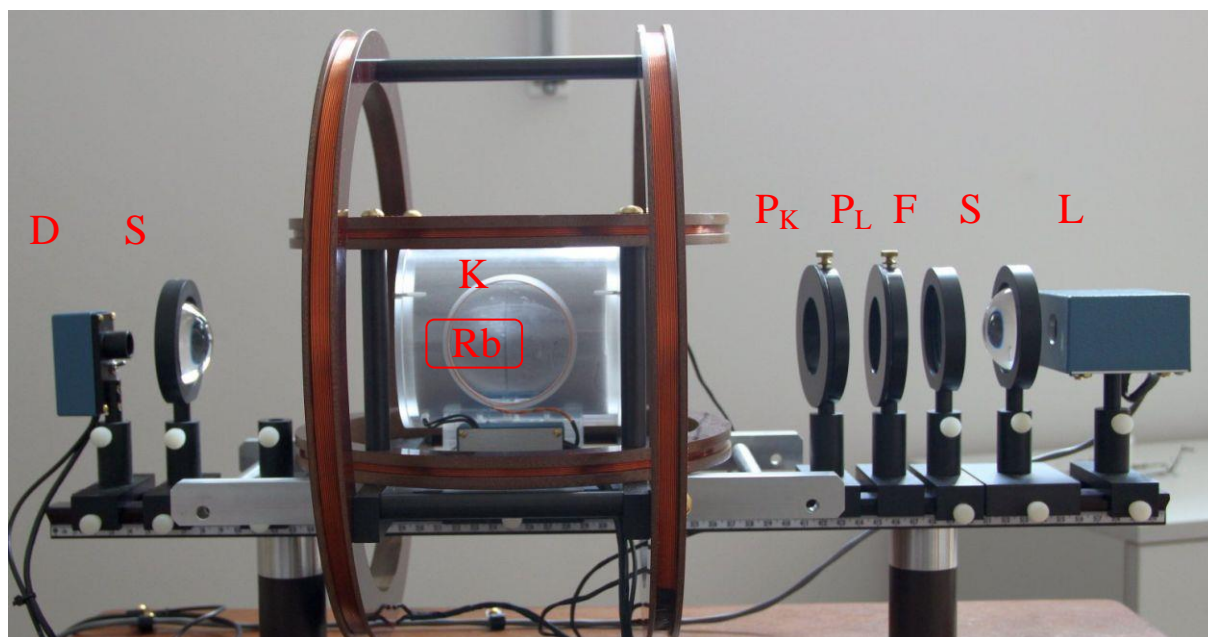
Opis zestawu eksperymentalnego.

Edukacyjny zestaw eksperymentalny został zaprojektowany i wykonany przez firmę Teach Spin (<http://www.teachspin.com/optical-pumping.html>). Elementy optyczne zestawu oraz zestaw cewek wytwarzających stałe i zmienne pola magnetyczne zamontowane zostały na ławie optycznej, umieszczonej na drewnianym stoliku. Schemat układu optycznego i jego fotografia zostały pokazane na Rys. 3. oraz Rys. 4. Zestaw elektronicznych układów zasilających i sterujących eksperymentem został zmontowany we wspólnej obudowie (zobacz Rys. 5.). Układy te posiadają wspólny zasilacz sieciowy (załączany wyłącznikiem umieszczonym z tyłu obudowy) ale podzielono je na odrębne funkcjonalnie bloki, z wyraźnie oddzielonymi na płycie czołowej urządzenia elementami regulacyjnymi, wskaźnikami i przyłączami elektrycznymi. Układ eksperymentalny został ponadto wyposażony w oddzielny generator częstości radiowych (zobacz Rys. 6.), oscyloskop cyfrowy (podłączony do komputera w celu akwizycji zarejestrowanych przebiegów) oraz zestaw mierników uniwersalnych, które poprzez pomiar spadków napięć na rezystorach pomiarowych umożliwiają wyznaczenie prądów płynących przez cewki wytwarzające pola magnetyczne. Poszczególne elementy zestawu połączone są kablami koncentrycznymi ze złączami BNC, kablami pomiarowymi z wtykami „bananowymi” oraz innymi specjalistycznymi przewodami. Student wykonujący ćwiczenie nie zmienia tych połączeń!



Rys. 3. Schemat układu optycznego.

Źródłem światła jest mała lampa rubidowa **L**. Strumień światła z lampy jest formowany przez soczewkę skupiającą **S**, a następnie przy użyciu filtra interferencyjnego **F**, „usuwane” są z niej fale o długościach innych niż 795 nm. Niespolaryzowane światło przechodzi następnie przez polaryzator liniowy **P_L** oraz płytkę falową **P_K** (tzw. ćwierćfalówkę). Właściwe ustawienie tych elementów względem siebie umożliwia uzyskanie kołowo (pravo- lub lewoskrętnie) spolaryzowanej wiązki światła. Rezonansowe z linią D_1 rubidu i kołowo spolaryzowane światło przechodzi następnie przez szklaną komórkę optyczną **K** zawierającą metaliczny rubid i gaz buforowy. Komórka ta jest podgrzewana i umieszczona w podłużnym (względem biegu wiązki światła) polu magnetycznym B_0 oraz w poprzecznym zmiennym polu elektromagnetycznym B_1 . Światło, które przeszło przez komórkę **K** jest skupiane przez soczewkę **S** na fotodiodzie detektora **D**.



Rys. 4a. Zdjęcie układu optycznego. Oznaczenia elementów są takie same, jak na schemacie tego układu przedstawionym na Rys. 3. Komórka **K** zawierająca metaliczny rubid otoczona jest izolacją termiczną i nie jest widoczna na przedstawionym zdjęciu.

Lampa rubidowa **L** składa się ze szklanej komórki zawierającej kroplę metalicznego rubidu oraz jest napełniona ksenonem pełniącym rolę gazu buforowego. Rubid w lampie zawiera oba izotopy tego pierwiastka: ^{85}Rb i ^{87}Rb . W celu zwiększenia prężności par metalu alkalicznego szklana komórka lampy podgrzewana jest do temperatury około $120\text{ }^{\circ}\text{C}$. Po załączeniu układu elektronicznego należy odczekać około 10 minut, by lampa nagrzała się do tej temperatury. Specjalna cewka wzbudza szybkozmiennym polem radiowym ($75\text{--}90\text{ MHz}$) wyładowanie plazmowe w komórce i w konsekwencji zderzeń jonów z atomami rubidu pobudza je do świecenia. Lampa emituje światło o mocy około 9 mikro watów (wszystkie linie emisyjne rubidu oraz linie pobudzonego do świecenia ksenonu), z czego na używane w eksperymencie światło o długości fali 795 nm (linia D_1 rubidu) przypada około $1.7\text{ }\mu\text{W}$. Pewna część tego światła wydostaje się przez otwór w przedniej części lampy.

