

UNIwersytet Jagielloński
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki
Stosowanej

Zakład Optyki Atomowej

Manipulowanie atomami w dipolowym lustrze optycznym

Tomasz Kopacki

Opieka: dr Tomasz Kawalec

Kraków 2011

Spis treści

1	Zagadnienia teoretyczne	9
1.1	Wprowadzenie	9
1.2	Oddziaływanie światła z atomami	9
1.3	Światło jako źródło sił optycznych	11
1.3.1	Siły optyczne opisane na gruncie elektrodynamiki [7]	11
1.3.2	Siły optyczne na gruncie rezonansu spinowego. Równania Blocha [7][3]	12
1.4	Melasa optyczna [5][9]	13
1.5	Chłodzenie subdopplerowskie	14
1.5.1	Konfiguracja lin - lin	14
1.5.2	Konfiguracja $\sigma^+\sigma^-$	17
1.6	Pułapka magneto - optyczna	17
1.7	Atomy Rubidu w pułapce magneto - optycznej	20
1.7.1	Równowaga stanów kwantowych w pułapce atomowej	20
1.7.2	Oddziaływanie atomów z falą zanikającą [8]	23
1.7.3	Wpływ promieniowania mikrofalowego na atomy Rubidu [1]	24
2	Praktyczna realizacja doświadczeń z mikrofalami	27
2.1	Podstawowe elementy układu	27
2.1.1	Generator	27
2.1.2	Wzmacniacz	28
2.1.3	Układ pętli fazowej	29
2.1.4	Generator referencyjny	32
2.1.5	Przełącznik	33
2.1.6	Antena	34
2.1.7	Całość układu	34
2.2	Wyniki pracy laboratoryjnej	34
2.2.1	Uruchomienie i badanie sygnału na wyjściu testowym MUXOUT	34
2.2.2	Pierwsze próby stabilizacji sygnału	35

2.2.3	Ostateczne efekty stabilizacji sygnału	37
2.2.4	Doświadczalne sprawdzenie wpływu promieniowania mikrofalowego na atomy rubidu	38
2.2.5	Podsumowanie	39

Za pomoc w przygotowaniu pracy (w tym cierpliwość i przekazaną wiedzę) pragnę podziękować panu dr Tomaszowi Kawalcowi. Dziękuję również pozostałym pracownikom Zakładu Optyki Atomowej UJ z którymi współpracowałem: pani mgr Dobrosławie Bartoszek - Bober, panu inż. Józefowi Fladze i panu Stanisławowi Pajce.

Pragnę także podziękować pracownikom Wydziału Elektroniki Akademii Górniczo - Hutniczej w Krakowie za udostępnienie specjalistycznej aparatury pomiarowej, która była niezbędna do diagnostyki układu doświadczalnego.

Streszczenie

Niniejsza praca jest wstępem do dalszego studium zagadnień z dziedziny optyki atomowej. Zostały tu ujęte podstawowe kwestie związane z pułapkowaniem neutralnych atomów rubidu oraz ich oddziaływania z polem fali zanikającej.

W Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni od dłuższego czasu funkcjonuje układ eksperymentalny służący do badania oddziaływań atomów z zanikającą falą elektromagnetyczną (EM). W trakcie praktyki studenckiej i przygotowywania pracy został on uzupełniony o nowy zespół umożliwiający podanie populacji atomów działaniu promieniowania elektromagnetycznego o wysokiej częstotliwości (z zakresu mikrofalowego) i wyindukowanie przejścia pomiędzy poziomami energetycznymi w Rubidzie - 85 (rozszczepiony poziom podstawowy $5^2S_{1/2}$)

W pierwszych paragrafach pracy zostały ujęte podstawowe zagadnienia teoretyczne dotyczące chłodzenia optycznego i pułapkowania zimnych atomów. Funkcjonowania pułapek magneto - optycznych zostało już opisane w wielu publikacjach (m.in pochodzących z "biblioteczki" Zakładu Optyki Atomowej, nie wspominając o artykułach naukowych i pozycjach książkowych). Dołączenie elementów znanej już teorii ma na celu zachowanie pewnej konsystencji i stworzenia bazy do zgłębienia dalszej teorii.

W następnych rozdziałach zostały krótko ujęte zagadnienia oddziaływania atomów z tzw. lustrem dipolowym (fala zanikająca). Ponieważ intencją pracy jest skupienie się na manipulacjach i efektach kwantowych wywołanych promieniowaniem mikrofalowym (oraz fakt, że pewne zagadnienia

związane z działaniem lustro dipolowego wykraczają poza standardowe kursy Fizyki Atomowej i Kwantowej) rozdział ten ma charakter pogładowy.

Właściwą treść pracy (obrazującą efekty pracy laboratoryjnej) zawierają rozdziały dotyczące promieniowania mikrofalowego. Zostały tam opisane szczegóły dotyczące budowy układu, dzięki któremu uzyskujemy wysokoczęstościowe promieniowanie EM, które jest dalej wykorzystywane w układzie do indukowania przejść atomowych.

Rozdział 1

Zagadnienia teoretyczne

1.1 Wprowadzenie

Do badania oddziaływań pomiędzy atomami a (np. lustrem dipolowym) przydatne jest ich pułapkowanie: gromadzenie populacji atomów o bardzo niskiej temperaturze (prędkości) w konkretnym miejscu w przestrzeni. O ile pułapkowanie cząstek naładowanych jest ideowo proste (wystarczy użyć odpowiednio zaprojektowanego pola elektrycznego), pułapkowanie cząstek neutralnych jest rozległą dziedziną pod względem metodologii chłodzenia mikroskopowego.

1.2 Oddziaływanie światła z atomami

Poniżej opisane są metody chłodzeń optycznych i magnetyczno - optycznych. Podstawowym zjawiskiem towarzyszącym efektowi pułapkowania cząstek neutralnych jest przekaz pędu fotonu (pochodzącego z wiązki światła) do neutralnego atomu. Wiadomym jest, że światło (jako strumień bezmasowych fotonów) może być nośnikiem pędu. Pęd fotonu jest liniowo zależny od wektora falowego ($\vec{p} = \hbar\vec{k}$).

Przekaz pędu jest najbardziej efektywny kiedy wiązka fotonów zderzających się z atomami ma określoną częstość (ω) dostosowaną do różnicy w poziomach energetycznych (częstość przejść optycznych). Wtedy atomy mo-

gą pochłaniać w całości energię (i pęd) strumienia fotonów. Mówimy wtedy o rzeczywistym przekazie pędu (i energii) do atomów neutralnych.

Atomy po zaabsorbowaniu fotonu przechodzą do stanu wzbudzonego. Powrót do stanu podstawowego (deekscytacja) następuje przy emisji fotonu (zwykle o takiej samej energii jako foton zaabsorbowany choć niekoniecznie). Kierunek wyemitowania fotonów (a także kierunek odrzutu atomu: zasada zachowania pędu) może być przypadkowy (w przypadku emisji spontanicznej) lub wyindukowany (emisja wymuszona).

Rozpatrując całą wiązkę fotonów (pakiet N fotonów) to całkowity pęd przekazany przez te fotony neutralnym atomów (zmiana pędu) wynosi:

$$\delta\vec{p} = \hbar N \vec{k} .$$

Kierunek emisji fotonu (pochodzącego z pojedynczego atomu) może być dowolny. Traktując populację atomów jako całość (chmura atomowa) i pojmując zmianę pędu chmury jako sumę zmian pędów poszczególnych atomów w procesie emisji dochodzimy do wniosku, że całkowita zmiana pędu chmury wynosi $\vec{0}$ (przestrzeń jest izotropowa jeśli chodzi o kierunki odrzutu).

Prostą metodą zmniejszenia prędkości atomów, jest potraktowanie działaniem na atomy zestawem trzech par przeciwbieżnych wiązek atomowych (jedna para działa wzdłuż osi X , druga wzdłuż osi Y , trzecia Z). Częstości wiązek dostrojone¹ są do typowych przejść atomowych pomiędzy poziomami energetycznymi. Na wskutek zderzeń fotonów z atomami możliwe jest autentyczne spowolnienie ruchów neutralnych atomów i zgromadzenie ich w populacji. Zjawisko to zostało już dawno potwierdzone doświadczalnie ²

Powyższa metoda pułapkowania dostarcza efekty dalekie od naszych dotychczasowych oczekiwań. Badając ilościowo efektywne chłodzenie trzema parami zwykłych wiązek, okazuje się że spowolnienie atomów jest rzędu kilku centymetrów na sekundę. Standardowa prędkość atomów w normalnych warunkach

¹z powodów o których powiemy w następnych paragrafach wiązki te są w rzeczywistości odstrojone od przejść ku czerwieni

²Otto R. Frisch, lata 30 XIX w.

jet rzędu tysięcy metrów na sekundę. Mówimy też, że atomy spułapkowane w ten sposób wykonują ruchy Browna (szybkie chaotyczne ruchy w ograniczonej przestrzeni).

Wymagane jest zatem ulepszenie technologii chłodzenia w celu osiągnięcia lepszych parametrów pułapek atomowych.

1.3 Światło jako źródło sił optycznych

1.3.1 Siły optyczne opisane na gruncie elektrodynamiki [7]

W poniższym akapicie zacytujemy wyniki rachunków ujmujące ilościowo prawa dynamiki dla układu atomu (z wyindukowanym momentem dipolowym). Niech atom posiada moment dipolowy korespondujący z operatorem momentu dipolowego \hat{d} . Atom znajduje się w polu elektromagnetycznym (polu fali świetlnej), którego natężenie elektryczne możemy zapisać jako $\vec{E} = \hat{e}E_o(R) \cos(\omega t - kz)$ (gdzie \hat{e} to wektor polaryzacji). Średnia siła wywierana na atom może być dobrze opisana równaniem:

$$\langle F_{rad}^{\vec{}} \rangle = \sum_{j=x,y,z} \langle \hat{d}_j \rangle \nabla E_j(\vec{R}, t) \quad (1.1)$$

Jeśli elementy diagonalne operatora momentu dipolowego zanikają, to możemy wykazać, że wzór (1.1) daje się zapisać jako:

$$\langle F_{rad}^{\vec{}} \rangle = \underbrace{-(\vec{d}_{12} \cdot \hat{e})E_o Re(\sigma_{12})\vec{k}}_{F_{spo}} + \underbrace{(\vec{d}_{12} \cdot \hat{e})E_o Im(\sigma_{12})\nabla E_o}_{F_{dip}} \quad (1.2)$$

Pierwszy człon (F_{spo}) jest proporcjonalny do wektora falowego. Człon siły skierowany jest przeciwnie do kierunku rozchodzenia fali. Ma dominujące znaczenie w procesie chłodzenia optycznego. Człon ten nazywamy **siłą spontaniczną (dysypatywną)**. Drugi człon (F_{dip}) jest proporcjonalny do gradientu pola elektrycznego. Ma znaczącą rolę w procesie oddziaływania neutralnych atomów z falą zanikającą. Człon ten nazywamy **siłą dipolową**.

1.3.2 Siły optyczne na gruncie rezonansu spinowego. Równania Blocha [7][3]

Dla neutralnych możemy rozwiązać tzw. Równania Blocha. Bardzo podobny problem rozwiązujemy dla paramagnetyków jądrowych znajdujących się w dwóch zewnętrznych polach EM (stałym i zmiennym o częstotliwości ω). Jeśli częstotliwość zmiennego pola odpowiada różnicy poziomów energetycznych (dwa ustawienia spinu = dwa poziomy energetyczne) to możemy obserwować precesję momentów magnetycznych dookoła kierunku pola stałego. Wartość częstotliwości rezonansowej przy której możliwe są przejścia optyczne nazywamy (w przypadku neutralnych atomów) częstotnością Rabbiego. Częstotliwość Rabbiego można zapisać (podobnie jak częstotliwość Larmora):

$$\Omega_1 = -\frac{d_{12} \cdot \hat{e}E_o}{\hbar} \quad (1.3)$$

Korzystając z równań Blocha możemy zapisać (1.2) w formie równoważnej:

$$\vec{F}_{rad} = \vec{F}_{spo} + \vec{F}_{dip} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega_1^2}{2}}{(\omega_L - \omega_o)^2 + \frac{\Gamma^2}{2} + \frac{\Omega_1^2}{2}} + \frac{\hbar(\omega_L - \omega_o)}{4} \frac{\nabla \Omega_1^2}{(\omega_L - \omega_o)^2 + \frac{\Gamma^2}{2} + \frac{\Omega_1^2}{2}} \quad (1.4)$$

Wartość Γ oznacza tu naturalną szerokość linii przejścia atomowego. Pierwszy człon w poprzednim wyrażeniu opisuje oczywiście siłę spontaniczną.

$$\langle \vec{F}_{spon} \rangle = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega_1^2}{2}}{(\omega_L - \omega_o)^2 + \frac{\Gamma^2}{2} + \frac{\Omega_1^2}{2}} \quad (1.5)$$

Możemy dalej przekształcać 1.5 aby otrzymać wyrażenie w formie, która będzie przydatna w przyszłości. W mianowniku uwzględnimy teraz wpływ efektu Dopplera na przesunięcia w częstotliwościach przejść atomowych (zamiast $(\omega_L - \omega_o)^2$ będziemy mieli $(\omega_L - \omega_o - kV_{atomu})^2$ co oznaczymy jako δ). Utożsamiamy wzór na siłę spontaniczną z podstawowymi prawami dynamiki. Po przekształceniach (1.5) możemy zapisać w równoważnej formie:

$$\langle \vec{F}_{spon} \rangle = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I_{cal}/I_s + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (1.6)$$

Oznaczenia: $I = \frac{dN}{dt}$ - natężenie wiązki, z której absorbowane są fotony. I_s - natężenie saturacyjne, I_{cal} - całkowite natężenie wiązek padających na atom.

1.4 Melasa optyczna [5][9]

Jak wspomnieliśmy układ przeciwbieżnych wiązek jest najprostszym prototypem pułapek atomowych. Niżej zajmiemy się ilościowym opisem sił działających w trójwymiarowej melasie optycznej.

Rozważamy na początku układ atomów poruszających się z prędkością V , na który padają dwie przeciwbieżne wiązki. Częstość wzbudzenia atomowego wynosi ω . Częstość padającej fali: $\omega_L = \omega$ (obydwie fale dostrojona do przejścia). Siła spontaniczna jest największa w momencie gdy prędkość atomów zmierza do zera ³. Działa ona przeciwnie do kierunku biegu fali. Mamy dwie przeciwbieżne wiązki, stąd pojawiają się dwie przeciwnie skierowane siły o tych samych wartościach. Całkowita siła działająca na układ atomów jest równa zero (siły równoważą się).

Odrębnym przypadkiem jest sytuacja, w której obydwie wiązki są lekko odstrojone o właściwego przejścia optycznego⁴. Następuje przesunięcie maksimum funkcji w lewo lub w prawo od punktu zerowego (punkt zerowania prędkości atomów). Asymetria funkcji obydwu sił powoduje jej niezrównoważenie w okolicach zera. Możemy pokazać że w okolicach punktu zerowego wartość siły jest proporcjonalna do prędkości atomu ⁵. Wzór 1.6 możemy zapisać w bardziej przydatnej formie jako:

$$F = \frac{F_o}{M + (\Delta \pm kV)^2} \quad (1.7)$$

gdzie $F_o = \hbar k \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^3 I / I_s$, $M = \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 (1 + I_{cal} / I_s)$ Możemy rozwijać powyższe

³osiągnięcie zera absolutnego praktycznie i teoretycznie nie jest możliwe

⁴w praktyce możemy to realizować za pomocą modulatorów akustyczno - optycznych lub przestrajając diodę półprzewodnikową lasera

⁵Oczywiście z logicznych przesłanek musi być przeciwnie skierowana

wyrażenie w szereg Taylora (w otoczeniu punktu zerowego). Stąd

$$F \approx \pm \frac{F_o}{M + \Delta^2} + \frac{2\Delta F_o kV}{(M + \Delta^2)^2} \quad (1.8)$$

Licząc siłę wypadkową z dwóch odstrojonych wiązek (dla jednej mamy we wzorze plus, dla przeciwbieżnej minus) otrzymujemy:

$$F \approx \frac{4\Delta F_o kV}{(M + \Delta^2)^2} \sim V. \quad (1.9)$$

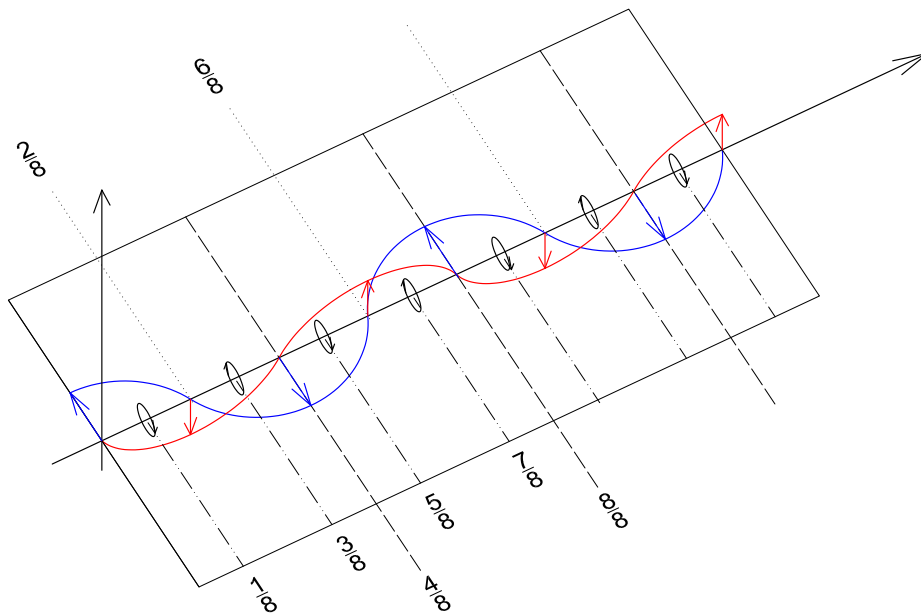
Faktycznie wartość siły jest proporcjonalny do prędkości. Współczynnik proporcjonalności nazywa się czasem współczynnikiem lepkości. Przyjmuje on największą wartość dla odstrojenia równego połowie szerokości linii przejścia optycznego ($\Gamma/2 = \omega_L - \omega$).