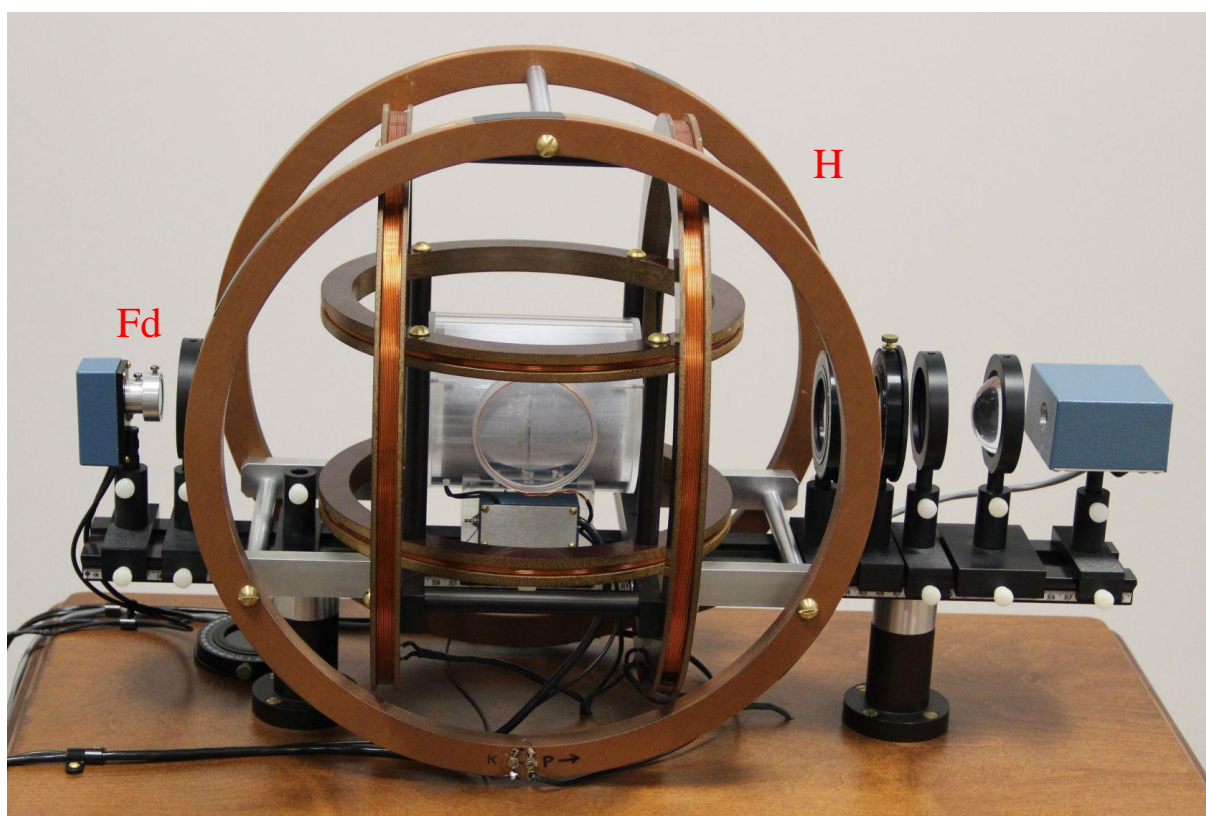
Po uformowaniu przez soczewkę **S** (płasko-wypukła soczewka o ogniskowej 50 mm) wiązka światła pada na filtr interferencyjny **F**. Rolą tego elementu jest odfiltrowanie linii spektralnej 795 nm od pozostałych długości fal świetlnych (w tym linii rubidowej D_2 o długości fali 780 nm oraz światła emitowanego przez atomy ksenonu). Użyty w ćwiczeniu filtr interferencyjny transmituje ponad 80% światła z zakresu od około 790 nm do około 820 nm . Jego rolą jest usunięcie światła o długości fali 780 nm oraz światła pochodzącego od znajdującego w lampie ksenonu. Filtr interferencyjny należy ustawić tak, by jego powierzchnia była prostopadła do osi optycznej wyznaczonej przez ławę optyczną (tzn. prostopadle do linii łączącej lampę, komórkę pompowania optycznego oraz fotodiode detektora światła).

Następnie światło przechodzi przez polaryzator liniowy **P_L** oraz tzw. ćwierćfalówkę **P_K**, dzięki której i przy właściwym jej ustawieniu (skręcenie osi płytki falowej pod kątem 45° względem polaryzacji liniowej uzyskanej dzięki **P_L**) uzyskuje się pożądaną w ćwiczeniu kołową polaryzację światła. Do sprawdzenia poprawności ustawienia tych elementów służy dodatkowy polaryzator liniowy, nie pokazany na rysunkach Rys. 3. oraz Rys. 4. i montowany na ławie optycznej tylko podczas regulacji płytek polaryzujących.

W środkowej części ławy optycznej zamontowany jest plastikowy cylinder z widoczną wewnątrz szarą izolacją termiczną. Wewnątrz tej izolacji zamocowana jest komórka, w której zachodzi pompowanie optyczne. Komórkę o kształcie walca (średnica zewnętrzna 25 mm , długość 36 mm) wy-

pełnia gaz buforowy (neon) pod ciśnieniem 4 kPa oraz mała ilość metalicznego rubidu. Układ składający się z grzałki i termopary (miedź-konstantan) służy do podgrzewania komórki, a zamontowany w układzie sterującym kontroler typu PID (regulator proporcjonalno-całkująco-różniczkujący) umożliwia utrzymywanie jej w stałej temperaturze. Maksymalna możliwa do uzyskania temperatura komórki wynosi 100 °C. Do poprawnego przeprowadzenia eksperymentu wystarcza podgrzanie komórki do temperatury około 50 °C. Sterowanie temperaturą komórki odbywa się poprzez kontroler (blok CELL HEATER / CONTROLLER) zamontowany na panelu przednim układu elektronicznego sterującego eksperymentem (zob. Rys. 5. i opis dotyczący tego układu).

Po bokach plastikowej osłony komórki zamontowane są cewki wytwarzające pole elektromagnetyczne o częstotliwości radiowej (pole B_1), a dookoła komórki znajduje się zestaw cewek wytwarzających pole magnetyczne niezbędne do przeprowadzenia eksperymentu pompowania optycznego. Są to tzw. cewki Helmholtza. Wewnątrz pary cewek kołowych, połączonych szeregowo (dzięki czemu w obu płynie taki sam prąd), umieszczonych na wspólnej osi i równoległych do siebie, znajdujących się w odległości równej promieniowi, istnieje duży obszar o w przybliżeniu stałym wektorze indukcji pola magnetycznego. W naszym układzie znajdują się cztery pary takich cewek. Dwie z nich (o osiach ortogonalnych do kierunku ławy optycznej) służą do kompensacji pionowej i poziomej (poprzecznej do osi eksperymentu, cewka **H** na Rys. 4b) składowych ziemskiego pola magnetycznego (pole B_2). Dwie następne, nawinięte na wspólnym karkasie, służą do wytworzenia pola podłużnego, wykorzystywanego w eksperymencie (pole B_0). Jedna z tych par cewek wytwarza pole o wartości stałej w czasie, natomiast druga służy do przemiatania wartości podłużnego pola magnetycznego. Wszystkie te pary cewek Helmholtza posiadają osobne zasilacze prądowe, których regulację przedstawiono przy omawianiu bloków elektroniki sterującej eksperymentem.



Rys. 4b. Wyposażenie dodatkowe, dobudowane do zestawu firmy Tech Spin, obejmuje poprzeczną do toru optycznego cewkę Helmholtza (**H**) oraz filtr interferencyjny 795 nm (**Fd**) założony bezpośrednio na detektor światła.