1.5 Chłodzenie subdopplerowskie

Istnieją bardziej zaawansowane metody chłodzenia optycznego wykorzystujące zmianę energii podczas emisji spontanicznych. Przykładami takiego chłodzenia są metody dwóch wiązek spolaryzowanych liniowo oraz wiązek spolaryzowanych kołowo.

1.5.1 Konfiguracja lin - lin

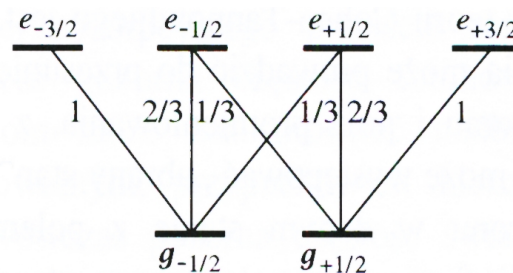
Dodatkowe siły optyczne mogą pojawić się, gdy w przestrzeni istnieją gradienty polaryzacji światła. Tak sytuacja ma miejsce w przypadku superpozycji dwóch spolaryzowanych wiązek o prostopadłych wektorach polaryzacji (rys. 1) Stan polaryzacji zmienia się regularnie co $1/8$ długości fali świetlnej. Po przebyciu $1/8\lambda$ przesunięcie fazowe wynosi $\pi/2$. Na wskutek złożenia tych dwóch fal dostajemy w tym miejscu polaryzację kołową (σ^-). Na następnym odcinku $1/8$ długości ($2/8 = 1/4\lambda$) istnieje tylko jedna składowa fali (fala spolaryzowana liniowo).



Rys. 1 Konfiguracja dwóch wiązek spolaryzowanych liniowo

Następny odcinek $1/8$ ($3/8\lambda$) to kolejna polaryzacja kołowa o skrętności przeciwnej do polaryzacji na odcinku $1/8\lambda$. W przestrzeni będą powstawać nam okresowo miejsca gdzie wiązka będzie spolaryzowana kołowo.

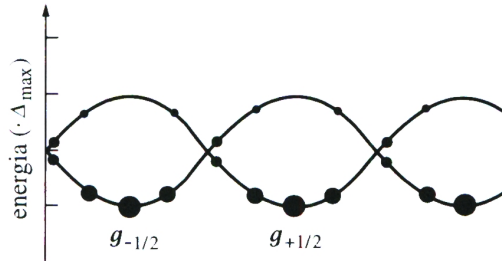
Rozważamy atom, który ma dwa poziomy podstawowe (poziom podstawowy rozszczepiony ze względu na rzut spinu). Poziom wzbudzony rozszczepiony jest na cztery. Podstawowe na dwa. Na rys. 2 mamy zaznaczone poziomy energetyczne atomu i możliwe przejścia elektronu pomiędzy nimi.



Rys. 2 Rozszczepione poziomy energetyczne atomu. Rysunek pochodzi z pracy [4] Poziomy wzbudzone oznaczone jako e. Podstawowe: g.

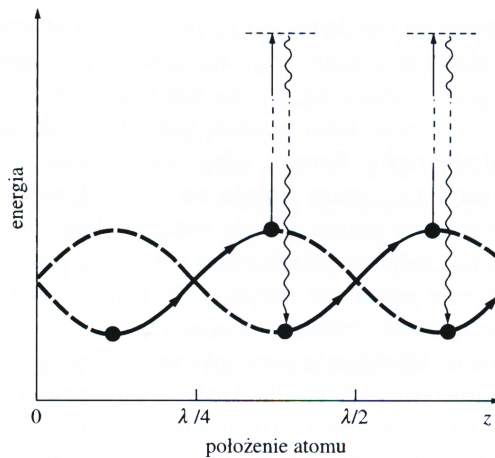
Dozwolone są przejścia które zmieniają liczbę kwantową j o wartość nie większą o jedynki. Ze stanu $e_{-3/2}$ możliwe jest tylko przejście do stanu $g_{-1/2}$.

Podobnie jest ze stanem $e_{+3/2}$. Fala o polaryzacji σ^- wywołuje przejście ze stanu $g_{+1/2}$ do $e_{-1/2}$. Elektron w stanie $g_{-1/2}$ przechodzi w stan $e_{-3/2}$ pod wpływem fali σ^- . Stan $g_{-1/2}$ jest stanem bardziej obleganym jeśli atomy traktowane są falą o polaryzacji σ^- . Sytuacja całkowicie odwrotna ma miejsce jeśli atomy traktowane są falą σ^+ . Zapełnienia poziomów energetycznych zależą silnie od gradientu polaryzacji, który okresowo zmienia się w przestrzeni. Wraz z nim zmienia się przestrzenny rozkład zapełnienia poziomów energetycznych, tak jak pokazano to na rys. 3.



Rys. 3 Przestrzenny rozkład obsadzeń poziomów energetycznych wywołany działaniem pola świetlnego. Rysunek pochodzi z pracy [4]

W miejscach przestrzeni, gdzie występuje polaryzacja liniowa mamy równoobsadzone stany. Ruch atomów w przestrzeni zaburza pewnego rodzaju symetrię i powtarzalnością minimów i maksimów zapełnienia stanów. Pojawiają się dodatkowe siły porównywalne z siłami tarcia. Mówimy także o mechanizmie chłodzenia Syzyfa (rys. 4).



Rys. 4 Schemat chłodzenia Syzyfa. Rysunek pochodzi z pracy [4]

Atom poruszający z lewa na prawo zostaje wzbudzony wskutek działania fali spolaryzowanej koło. Wskutek emisji spontanicznej spada do niższego poziomu energetycznego. W efekcie oddaje więcej energii niż pobrał z pola fali elektromagnetycznej. Energia atomu zostaje zmniejszona.

1.5.2 Konfiguracja $\sigma^+\sigma^-$

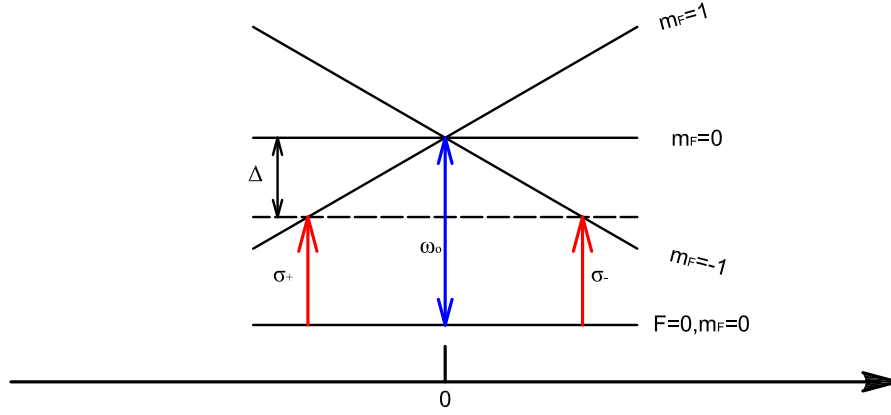
W pułapkach magneto-optycznych (które zostaną opisane w następnym rozdziale) wykorzystuje się dwie przeciwbieżne wiązki o przeciwnie do siebie zorientowanych polaryzacjach kołowych. Złożenie dwóch fal daje fale o polaryzacji liniowej, której wektor zmienia się na osi biegu wiązek (zakreśla elipsę). Wskutek gradientów polaryzacji pojawiają się siły podobne do tych w melasie optycznej. Są to siły proporcjonalne do wektora prędkości. Można wykazać, że współczynnik proporcjonalności β wynosi:

$$\beta \sim -\hbar k^2 \frac{\Delta}{\Gamma}, \quad (1.10)$$

gdzie Γ to szerokość linii przejścia atomowego a Δ to odstrojenie od częstości przejścia. Współczynnik ten jest o wiele większy niż współczynnik chłodzenia w melasie lub w konfiguracji wiązek liniowych, jednak to chłodzenie jest najbardziej efektywne dla atomów o małych prędkościach.

1.6 Pułapka magneto - optyczna

Mamy do dyspozycji atom o jednym poziomie podstawowym i jednym poziomie wzbudzonym rozdzielonym na trzy podpoziomy (rozszczerzenie ze względu na liczbę m_F). Umieszczamy atom w polu o liniowym gradiencie natężenia. W wyniku działania pola następuje skrzyżowanie podpoziomów o liczbach kwantowych $m_F = -1$ i $m_F = 1$ (rys. 5).



Rys. 5 Skrzyżowanie poziomów energetycznych w zewnętrznym polu.

Ogólnie częstość przejścia atomowego pomiędzy poziomami można zapisać jako:

$$\omega_o = \omega_o(B = 0) + m'_f g_f \frac{\mu_B}{\hbar} B, \quad (1.11)$$

gdzie g_f to odpowiedni czynnik Landego. Pole B nie jest stałe (liniowo zależne o jednej ze współrzędnych) stąd różne przestrzenne przesunięcia w poziomach energetycznych. Ogólnie (1.11) można zapisać jako:

$$\omega_o = \omega_o(B = 0) + bz, \quad (1.12)$$

gdzie b to współczynnik proporcjonalności zależny od gradientu pola i współczynnik we wzorze (1.11).

W pułapce magneto-optycznej wykorzystujemy trzy pary wiązek działające w konfiguracji $\sigma^+ \sigma^-$. Tak jak było to opisane w paragrafie 1.5.1 i 1.5.2 wiązka σ^+ zmienia liczbę m_F o $+1$ natomiast σ^- o -1 . Szukając wartości sił działających na atom postępujemy identycznie jak w paragrafie 1.4. We wzorze 1.7 oprócz efektu Dopplera dołączamy człon uwzględniający gradient pola magnetycznego.

$$F_{\pm, \sigma_{\pm}} = \frac{F_o}{M + (\Delta \pm kV \pm |b|z)^2}. \quad (1.13)$$

Rozwijając powyższe w szereg Taylora dookoła punktu zerowego znajdujemy wzór na siłę wypadkową powstała pod wpływem działania dwóch wiązek:

$$F_{wyp} = -\kappa z - \beta V, \quad (1.14)$$

gdzie κ i β to współczynniki proporcjonalności wynoszące odpowiednio:

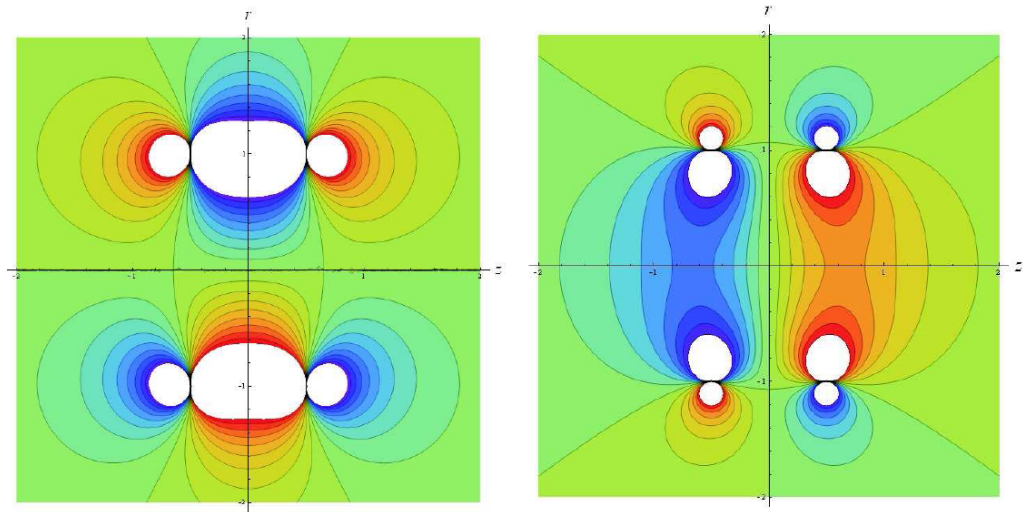
$$\kappa = -8\hbar k |b| \frac{I}{I_s} \frac{\frac{\Delta}{\Gamma}}{(1 + I_{cal}/I_s + (\frac{2\Delta}{\Gamma})^2)^2}, \quad \beta = -8\hbar k^2 \frac{I}{I_s} \frac{\frac{\Delta}{\Gamma}}{(1 + I_{cal}/I_s + (\frac{2\Delta}{\Gamma})^2)^2}$$

Wyliczanie wartości sił dla pułapek trójwymiarowych (trzy przeciwbieżne pary wiązek) jest analogiczne jak dla pułapek jednowymiarowych. Wstawiamy tylko inne wartości I_{cal} (dla jednowymiarowej: $I_{cal} = 2I$, dla trójwymiarowej: $I_{cal} = 6I$ ⁶)

Zmienne przestrzennie pole magnetyczne o interesującym nas (liniowym dookoła punktu zerowego) gradiencie możemy wytwarzać za pomocą pary cewek typu Helmholtza (pracujących w układzie anty - Helmholtza). W najprostszej postaci cewki to symetryczny cylindryczny zwój przewodnika. Przykład wyliczenia indukcji pola cewek (dla konfiguracji "nie anty") można znaleźć w [2]. Zastosowanie takiej konfiguracji cewek umożliwia (poprzez zmianę natężenia pola) ustawienia punktu zerowego pola. Możemy zatem (dość precyzyjnie) ustawić punkt w przestrzeni gdzie będą pułapkowały się neutralne atomy. Nie trzeba stosować zatem dodatkowych cewek trakcyjnych do umiejscowienia atomów w konkretnym miejscu w przestrzeni.

Poniżej na wykresie widać rozkład natężenia pola magnetycznego dla dwóch identycznych anty - cewek.

⁶rozpatrujemy przypadek gdy natężenie wszystkich wiązek są identyczne lub przynajmniej zbliżone



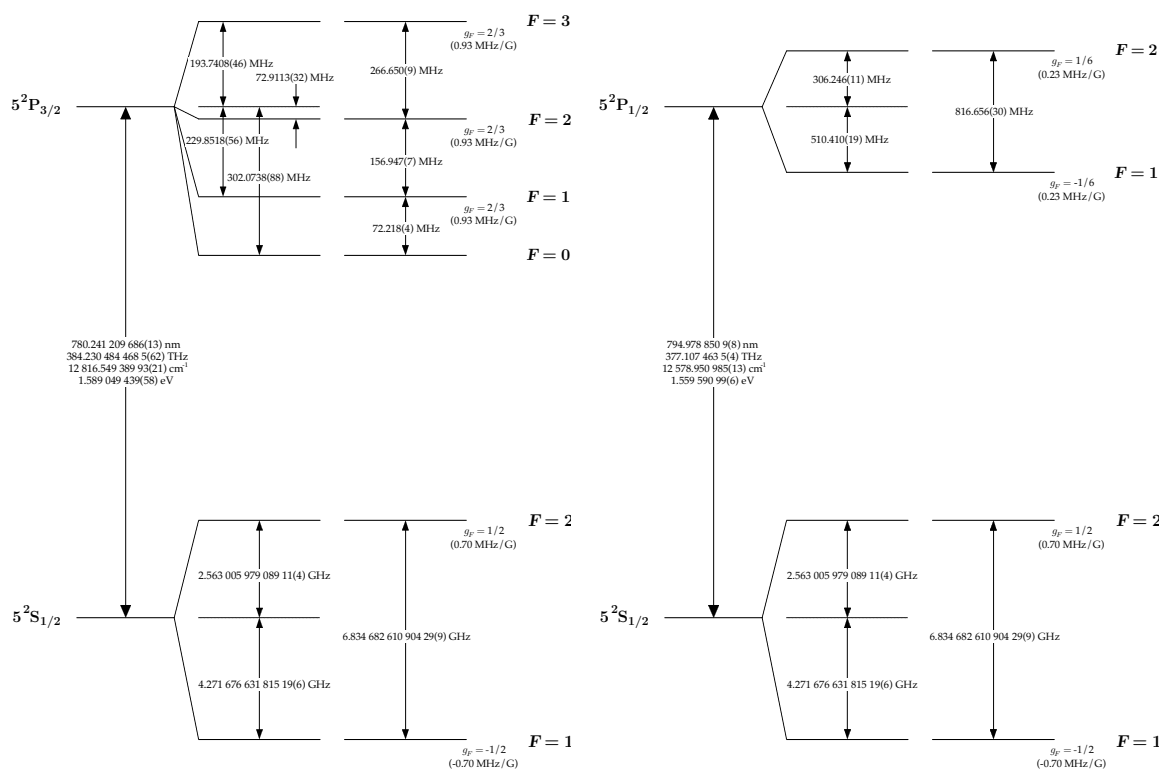
Rys. 6 Składowa radialna i równoległa do osi z pola magnetycznego wytworzonego przez parę cewek pracujących w układzie anty Helmholtza.