Ostatnim elementem na ławie optycznej jest detektor światła **D** z zamontowaną przed nim soczewką skupiającą **S** i kolejnym filtrem interferencyjnym 795 nm (**F_d** na Rys. 4b) odcinającym światło zastane w pomieszczeniu. Detektor ten składa się z fotodiody i wzmacniacza. Aktywna powierzchnia fotodiody ma średnicę około 6 mm i ustawiając elementy układu optycznego (a szczególnie soczewkę skupiającą przed detektorem) należy na nią skierować skupioną wiązkę światła. Sygnał elektryczny z detektora podłączony jest do gniazda INPUT bloku elektroniki (w sekcji DETECTOR AMPLIFIER), gdzie podlega dalszemu wzmocnieniu. Sygnał ten może też być obserwowany bezpośrednio na oscyloskopie, z pominięciem bloku elektroniki. Układ optyczny należy tak wyregulować, by napięcie sygnału z detektora (o polaryzacji ujemnej względem ekranu przewodu koncentrycznego) mieściło się w zakresie od -2 V do -8 V .



Rys. 5. Układ elektroniczny sterujący eksperymentem.

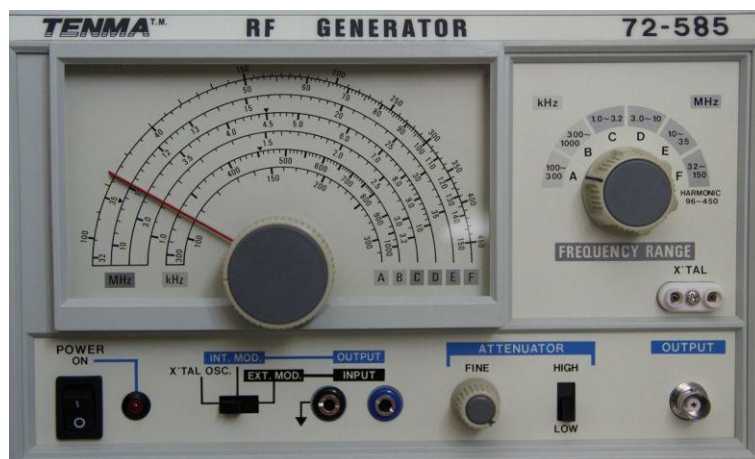
Panel przedni urządzenia elektronicznego sterującego eksperymentem został podzielony na dwie części (Rys. 5). Na górnej płycie znajdują się wyodrębnione moduły kontrolne i pomiarowe, a na płycie dolnej zamontowano odpowiadające im gniazda połączeń elektrycznych. Patrząc na panel i zaczynając od lewej strony, wyróżniamy kolejno:

- Wzmacniacz częstotliwości radiowych (RF AMPLIFIER) z wejściem modulacji i regulacją jej wzmocnienia (ta opcja nie jest wykorzystywana w podstawowej wersji ćwiczenia) oraz gniazdami przyłączeniowymi umieszczonymi na dolnej płycie. Sygnał z generatora (przedstawionego na Rys. 6.) doprowadzony jest do gniazda INPUT, a wzmocniony sygnał poprzez złącze OUTPUT podawany jest na cewki otaczające komórkę, w której zachodzi pompowanie optyczne. Regulacji poziomu sygnału oraz jego częstotliwości dokonuje się przełącznikami i pokrętkami umieszczonymi na płycie czołowej generatora.
- Układ kontroli temperatury komórki z rubidem (CELL HEATER/CONTROLLER). Gniazda umożliwiające podłączenie grzałki i termopary (kolor niebieski) umieszczono na płycie dolnej (blok TEMPERATURE). Układ kontroli składa się z regulatora typu PID (regulator proporcjonalno-całkująco-różniczkujący, skrót pochodzi z języka angielskiego: *proportional-integral-derivative controller*), sterowanego czterema przyciskami i wyposażonego w wyświetlacz cyfrowy informujący o aktualnej temperaturze komórki i wybieranych nastawach podczas programowania regulatora. Konfiguracja regulatora została wykonana przez

firmę Teach Spin. Użytkownik zestawu musi jedynie zaprogramować wybraną w planie eksperymentu temperaturę komórki (z zakresu od temperatury pokojowej do około 100 °C; zalecana temperatura to 50 °C, czyli znacznie powyżej temperatury około 37 °C, w której rubid topi się). Odpowiednie przyciski: MENU (\downarrow) oraz strzałki (\uparrow, \downarrow) pozwalają zaprogramować wartość SP1 (Set Point 1), wyrażającą w stopniach Celsjusza żadaną temperaturę komórki.

- Układ przemiatania podłużnego pola magnetycznego (składowa pola wzdłuż kierunku rozchodzenia się światła oświetlającego komórkę) oznaczony jako HORIZONTAL MAGNETIC FIELD SWEEP. Wydzielone pole tej części kontrolera (MAGNETIC FIELD MODULATION) umożliwia modulację wartości prądu płynącego przez cewki. W podstawowej wersji ćwiczenia pole magnetyczne nie jest modulowane i przełącznik w tej sekcji należy ustawić w pozycji START FIELD. Pokrętła oraz przełączniki sekcji przemiatania umożliwiają nastawę początkowej wartości prądu (START FIELD), zakres jego zmiany podczas piłokształtnego narastania (RANGE), czas trwania każdego z cykli narastania (TIME), ręczne wyzwolenie przemiatania (START / RESET), pojedyncze lub cykliczne przemiatanie (SINGLE / CONTINUOUS), offset sygnału kontrolnego (RECORDER OFFSET) podawanego na oscyloskop poprzez złącze RECORDER OUTPUT (umieszczone na dolnej płycie). Specjalne złącza MONITOR (czerwone [+], czarne [-] miniaturowe gniazda „bananowe”) umożliwiają podłączenie zewnętrznego woltomierza (multimetru z własnym zasilaniem bateryjnym są dostępne dla wykonującego ćwiczenie) i pomiar spadku napięcia na oporze 1 Ω połączonym szeregowo z cewkami wytwarzającymi podłużne pole magnetyczne (stała układu cewek przemiatania wynosi 6×10^{-5} T/A).
- Układy zasilaczy regulujących wartości prądów płynących w cewkach korygujących pionową składową ziemskiego pola magnetycznego oraz w cewkach wytwarzających stałe podłużne pole magnetyczne wokół komórki pompowania optycznego. Odpowiednie bloki oznaczono jako: VERTICAL MAGNETIC FIELD oraz HORIZONTAL CORRECTION COIL. W kierunku podłużnym (wzdłuż biegu wiązki światła oświetlającego komórkę) sumują się: (a) składowa pozioma ziemskiego pola magnetycznego (ławę optyczną ustawiamy wstępnie w kierunku północ-południe, według wskazań dostępnego przy ćwiczeniu kompasu 3-D), (b) wytworzone przez cewki układu stałe pole magnetyczne HORIZONTAL FIELD (o wartości indukcji regulowanej pokrętkiem CURRENT – należy uważać, by podczas tej regulacji nie zaświeciła się kontrolka ERROR), oraz (c) wytworzone przez dodatkowe uzwojenie (nawinięte na wspólnym karkasie z cewkami wymienionymi w punkcie b), zmienne w czasie pole magnetyczne, HORIZONTAL SWEEP FIELD, którego zakres przemiatania i częstotliwość reguluje się nastawami wymienionymi w poprzednim punkcie. Na dolnej płycie znajduje się para gniazd oznaczona jako MONITOR, umożliwiająca przy użyciu zewnętrznego multimetru pomiar spadku napięcia na oporze 0.5 Ω , połączonym szeregowo z cewkami pola podłużnego, o współczynniku $B/I = 8.8 \times 10^{-4}$ TA⁻¹. Pomiaru wartości napięcia na rezystorze 1 Ω , połączonym szeregowo z cewkami korygującymi pionową składową pola ziemskiego (1.5×10^{-4} TA⁻¹), dokonuje się przy użyciu kolejnego multimetru, podłączonego do zacisków umieszczonych na tylnym panelu urządzenia.
- Ostatnia po prawej sekcja urządzenia sterującego, nazwana DETECTOR AMPLIFIER, obsługuje detektor światła zamontowany na ławie optycznej. Zasilenie wzmacniacza detektora umożliwia gniazdo PREAMP POWER. Sygnał z detektora doprowadzony jest kablem koncentrycznym do gniazda INPUT. Wzmocniony i odpowiednio uformowany sygnał (z dodanym offsetem napięcia i filtrowaniem wyższych częstotliwości) podawany jest poprzez złącze BNC oznaczone jako OUTPUT na wejście oscyloskopu. Pokrętła i przełączniki na górnej płycie umożliwiają regulację offsetu (zarówno zgrubnie - DC OFFSET jak i precyzyjnie - OFFSET FINE), wzmocnienia (GAIN – w zakresie od 1 do 100, a także skokowo – przełącznikiem GAIN MULTIPLIER) oraz stałej czasowej (TIME CONSTANT) układu całkującego wzmacniacza. Wskazania galwanometru ułatwiają wyzerowanie poziomu sygnału