Rysunek zaczerpnięty z pracy [9]

1.7 Atomy Rubidu w pułapce magneto - optycznej

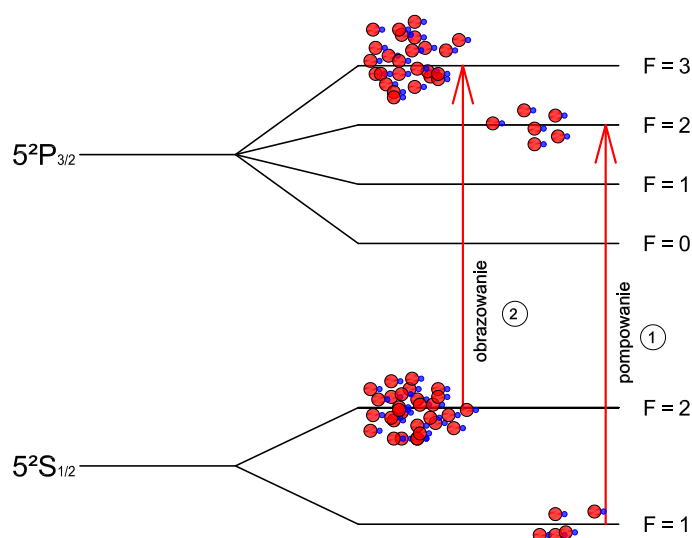
1.7.1 Równowaga stanów kwantowych w pułapce atomowej

W rzeczywistych pułapkach magneto-optycznych częste zastosowanie znajdują atomy rubidu. Są to atomy alkaliczne (jeden elektron na powłoce walencyjnej). Podczas wzbudzenia w procesie absorpcji i emisji uczestniczy tylko jeden elektron. Ponadto częstość przejścia atomowego pomiędzy poziomem podstawowym i wzbudzonym odpowiada fali elektro - magnetycznej o długości fali ≈ 780 nm. Spójne światło monochromatyczne o takiej długości fali możemy otrzymać w prosty sposób za pośrednictwem półprzewodnikowych diod laserowych. Na rysunku poniżej mamy rozrysowane poziomy energetyczne z uwzględnieniem struktury subtelnej.



Rys. 7 Poziomy energetyczne atomów Rubidu: izotopy i ^{87}Rb . Linie D2 i D1. Ilustracje pochodzą z pozycji [10].

Na rycinie poniżej mamy zaznaczone schematy przejść, z których korzystam podczas pułapkowania.



Rys. 8 Schemat przejść atomowych w pułapce magnetoptycznej.

Podczas pułapkowania korzystamy z dwóch wiązek: jedna (①) dostrojona do przejścia $F = 1 \Rightarrow F = 2$, druga (②) do przejścia $F = 2 \Rightarrow F = 3$. Poziomy podstawowy rozszczepiony jest na dwa. Atomy na poziomie podstawowym $F = 1$ mogą być wzbudzone do poziomu $F = 2$ lub $F = 1$ i $F=0$ (mniej prawdopodobne) wiązką ①. Stamtąd mogą spadać do poziomu podstawowego $F = 1$ lub $F = 2$. Jeśli spadną do poziomu $F = 2$ mogą zostać pobudzone wiązką ② do poziomu $F = 3$ lub $F = 2$ (mniej prawdopodobne). Atomy znajdujące się w stanie wzbudzonym $F = 3$ mogą spadać tylko do poziomu podstawowego $F = 2$ (reguły przejść optycznych) skąd dalej mogą zostać wzbudzone do poziomu $F = 3$ wiązką ②. Tworzy się zamknięte przejście pomiędzy poziomami podstawowym $F = 2$ a wzbudzonym $F = 3$.

Obecność wiązki pompującej ① powoduje pojawienie się atomów w podpoziomie $F = 2$ i ich zakleszczenie przejściu zamkniętym.

Większość populacji atomów przebywa na poziomie podstawowym $F = 2$ i wzbudzonym $F = 3$.

1.7.2 Oddziaływanie atomów z falą zanikającą [8]

Ciekawym zagadnieniem dotyczącym interakcji światła z atomami i jego wpływ na stany kwantowe jest oddziaływanie atomów z falą zanikającą. Fala zanikająca może powstawać podczas przejścia światła z ośrodka optycznie gęstszego do rzadszego. Jeśli kąt padania jest większy od tzw. kąta granicznego dochodzi do zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia. Można pokazać, że w rzeczywistości, w ośrodku optycznie rzadszym powstaje fala, której natężenie zanika eksponencjalnie wzdłuż prostej normalnej. Charakterystyczną wielkością w tego typu układach jest tak zwana głębokość wnikania (odległość gdzie średnie natężenie zmienia się e razy i gdzie są największe różnice w gradientach natężenia).

We wzorze 1.2 pokazano że formuła opisująca oddziaływanie atomowego momentu z falą EM jest separowane na dwa człony (siła spontaniczna i dipolowa). Siła dipolowa (czyli taka, która występuje w strefie wnikania fali zanikającej) jest proporcjonalna do gradientu potencjału dipolowego ($F_{dip} = -\nabla U$). Jeśli rozpatrzmy dwupoziomowy atom o częstości przejścia ω_o to potencjał siły dipolowej daje się zapisać w formie [8]:

$$U^{dip}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_o^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_o - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_o + \omega} \right) I(\vec{r}), \quad (1.15)$$

gdzie oczywiście Γ to szerokość naturalna przejścia, a ω to częstość fali zanikającej. Jeśli częstość fali zanikającej jest większa niż częstość przejścia atomowego, wtedy siła dipolowa jest siłą odpychającą. Następuje odbicie populacji atomów o powierzchni lustra.

Pułapki atomowe są źródłem atomów, które gromadzi się w pobliżu lustra dipolowego a następnie poddaje oddziaływaniu fali zanikającej. Oddziaływanie atomów z falą jest rozległą dziedziną optyki atomowej. Można dopatrzeć się różnych wpływów fali zanikającej na atomy i stany kwantowe (nieelastyczne odbicie, rozpraszanie fotonów) oraz porównywać efekty doświadczalne z istniejącą teorią.

1.7.3 Wpływ promieniowania mikrofalowego na atomy Rubidu [1]

Liczebność populacji atomów można dodatkowo modyfikować za pomocą fal elektromagnetycznych o częstościach promieniowania mikrofalowego indukując przejścia pomiędzy podpoziomami podstawowymi. Ponieważ różnicę poziomów energetycznych pomiędzy nimi nie są duże (rzędu kilku gigaherców) możemy dokonać bardzo dokładnej spektroskopii przejść atomowych i zaobserwować dodatkowe efekty przewidywane przez mechanikę kwantową.

Rozpatrując sam akt absorpcji promieniowania EM na gruncie QM, traktując foton będący w interakcji z cząstką o dwupoziomowej strukturze energetycznej obserwujemy maksimum prawdopodobieństwa wzbudzenia (emisji wymuszonej) przy zerowej różnicy częstości fali (ω) i różnicy poziomów energetycznych (ω_o) tj. $\omega_o - \omega = 0$. Obserwujemy też lokalne maksima poboczne w odległościach (od głównego maksimum prawdopodobieństwa) równych całkowitej wielokrotności długości fali ω_o : $((\omega_o - \omega)t = 2k\pi)$. Maksima te są oczywiście znacznie mniejsze od maksimum głównego. Ogólnie mówimy że prawdopodobieństwo zaabsorbowania porcji energii przez dwupoziomowy układ w funkcji czasu i odstrojenia od maksimum głównego dane jest wzorem ([6] lub [11]):

$$P_{1/2} = A \cdot \left(\frac{\sin(\omega_o - \omega)t/2}{(\omega_o - \omega)t/2} \right)^2$$

Maksimów pobocznych nie obserwujemy przy przejściach wysokoenergetycznych (780nm) za to przy zastosowania skrajnie dokładnej spektroskopii możemy je obserwować dla przejść o długościach mikrofalowych.

Jednym ze sposobów obserwowania efektów kwantowych związanych z przejściami jest metoda podobna do tej zaproponowanej przez Ramseya. Potraktowanie populacji atomów wiązką mikrofal wywołuje precesję spinów populacji w polu. Rzut spinu na wyróżnioną oś jest oczywiście skwantowany, jednakże z racji że nie wszystkie atomy zmieniają orientację spinu w tym samym czasie wypadkowy moment może przyjmować dowolne ustawienie, które

będzie zmieniało się okresowo z częstością, która zależy (m.in) od odstrojenia częstości zewnętrznego pola od rezonansu głównego. Dobierając odpowiednio czas trwania impulsu możemy przeprowadzić wszystkie atomy z poziomu górnego podstawowego na dolny. Po upływie tego czasu zaczyna się proces absorpcji energii i ponowne powroty atomów na wyższe poziomy energetyczne. Czas procesu przejścia wszystkich atomów z poziomu wyższego na niższy zależy od częstości pola (tak jak częstość precesji). Mając wiązkę promieniowania dostrojonej do częstości przejścia pomiędzy poziomem podstawowym $F=2$ a wzbudzonym $F=3$ (patrz rys 8.) możemy sprawdzić ile atomów pod wpływem działania promieniowania mikrofalowego z poziomu podstawowego $F=2$ przeszło niżej do poziomu podstawowego $F=1$.

Możemy poddawać atomy działaniu impulsów mikrofalowych o stałych długościach i różnych częstościach. Badając ilości populacji atomów w danym stanie w funkcji odstrojenia od rezonansu głównego zaobserwujemy jej interferencyjny przebieg. Potwierdzi to przypuszczenia że prawdopodobieństwo przejścia pomiędzy stanami w funkcji (niezależnej od czasu) odstrojenia dobrze określa formuła [11]:

$$P(\omega) = C \cos(\omega_0 - \omega)T$$

Czas T jest tu ustalony i związany z technicznymi kwestiami eksperymentu (czas przelotu atomów, długość trwania impulsów). Przebieg natężeń prawdopodobieństwa w funkcji odstrojenia nazywany jest czasem prążkami Ramseya (analogia do doświadczeń z interferencjami fal EM).

Rozdział 2

Praktyczna realizacja doświadczeń z mikrofalami

Jak wspomniano na wstępie bezpośrednim celem pracy była budowa układu do wytwarzania promieniowania mikrofalowego oraz zbadanie jego wpływu na neutralne atomy. W tym rozdziale opiszemy szczegóły budowy i zasady działania układu.

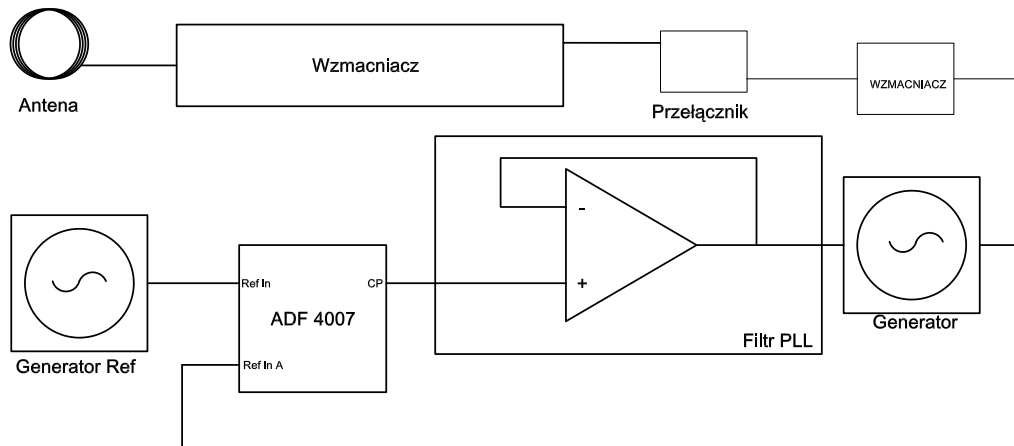
2.1 Podstawowe elementy układu

Schemat blokowy układu przedstawia rys. 9. Do wytwarzania promieniowania niezbędny jest generator o stabilizowanej częstotliwości dostosowanej do różnicy podpoziomów podstawowych w atomie rubidu (6835 MHz). Generator został wystabilizowany w układzie zamkniętej pętli fazowej (PLL). Sygnał został wzmocniony za pomocą wzmacniacza liniowego. Promieniowanie do układu zostało doprowadzone za pomocą specjalnej anteny.

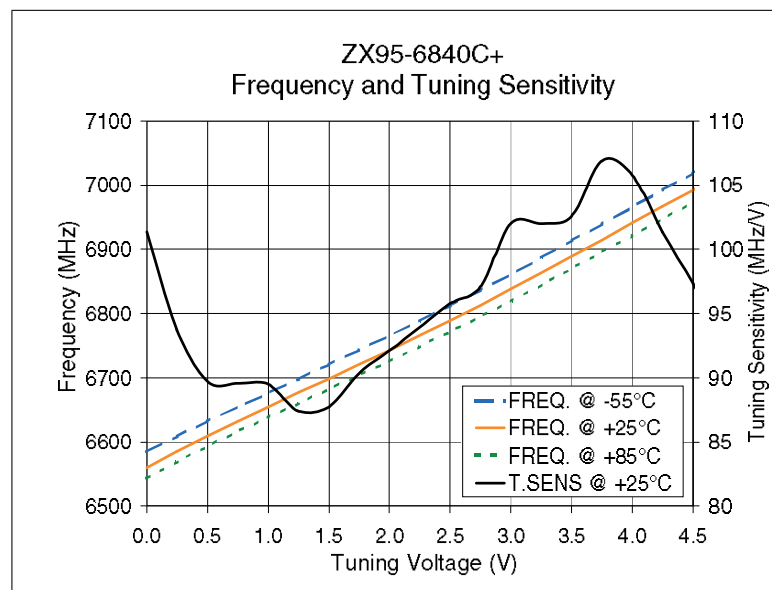
2.1.1 Generator

Zastosowano gotowy generator firmy Mini-Circuits model ZX95-6840C+. Jest to generator przestrajany napięciem (czyli taki jaki stosuje się w układach PLL). Możemy zmieniać częstotliwość generatora wąskim (ale wystarczającym dla nas zakresem) od 6740 do 6840 MHz. Napięcie sterujące zmieniamy

od 0 do +5V. Przebieg zmian częstotliwości generatora w zależności od podanego napięcia sterującego prezentuje wykres na rys. 10



Rys. 9 Schemat blokowy układu



Rys.10 Zmiana częstotliwości generatora w zależności od napięcie sterującego Wykres pochodzi z dokumentacji dołączonej przez producenta.

2.1.2 Wzmacniacz

Do wzmacnia sygnału z generatora użyty został wzmacniacz liniowy firmy Teledyne-Celeritek. Jego dokładne parametry nie są znane (brak dokumen-

tacji). Wiadomo, że pracuje w paśmie częstotliwości od 4.9 GHz do 18 GHz. Jego moc szacowana jest na około 200mW. Wzmacniacz jest zasilany napięciem 12 V. Sygnał jest doprowadzany i odprowadzany za pomocą złącz SMA.

2.1.3 Układ pętli fazowej

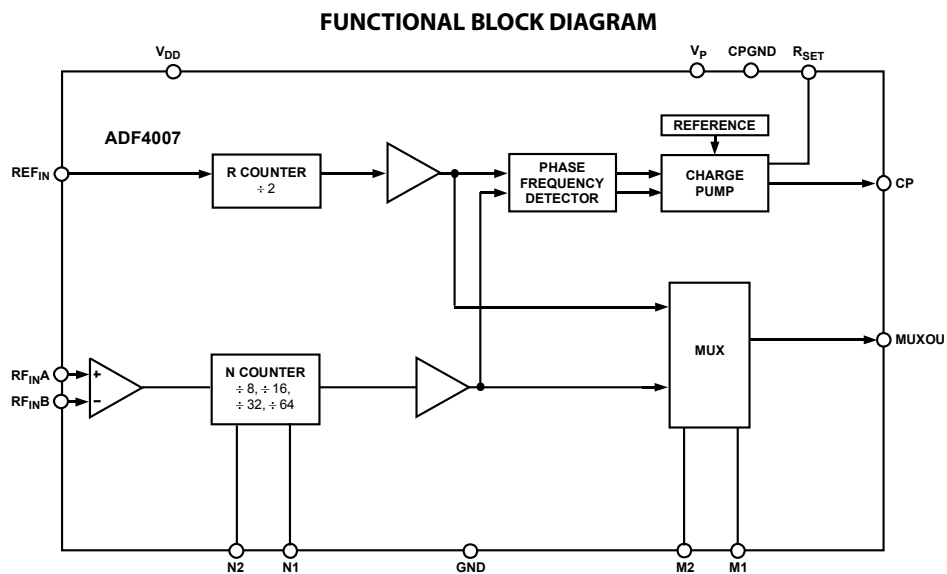
Dla uzyskania odpowiednich efektów doświadczalnych niezbędna jest stabilizacja częstości. Użyto do tego gotowego układu pętli fazowej, produkowanego przez firmę Analog Devices. Jest to układ scalone ADF 4007. Jego główne składowe przedstawia diagram na rys 11.

Do układu dostarczamy dwa sygnały (referencyjny: wejście Ref_{in}) oraz sygnał z generatora (wejście: Ref_{inA}). Obydwa sygnały przechodzą przez dwa niezależne preksalery [R COUNTER i N COUNTER] (dzielniki częstotliwości). Procedura dzielenia jest w zasadzie niezbędna, chociażby ze względu na ilościową kontrolę działania układu (nie dysponujemy licznikami, analizatorami widma, oscyloskopami pracującymi w zakresach 6 - 7 GHz). Sygnał z generatora dzielony jest przez czynnik 64. Sygnał referencyjny przez 2. Stopień podziału sygnału z generatora [N COUNTER] ustalamy za pomocą złączy N_1 i N_2 . Kiedy do złącza przyłożone jest napięcie zasilania ma on wartość logiczną 1. W przypadku uziemienia z masą: wartość zero. Cztery ustawienia logiczne zapewniają regulację stopnia podziału w zakresie 8, 16, 32, 64 razy. Obydwa sygnały podawane są na układ detekcji fazy [PHASE FREQUENCY DETECTOR]. W najprostszych układach PLL jest to bramka wyłącznej alternatywy (X-OR), zwracając wartość jeden wtedy gdy sygnał jest tylko na jednym wejściu. Układ będzie dążył do równowagi: sytuacji, w której wszystkie minima i maksima jednego sygnału pokryją się minimami i maksimami drugiego. W przeciwnym razie układ wykryje przesunięcie fazowe i zacznie zmieniać częstotliwość generatora. Detektor fazy połączony jest bezpośrednio z pompą ładunkową (CHARGE PUMP).