w sytuacji gdy światło nie jest absorbowane przez pary rubidu (poza liniami rezonansowymi) oraz regulację wzmacnienia przy maksimum absorpcji. Podczas powyższych regulacji należy zwrócić uwagę na zastane w pomieszczeniu światło i jego wpływ na wskazania układu detektora (zarówno światło słoneczne jak i zmienne w czasie oświetlenie generowane przez świetlówki) jak i na właściwe ustawienie okienka wejściowego fotodiody oraz obu soczewek zamontowanych w układzie optycznym. W układzie optycznym, tuż przed okienkiem fotodiody, można zamontować dodatkowy filtr (np. filtr interferencyjny lub filtr podczerwieni), ograniczający wpływ zastanego w pomieszczeniu światła na eksperyment. Czynność tę, jak i uzyskany efekt, należy przedyskutować z prowadzącym ćwiczenie asystentem.



Rys. 6. Generator częstotliwości radiowych.

Do gniazda INPUT bloku RF AMPLIFIER podłączone jest wyjście generatora pokazanego na Rys. 6. Poprzez tzw. trójnik i kolejny kabel koncentryczny ze złączami typu BNC, wyjście generatora podłączone jest równoległe do precyzyjnego częstotściomierza (urządzenie to należy włączyć przy użyciu niebieskiego przycisku). Załączenie generatora sygnalizuje czerwona dioda LED i wskazanie częstotściomierza. Regulacji częstotliwości dokonuje się gałką FREQUENCY RANGE poprzez wybór zakresu (np. zakres A: 100 – 300 kHz, zakres B: 300-1000 kHz itd.) oraz szarym pokrętkiem z czerwoną wskazówką. Poziom sygnału wyjściowego z generatora zmieniać można skokowo (ATTENUATOR HIGH/LOW) lub płynnie (pokrętło FINE). Wartość prądu płynącego przez cewki wytwarzające zmienne pole B_1 (Rys. 3.) zależy bezpośrednio od tych nastaw dokonanych przełącznikami na panelu generatora.

Program ćwiczenia

1. Ustawienie toru optycznego

Zwróć uwagę, że komórka i cewki pola magnetycznego nie są ustawione na środku ławy optycznej. Lampa powinna być umieszczona na dłuższej części ławy, detektor na krótszej części. Komórka z parami Rb ma swój środek umieszczony 3,5" (88,9 mm) ponad ławą i na tej samej wysokości powinny być środki wszystkich elementów optycznych.

1. Ustaw lampę przy końcu dłuższego boku ławy i zadбай, aby środek otworu wypadł na wysokości 3,5" nad ławą.
2. Ustaw detektor na końcu krótszego boku ławy i ustaw środek otworu detektora na wysokości 3,5" nad ławą. Ustaw przełącznik wzmocnienia detektora na 1 MΩ.
3. Ustaw soczewkę płaską powierzchnią w stronę lampy tak, aby ta powierzchnia znajdowała się ok. 3–4 cm od obudowy lampy. Ponieważ soczewka ma ogniskową równą 5 cm, sama lampa będzie mniej więcej w ognisku soczewki i światło za soczewką będzie tworzyć prawie równoległą wiązkę. Jest to ważne, bo filtr interferencyjny i płytką ćwierćfalowa działają najlepiej, jeśli oświetlone są właśnie równoległą wiązką. Wiązka nie będzie idealnie równoległa, bo rozmiar komórki lampy to ok. 10 mm×15 mm.
4. Ustaw wysokość soczewki nad ławą i przesuwaj soczewkę wzdłuż ławy tak, by sygnał detektora był możliwie duży.
5. Wstaw drugą soczewkę przed detektor, płaską stroną po stronie detektora. Odległość między podstawami detektora i soczewki powinna być ok. 1–2 cm. Wyreguluj wysokość i pozycję soczewki aby uzyskać maksymalny sygnał. Sygnał może być nawet za duży i nasycać detektor.
6. Ustaw pozostałe elementy optyczne na ławie. Kolejność powinna być taka: lampa, soczewka, filtr interferencyjny, polaryzator liniowy, płytką fazowa, komórka. Po wstawieniu wszystkich elementów światło będzie na tyle osłabione, że detektor nie powinien być nasycony.
7. Jeszcze raz spróbuj poprawić pozycje soczewek, aby maksymalizować sygnał.

Ustawienie polaryzatorów

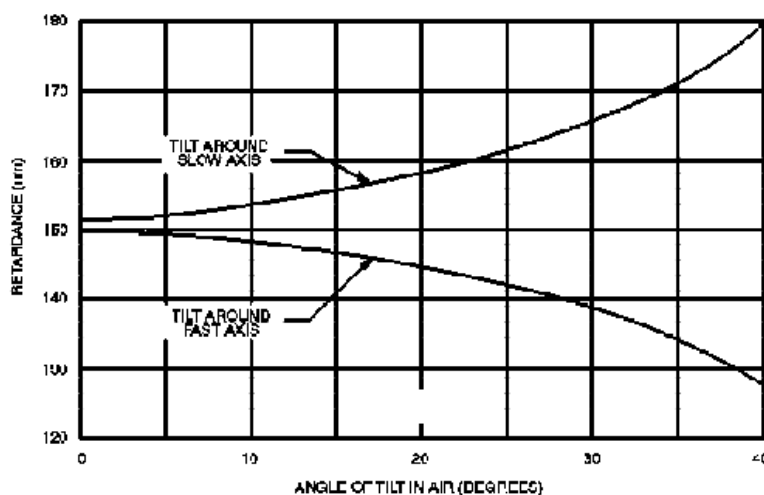
Uwaga: pamiętaj, że znaczniki na oprawkach polaryzatorów i płytki ćwierćfalowej są ustawione z dokładnością do ok. 5°, a płytką fazowa może nie mieć idealnie dobranej grubości.