Stabilizacja polega na istnieniu sprzężenia zwrotnego pomiędzy genera-

torami a detektorem fazy. Niech częstota generatora referencyjnego będie stabilna w czasie. Obydwa sygnały trafiają do detektora, który zaczyna porównywać impulsy logiczne obydwu wejść. Brak całkowitej zgodności wejść powoduje pojawienie się wyjściowego napięcia. Napięcie zmienia ładunek na pompie ładunkowej (w najprostszej wersji: ładowany i rozładowywany kondensator). Zmiana napięcia na wyjściu pompy zmienia napięcie sterujące stabilizowanego generatora. Układ dobiera napięcie na wyjściu pompy tak, aby częstota sygnałów na wejściu do detektora fazy były takie same a ich przesunięcia fazowe równe zero. Ponieważ zanim sygnały zostaną poddane analizie przechodzą przez praskalery częstota, to po ustabilizowaniu układu zależnosc pomiędzy częstotą generatora referencyjnego a stabilizowanego opisuje relacja:

$$f_{stab} = \frac{2 \cdot f_{ref}}{64} .$$

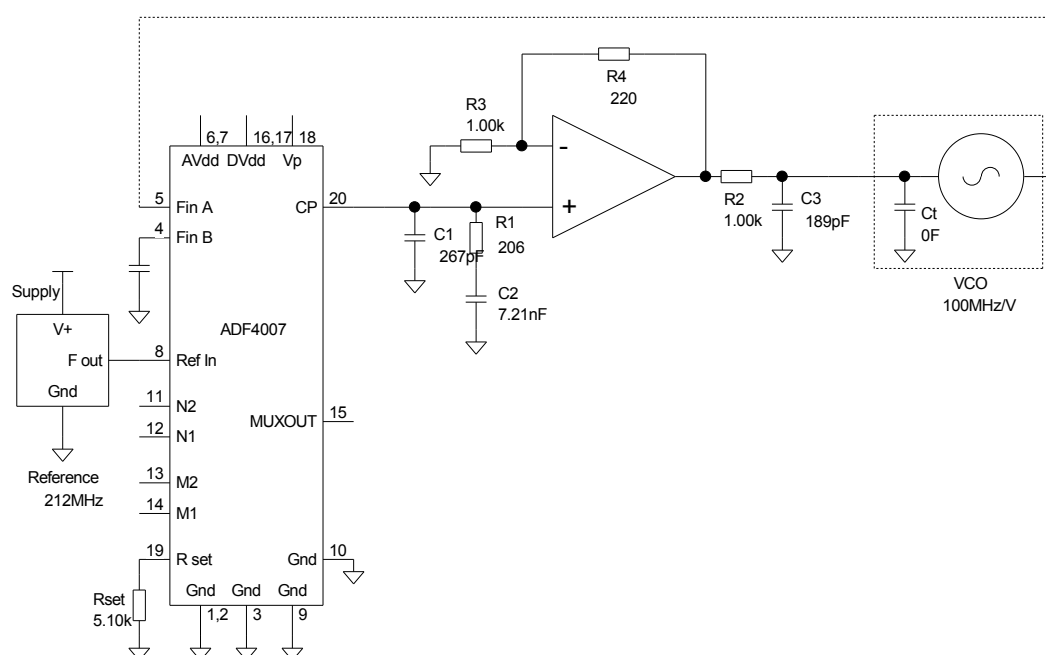


Rys. 11 Diagram układu ADF 4007. Schemat pochodzi z dokumentacji dołączonej przez producenta.

W układzie do dyspozycji mamy też wyjście MUXOUT i multiplexer [MUX]. Na wyjściu MUXOUT możemy kontrolować sygnał z jednego bądź

drugiego dzielnika częstotliwości. Przełączanie wejść multiplikera odbywa się za pomocą złączy M1 i M2 na identycznych zasadach jak regulacja dzielnika częstotliwości.

Do zapewnienia właściwej pracy układu niezbędny jest filtr PLL. Producent układu proponuje kilka gotowych rozwiązań do zastosowań praktycznych.



Rys. 12 Filtr PLL i schemat połączeń

Wybrany filtr (rys 12.) składa się ze wzmacniacza operacyjnego pracującego w układzie nieodwracającym o małym wzmacnieniu (≈ 1). Zaraz z fabrycznego wyjścia pompy znajdują się filtry dolnoprzepustowy (kondensatory i rezystory). Potem sygnał z pompy przechodzi przez wzmacniacz. Sam wzmacniacz ogranicza pobór prądu z pompy, zapewniając tym samym stałość ładunku i stabilność układu. Parametry filtra PLL (wartości kondensatorów i rezystorów) zostały wyliczone przez program dostarczony przez producenta (ADIsimPLL Ver 3.30). Program dobiera parametry poszczególnych elementów na podstawie wprowadzonych danych m.in : zakres pasma, w której ma

się dokonywać stabilizacja, częstotliwość generatora referencyjnego oraz szybkość przestrajania generatora stabilizowanego.

Do pracy potrzebna jest częstotliwość 6835 MHz. Po podzieleniu tej częstotliwości przez dzielnik 64 powinniśmy widzieć na wyjściu multipleksera częstotliwość $\approx 106.8\text{MHz}$. Generator referencyjny musi pracować na częstotliwości dwa razy wyższej ($\approx 213.6\text{MHz}$) Poniżej w tabeli podano typowe parametry pracy układu ADF 4002:

Tab. 1 Najważniejsze parametry układu ADF 4002

Parametr	Wartości
Wejście stabilizacyjne (RF_{inA}):	
zakres częstotliwości pracy	1/7 GHz
poziom sygnału	+5 / -10 dBm
Wejście referencyjne (RF_{in}):	
zakres częstotliwości pracy	0.5/7.5 GHz
poziom sygnału	+5 / -5 dBm
Pętla fazowa :	
maksymalna częstotliwości pracy	120 MHz
Pompa ładunkowa :	
maksymalny prąd pracy	5 mA
Układ :	
napięcie zasilania	2.7/3.3 V

Układ ADF oraz elementy pętli fazowej montowane są na laminacie w technologii SMD. Gotową płytkę montażową (zaprojektowaną specjalnie dla układu pętli fazowej na bazie tego układu). produkuje firma AVT.

2.1.4 Generator referencyjny

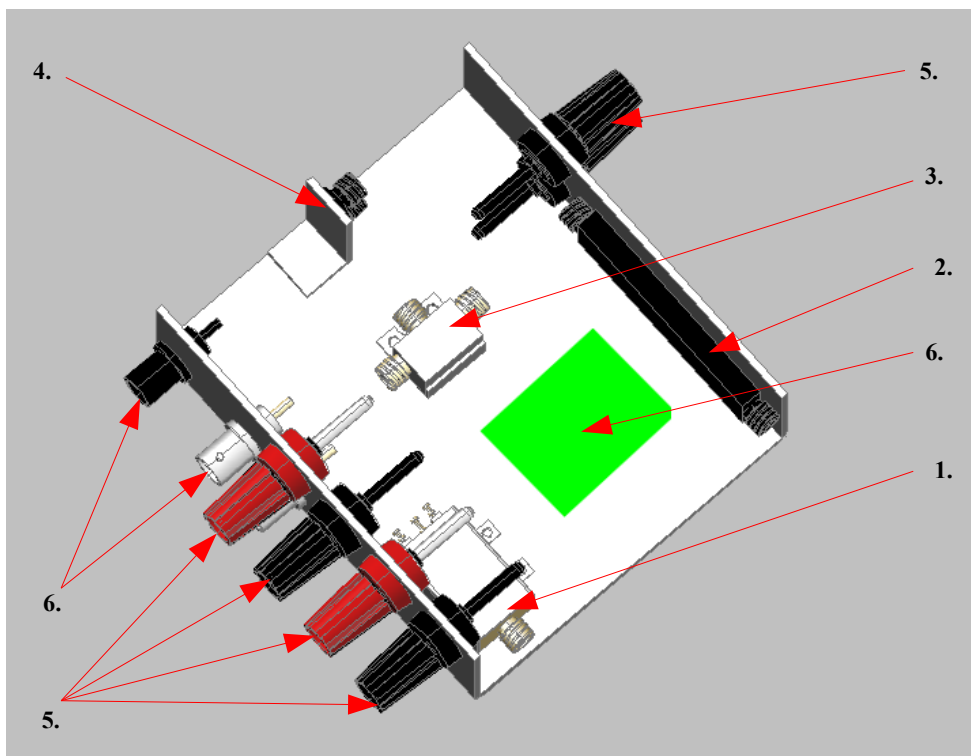
Użyto gotowego, stabilizowanego generatora firmy HP (HP 8647A). Generator ten potrafi generować przebiegi sinusoidalne w zakresie od 250 kHz do 1 GHz. W pełni wystarcza do wytworzenia sygnału referencyjnego o żądanej częstotliwości.

2.1.5 Przełącznik

Do włączania i wyłączenia pola mikrofalowego niezbędny jest przełącznik. Wybrano sprzęt firmy Mini-Circuits model ZFSWA2-63DR+. Zakres jego pracy nie obejmuje naszego zakresu pracy (górną częstotliwość to 6GHz) jednakże nie stwierdzono drastycznych zmian w układzie po jego zastosowaniu. Przełącznik załącza pole po podaniu impulsu logicznego (TTL): napięcie stałe +

W pierwotnej wersji do załączania mikrofal miał służyć mieszacz zrównoważony. Jego zakres pracy sięga 7 GHz. Istniały jedynie obawy, czy poziom tłumienia sygnału, przy wyłączonym wejściu TTL będzie wystarczający.