Pierwsze ustawienie: ustaw polaryzator pod kątem 45°, a płytkę ćwierćfalową pod kątem 0° lub 90° (dla uzyskania polaryzacji kołowej światło musi przechodzić najpierw przez polaryzator, a potem przez płytkę ćwierćfalową). Precyzyjne ustawienie tych elementów optycznych nie jest nieodzownie konieczne do samego uzyskania sygnału, ale może znacznie go poprawić.

Dla lepszego ustawienia zacznij od usunięcia płytki ćwierćfalowej. Ustaw drugi polaryzator liniowy przed detektorem i obracaj go wokół osi z aż zaobserwujesz największe osłabienie sygnału z detektora (minimum sygnału). Typowo, minimalny sygnał to ok. 2% maksymalnego. Jeśli pierwszy polaryzator ustawiony jest pod kątem 45°, to minimum powinno wystąpić przy kącie drugiego polaryzatora równym 135° lub 315° (kąt między polaryzatorami równy 90°). Wstaw płytkę ćwierćfalową za pierwszy polaryzator i obróć ją tak, aby uzyskać maksymalny sygnał. Znacznik powinien wypadać około 0°, 90°, 180° lub 270°. Możesz teraz obracać drugim polaryzátorem wokół osi z i w ten sposób określić jakość kołowej polaryzacji.

Przy idealnej polaryzacji kołowej, obrót drugiego polaryzátora wokół osi z nie powinien powodować żadnej zmiany natężenia sygnału rejestrowanego przez detektor. Zwykle jednak, obserwuje się zmiany między maksimum a minimum od 0% aż do 50%. Aby poprawić jakość polaryzacji można

„dostroić” płytkę ćwierćfalową przez jej obrót wokół „szybkiej” lub „wolnej” osi. Rysunek poniżej przedstawia przykładową zależność opóźnienia od obrotu płytki fazowej.



Rys. 7. Zależność opóźnienia płytki fazowej od kąta skreńcenia względem padania prostopadłego.

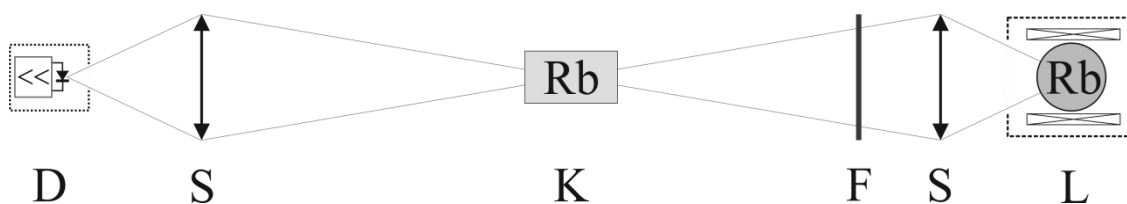
Obróć płytkę ćwierćfalową o niewielki kąt ($5\text{--}10^\circ$) wokół osi pionowej. Obracaj drugim polaryzatorem i obserwuj zmiany sygnału. Jeśli różnica między maksimum a minimum sygnału się zmniejsza, to o to chodziło, jeśli różnica się zwiększyła, przekręć płytkę fazową o 90° wokół osi z i znowu próbuj czy różnica maleje przy przekręcaniu płytki wokół osi pionowej.

Aby osiągnąć jeszcze lepszy rezultat należy uwzględnić korektę wynikającą z różnicy między pozycją znaczników na oprawkach a prawdziwym ustawieniem osi. Ustawimy oś pierwszego polaryzatora dokładnie pod kątem 45° . Przy tym ustawieniu, obrót polaryzatora o 180° wokół osi pionowej jest równoważne przekręceniu go o 90° wokół osi z.

Usuń płytkę fazową z układu i zostaw tylko dwa liniowe polaryzatory. Ustaw znacznik pierwszego na 45° . Obracaj drugim polaryzatorem do uzyskania minimum sygnału i zanotuj ustawienie kąta. Odwróć pierwszy polaryzator (obróć o 180° wokół osi pionowej) i ponownie obracaj drugim polaryzatorem do uzyskania minimum. Odczytaj kąt drugiego polaryzatora. Jeśli różnica dwóch odczytów kątów $\Delta\alpha$ wynosi 90° , pierwszy polaryzator ma rzeczywiście oś pod kątem 45° do pionu. Jeśli różnica $\Delta\alpha$ jest mniejsza niż 90° , oblicz $\frac{1}{2}(90^\circ - \Delta\alpha)$ i o tyle zwiększ kąt ustawienia polaryzatora. Jeśli różnica $\Delta\alpha$ jest większa niż 90° , to musisz odpowiednio zmniejszyć kąt pierwszego polaryzatora. Po precyzyjnym ustawieniu osi pierwszego polaryzatora powtórz poprzednie kroki ustawienia płytki fazowej.

2. Absorpcja światła rezonansowego przez atomy Rb

Pierwsza część doświadczenia to pomiar przekroju czynnego na absorpcję światła przez atomy rubidu. Zmierzoną wartość należy następnie porównać z geometrycznym przekrojem czynnym i wartością obliczoną z teorii przedstawionej w części Przekrój czynny na absorpcję.



Rys. 8. Schemat aparatury przy pomiarze absorpcji.

Zestaw aparaturę jak na Rys. 8. W torze optycznym zestaw tylko lampę, soczewkę, filtr, komórkę z parami rubidu, soczewkę i detektor. Zwróć uwagę na poziom sygnału z detektora i upewnij się, że detektor nie jest nasycony (ewentualnie zmień wzmacnienie w detektorze – przestaw przełącznik na mniejszą wartość). Pomiar polega na rejestracji natężenia światła transmitowanego (pomiar woltomierzem napięcia na gnieździe BNC oznaczonym DETECTOR) w funkcji temperatury komórki. Instrukcja TeachSpin sugeruje, żeby nastawiać temperaturę kolejno na 300 K, 310 K, itd. co 10 stopni aż do ok. 360 K, trwa to dość długo i nie jest nieodzowne – wystarczy ustawić od razu temperaturę np. 80° C i mierzyć wskazanie woltomierza w funkcji temperatury komórki wskazywanej przez regulator temperatury.

Uwaga na światło rozproszone: zwróć uwagę, że otrzymasz inny sygnał, jeśli zasłonisz lampę (wstawisz ciemną przesłonę zaraz za lampą), a inny gdy zasłonisz detektor. W pierwszym przypadku do detektora dociera rozproszone światło zewnętrzne (oświetlenie pokoju), w drugim nie. Dodatkowo, nawet w tym drugim przypadku sygnał z detektora nie musi być zerowy, bo wzmacniacz sygnału z detektora ma dodatkową regulację DC Offset, która ustawia przesunięcie wzmacnionego sygnału.

Z otrzymanych danych należy narysować zależność natężenia światła od gęstości atomów (zależność gęstości od temperatury według tabeli 1). Do otrzymanych danych dopasuj krzywą postaci

$$I = ae^{-b\rho} + c \quad (11)$$

gdzie ρ jest gęstością atomów rubidu w komórce, a c jest wartością tła. Z otrzymanej wartości parametru b możesz obliczyć przekrój czynny na wzbudzenie. $b = \sigma l$, gdzie σ jest wartością przekroju czynnego na absorpcję światła, $l = 3,3$ cm jest długością ośrodka absorbującego (wewnętrznym wymiarem komórki z parami Rb).

Ciśnienie pary nasyconej rubidu można obliczyć z wzoru⁴

$$\begin{aligned} \log(p/\text{Pa}) &= 5,006 + 4,857 * T - 4215/T \text{ (faza stała)} \\ \log(p/\text{Pa}) &= 5,006 + 4,312 * T - 4040/T \text{ (faza ciekła)} \end{aligned} \quad (12)$$

Temperatura topnienia wynosi⁵ 39,30 °C

⁴ C. B. Alcock, V. P. Itkin, and M. K. Horrigan, "Vapor Pressure Equations for the Metallic Elements: 298–2500 K," Canadian Metallurgical Quarterly 23, 309 (1984).

⁵ David R. Lide (Ed.), CRC Handbook of Chemistry and Physics, 82nd ed. (CRC Press, Boca Raton, 2001).

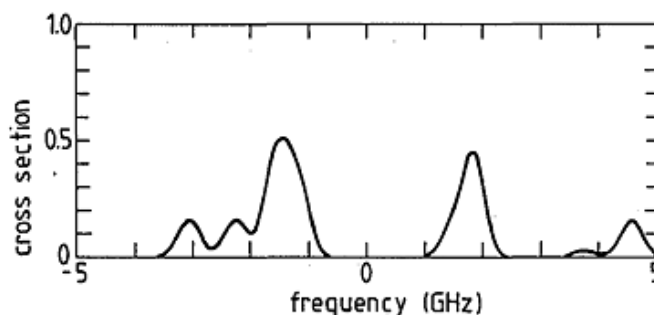
Tabela 1. Zależność gęstości par rubidu od temperatury.

T[K]	ρ [m ⁻³]
290	$3,3 \times 10^{15}$
300	$1,1 \times 10^{16}$
310	$2,9 \times 10^{16}$
320	$7,5 \times 10^{16}$
330	$1,8 \times 10^{17}$
340	$4,3 \times 10^{17}$
350	$8,3 \times 10^{17}$
360	$1,5 \times 10^{18}$
370	$3,7 \times 10^{18}$

Porównaj otrzymaną wartość przekroju czynnego z wartością obliczoną na podstawie wzoru

$$\kappa_0 = \frac{2}{\Delta\nu_D} \cdot \frac{\lambda_0^2 g_2}{8\pi g_1} \cdot \frac{\rho}{\tau} \quad (4) \quad (5 \times 10^{-16} \text{ m}^2) \text{ i wielkością geometrycznego przekroju czynnego } (10^{-20} \text{ m}^2).$$

Uwaga: przekrój czynny zależy od częstotliwości promieniowania (patrz Rys. 9), zatem w przypadku niemonochromatycznego źródła światła, takiego jak lampa w tym doświadczeniu, całkowita absorpcja będzie zależała od dopasowania profilu spektralnego światła padającego do profilu absorpcyjnego atomów. Należy zatem traktować otrzymany wynik jedynie jako przybliżenie.

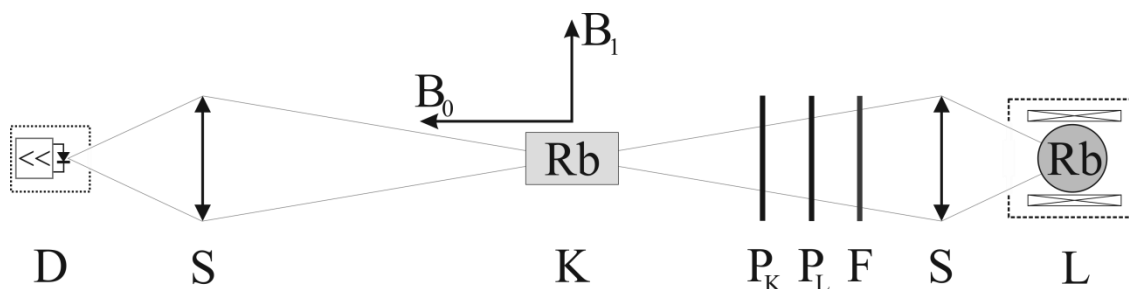


Rys. 9. Przekrój czynny na absorpcję fotonów na linii D1 przez atomy Rb o naturalnym składzie izotopowym w funkcji częstotliwości w temperaturze 250 K. Skala pionowa w jednostkach 10^{-15} m^2 . Fig. 2. z pracy A.M. van der Spek, J.J.L. Mulders and L.W.G. Steenhuysen, J. Opt. Soc. Am. **5**, 1478 (1988).

3. Rezonans w zerowym polu magnetycznym

Ta część doświadczenia poświęcona jest obserwacji rezonansu w zerowym polu magnetycznym. Schemat aparatury przedstawiony jest na rysunku poniżej. Należy uzupełnić poprzednią konfigurację aparatury o elementy optyczne wytwarzające kołową polaryzację światła: polaryzator liniowy i płytkę ćwierćfalową.

Zjawiska pompowania optycznego i rezonansu magnetycznego atomów zależą w bardzo czuły sposób od pól magnetycznych, są np. podstawą budowy najwyższej czułości magnetometrów. Na atomy w komórce rezonansowej działają zarówno lokalne pola magnetyczne wytworzone przez prądy płynące w cewkach, otaczających komórkę, jak i ziemskie pole magnetyczne oraz pola zewnętrzne od innych prądów płynących w przewodach umieszczonych w pobliżu, magnetycznych elementów konstrukcji budynku, itp.



Rys. 10. Schemat aparatury przy pomiarze rezonansów optycznych.

Jeśli doświadczenie ma być przeprowadzone w dobrze kontrolowanych polach, oznacza to, że aparatura powinna być ustawiona w miejscu, gdzie zewnętrzne pola magnetyczne są możliwie małe, jednorodne i stałe w czasie. W szczególności, w budowie aparatury mogą być użyte tylko materiały niemagnetyczne, w pobliżu aparatury nie powinno być magnetycznych elementów, dlatego np. stół, na którym ustawiona jest aparatura jest specjalnie zrobiony z drewna bez stalowych wkrętów, śrub czy innych łączników. Zwróć uwagę, że jeśli pojawiają się metalowe elementy aparatury, to są zrobione z aluminium lub mosiądzu, które są niemagnetyczne. Uwaga: zbliżenie do aparatury krzesła ze stalową ramą powoduje wyraźną modyfikację warunków doświadczenia!

Oś optyczna aparatury powinna być ustawiona wzdłuż kierunku poziomej składowej pola zewnętrznego. Użyj małego kompasu magnetycznego, aby sprawdzić ustawienie aparatury. Pionową składową pola zewnętrznego i resztkowe poprzeczne pole poziome skompensujemy do zera, używając do tego odpowiednich cewek. Ustaw temperaturę komórki na 50 °C i odczekaj wystarczający czas, aby temperatura się ustabilizowała.

Aby zaobserwować rezonans magnetyczny w zerowym polu magnetycznym, generator pola RF ma być wyłączony i pole podłużne (HORIZONTAL FIELD) ma być wyłączone (ustaw potencjometr CURRENT na zero), trzeba natomiast włączyć przemieszczanie pola podłużnego (HORIZONTAL SWEEP FIELD). Ustaw:

- START FIELD ZERO
- RANGE maksimum
- TIME CONSTANT 5 s
- START/RESET Start
- SINGLE/CONTINUOUS Continuous
- MAGNETIC FIELD MODULATION
 - START FIELD/MODUL Start Field
 - AMPLITUDE minimum

Obserwuj na ekranie oscyloskopu natężenie światła przechodzącego przez komórkę (gniazdo DETECTOR AMPLIFIER – OUTPUT) w funkcji napięcia przemieszczania pola magnetycznego (gniazdo HORIZONTAL MAGNETIC FIELD SWEEP – REFERENCE OUTPUT), w trybie XY. W tej części zadaniem jest skompensowanie pól poprzecznych tak, aby szerokość rezonansu była możliwie najmniejsza. Należy to zrobić regulując wartość składowej pionowej pola magnetycznego (VERTICAL FIELD). Poziomą składową lokalnego pola magnetycznego należy minimalizować z grubsza przez przekręcenie całego układu, a precyzyjnie — poprzez regulację prądu w cewkach (HORIZONTAL CORRECTION COIL). Gdy skompensujesz pola poprzeczne, zmierz wartości trzech składowych pola dokładnie w rezonansie: wyłącz przemieszczanie pola (potencjometr RANGE w pozycji skręconej całkowicie w lewo), reguluj natomiast potencjometrem START FIELD, aż poziom sygnału osiągnie minimum – wtedy odczytaj wartości napięć na odpowiednich woltomierzach.

Wartości oporników do odczytania prądu w cewkach i stałych cewek są następujące:

Cewki	Opornik	Stała cewek ($T \times 10^{-4}/A$)
VERTICAL FIELD	1Ω	1,5
HORIZONTAL FIELD	$0,5\Omega$	8,8
HORIZONTAL SWEEP FIELD	1Ω	0,6
HORIZONTAL CORRECTION COIL	$30,1\Omega$	0,96

Rezonans magnetyczny występuje dla zerowego pola magnetycznego, zatem zmierzone wartości trzech prostopadłych składowych to takie wartości, które kompensują zewnętrzne składowe do zera, czyli ten pomiar pozwala zmierzyć lokalną wartość ziemskiego pola magnetycznego i wszystkich dodatkowych pól zewnętrznych w miejscu przeprowadzania doświadczenia. Oblicz wartość całkowitego pola i kąt nachylenia wektora pola względem poziomu.

4. Rezonans magnetyczny i pomiar czynników Landégo

Ta część doświadczenia dotyczy pomiarów rezonansu magnetycznego w oscylującym polu magnetycznym o częstotliwości z zakresu od kHz do MHz (w skrócie: pola RF).

Pomiary rozpocznij od włączenia generatora i częstotliciemierza do pomiaru ustawionej częstotliwości. Ustaw najniższą możliwą częstotliwość, czyli ok. 100 kHz. Włącz przemiatanie pola podłużnego i obserwuj sygnał z detektora w funkcji wartości pola podłużnego, jak w poprzednim pomiarze. Oprócz rezonansu w polu zerowym zaobserwujesz dodatkowe rezonanse, jak na Rys. 11



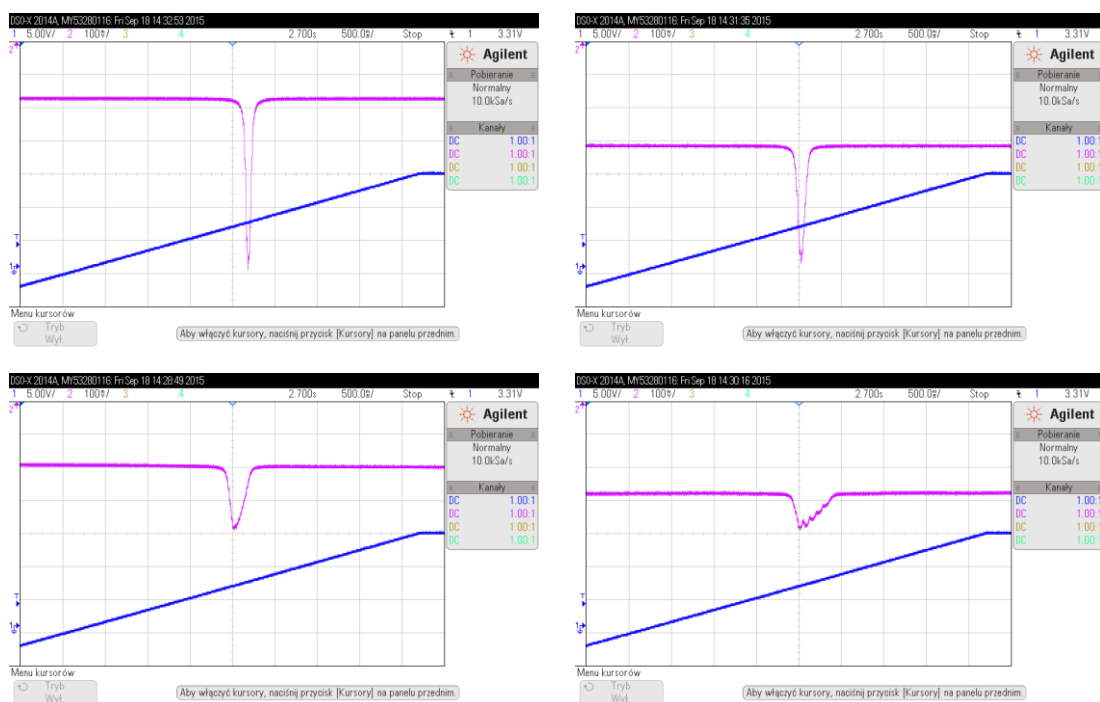
Rys. 11. Rezonans w polu zerowym i rezonanse od pola RF dla małych wartości pola magnetycznego.

Rezonanse od pola RF pojawiają się po obu stronach rezonansu w polu zerowym, dla obu orientacji pola podłużnego. Można zaobserwować dwa rezonanse z każdej strony, wytworzone przez dwa izotopy rubidu, które występują w naturalnej mieszaninie tego pierwiastka. Dwa izotopy mają różne spiny jąder atomowych, a zatem także różne wartości czynników Landégo, które decydują o wielkości rozszczepienia podpoziomów zeemanowskich w polu magnetycznym. Celem ćwiczenia będzie pomiar wielkości tych czynników Landégo dla obu izotopów. Do tego potrzebna jest znajomość pól magnetycznych, przy których występują rezonanse dla określonej częstotliwości pola RF. W tym ćwiczeniu przyjmijemy kalibrację cewek pola magnetycznego, podaną przez producenta zestawu aparaturowego. Możliwa jest też odwrotna procedura, kiedy przyjmujemy, że znane są war-

tości czynników Landégo a pomiar rezonansowych częstotliwości służy do wyznaczenia wielkości pola magnetycznego.

Zaobserwuj i zarejestruj rezonanse magnetyczne dla różnych częstotliwości pola RF (od ok. 100 kHz do ok. 3,0 MHz) i dla różnych amplitud pola RF. Ponieważ cewka pola przemiętanego może maksymalnie wytworzyć pole 0,06 mT, to przy częstotliwości przekraczającej ok. 250 kHz konieczne będzie włączenie pola HORIZONTAL FIELD.

Zwróć uwagę na kształt rezonansu przy dużych wartościach częstotliwości (i pola magnetycznego). Deformacja kształtu i rozszerzenie rezonansu wynika z tego, że przy większych wartościach pola efekt Zeemana przestaje być liniowy. W przypadku liniowego efektu Zeemana wszystkie różnice energetyczne między stanami o rzutach momentu pędu różniących się o ± 1 są takie same. W obszarze nieliniowego efektu Zeemana przesunięcie energetyczne podpoziomu przestaje być proporcjonalne do pola magnetycznego. Ten nieliniowy przyczynek jest różny dla podpoziomów z różnymi rzutami momentu pędu, a więc różnice energetyczne między sąsiednimi stanami zaczynają się różnić.

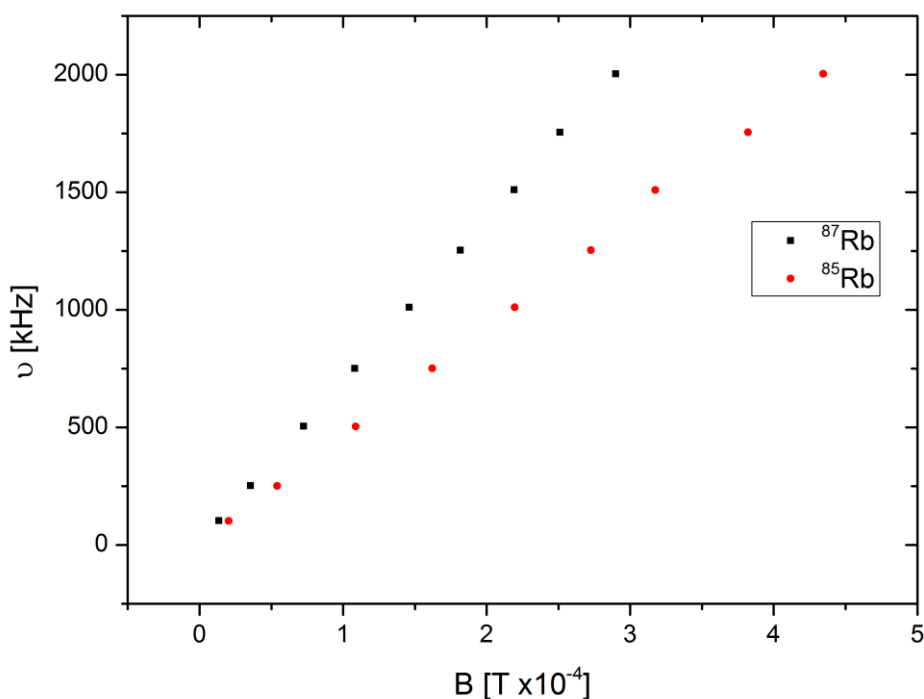


Rys. 12. Przykłady rezonansów zarejestrowanych dla częstotliwości ok. 500 kHz, 1000 kHz, 1500 kHz i 2000 kHz zarejestrowane przy tej samej amplitudzie pola RF i wartości zakresu przemiętanego pola podłużnego.

Określ zakres liniowego efektu Zeemana i w tym zakresie wykonaj pomiary wartości pola magnetycznego, przy którym występują rezonanse magnetyczne dla obu izotopów. Wyłącz przemiętanie pola magnetycznego i tylko ustawiaj wartość pola HORIZONTAL FIELD i wartość startową pola HORIZONTAL SWEEP FIELD aby zobaczyć minimum transmisji, czyli pozycję rezonansu. Zmierz wartości napięcia na oporze pomiarowym czyli wartość prądu w cewkach i oblicz wartość pola magnetycznego (zgodnie z kalibracją cewek). Pamiętaj o zmierzonej poprzednio wartości prądu w cewkach potrzebnej do uzyskania pola zerowego. Zanotuj wyniki w tabeli np. takiej jak poniżej.

Częstotliwość MHz	Prąd pole przemiatane A	Prąd pole podłużne A	Pole prze- miatane mT	Pole po- dłużne mT	Pole cał- kowite mT	Izotop
						^{85}Rb
						^{87}Rb

Zrób wykres częstotliwości rezonansu od wartości pola magnetycznego. Dla każdego z izotopów dopasuj do punktów pomiarowych linię prostą i oblicz współczynnik Landégo.



Rys. 13. Zależność częstotliwości rezonansu magnetycznego od wartości pola magnetycznego.

5. Pomiar pola magnetycznego

W tej części doświadczenia użyjemy układu do pomiarów nieznanego pola magnetycznego, wykorzystując wyniki poprzedniej części i obliczone wartości czynników Landégo.

Ustaw układ do obserwacji rezonansu magnetycznego jednego z izotopów przy częstotliwości pola RF około 500 kHz (oznaczymy tę częstotliwość jako f_i , a wartość pola magnetycznego w rezonansie jako B_i). Włącz przemiatanie pola magnetycznego (HORIZONTAL SWEEP FIELD) i regulując wartością początkową przestrajania (START FIELD) i wartością pola podłużnego (HORIZONTAL FIELD) ustaw rezonans na środku ekranu oscyloskopu. Zapamiętaj pozycję rezonansu: możesz użyć kursora ekranowego X1, który ustaw dokładnie w centrum rezonansu. Przygotuj stały magnes na podstawce i ustaw go na drewnianej podstawie zestawu doświadczalnego, blisko lampy. Zaobserwuj zmianę pozycji i kształtu rezonansu magnetycznego. Ustaw kursor X2 w miejscu nowej pozycji rezonansu.

Aby zmierzyć wartość składowej podłużnej pola magnetycznego, wytworzonego przez stały magnes w miejscu komórki z parami rubidu, usuń magnes i zmieniaj wartość częstotliwości pola RF tak, aby sprowadzić rezonans do takiej pozycji, jaką miał w obecności magnesu (oznaczymy nową częstotliwość jako f_m , a nową wartość pola jako B_m). Warunek rezonansu bez i z polem magnesu można zapisać na podstawie równania (9):

$$hf_i = g_F \mu_B B_i, \quad (12)$$

$$hf_m = g_F \mu_B B_m, \quad (13)$$

a zatem, po odjęciu stronami otrzymujemy wyrażenie na zmianę częstotliwości rezonansu ΔB :

$$\Delta f = g_F \frac{\mu_B}{h} \Delta B, \quad (14)$$

gdzie ΔB to przyrost pola magnetycznego od wstawionego magnesu.