Niestety podczas montażu mikser został zniszczony z powodu zbyt wysokiego przepływu prądu przez wejście wyzwajające. Mikser został zastąpiony przez przełącznik i spełnia zadania układu odcinającego.



Rys. 13 Elementy generatora stabilizowanego w obudowie aluminiowej: 1.

generator; 2. wzmacniacz liniowy; 3. przełącznik; 4. trójnik; 5. bloki zasilania; 6. wejścia/wyjścia sygnałowe; 6. układ ADF 4007 wraz z pętlą PLL na płytce montażowej.

2.1.6 Antena

Sygnal ze stabilizowanego generatora podawany jest przez wzmacniacze na antenę mikrofalową. Zakupiono antenę rożkową o minimalnym paśmie częstotliwości 6.5 GHz. Antena ta generuje spolaryzowaną falę biegnącą w ściśle określonym kierunku. Posiada gniazdo wejściowe typu N.

2.1.7 Całość układu

Elementy elektroniki zostały umieszczone w obudowie aluminiowej wyciętej z profilu. Do profilu przytwierdzono niezbędne gniazda połączeniowe w tym bloki zasilające. Projekt rozmieszczenia elementów układu prezentuje rys. 13.

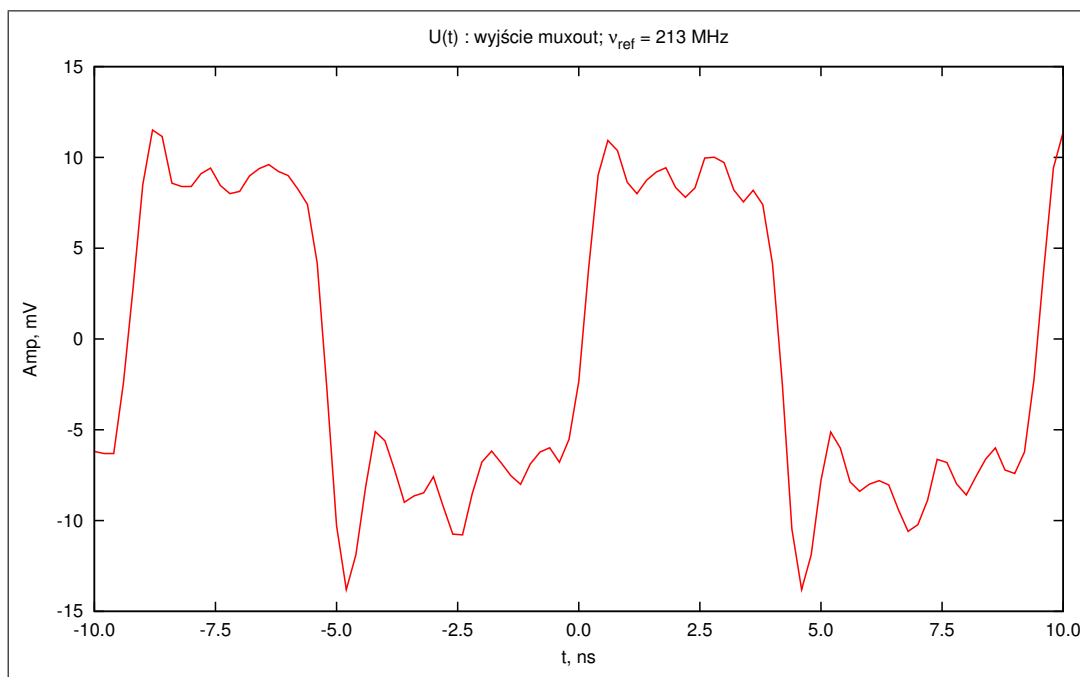
2.2 Wyniki pracy laboratoryjnej

2.2.1 Uruchomienie i badanie sygnału na wyjściu testowym MUXOUT

Po złożeniu całości układu i usunięciu wszelkich usterek technicznych, dokonano pierwszych ilościowych badań parametrów generatora częstotliwości mikrofalowych. Na wyjściu MUXOUT obserwowano sygnał z dzielnika częstotliwości, przez który przechodził sygnał bezpośrednio z generatora. Typowy obraz takiego sygnału widoczny jest na wykresie (rys. 14). Jest to sygnał przypominający sygnał prostokątny. Teoretycznie powinniśmy mieć idealny sygnał prostokątny o częstotliwości równej wielokrotności sygnału generatora stabilizowanego (dzielnik częstotliwości jest układem logicznym zwracającym dwie wartości napięcia). Niedoskonałości w sygnale wynikają z niedoskonałości samego układu (w szczególności ograniczonego pasma wyjścia MUXOUT). Dostajemy tu mnóstwo zakłóceń związanych z odbiciami sygnału i dyspersją

energii. Sam układ posiada widoczne oscylacje własne (widoczne przy braku sygnału wejściowego) o częstotliwości około 100 MHz.

Jakość sygnału poprawia się jeśli sygnał z generatora ma dużą amplitudę. Nie znamy dokładnej amplitudy generatora stabilizowanego. Amplituda sygnału z samego generatora jest mała (tym bardziej, że podczas procesu stabilizacji potrzebne jest rozdzielenia sygnału na dwie części: jedna idzie do układu, druga wprost na wzmacniacz liniowy i do układu nadawczego). Wynosi ona około -5dBm. Zmiany w sygnale, które następują podczas załączania i wyłączenia generatora są dowodem na działanie samego generatora jaki układu preskalującego (dzielnika napięcia).

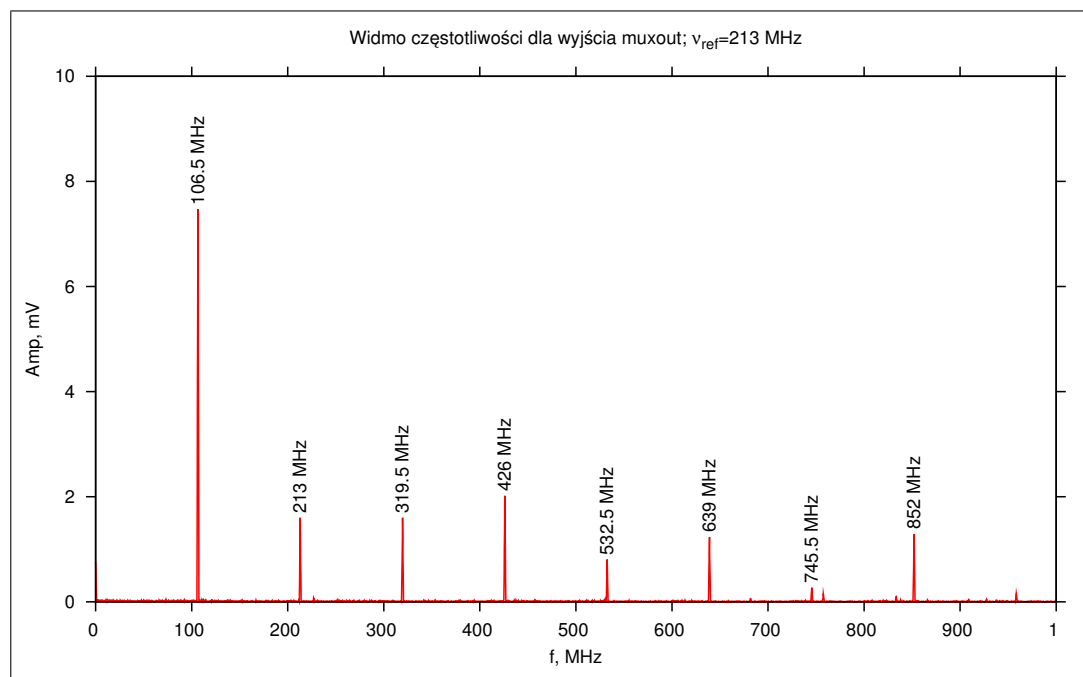


Rys. 14 Obraz z oscyloskopu dla wyjścia muxout.

2.2.2 Pierwsze próby stabilizacji sygnału

Po opanowaniu problemów z zasilaniem i połączeniami radiowymi dokonano pierwszych prób stabilizacji sygnału. Z generatora referencyjnego podawano sygnał o częstotliwościach zbliżonych do tych, które normalnie musi mieć gene-

rator referencyjny, aby generator stabilizowany pracował na częstotliwościach odpowiadających częstotnością przejść atomowych ($\nu_{ref} \approx 213 \text{ MHz}$). Pierwsze próby uzyskania właściwego efektu działania pętli fazowej nie były łatwe. Ostatecznie udało się wystabilizować generator mikrofalowy na żądanej częstotliwości. Na wykresie (rys. 15) widzimy szerokopasmową analizę spektralną (a dokładnie rzecz biorąc : szybką transformatę Fouriera sygnału) sygnału z wyjścia muxout. Pomiaru dokonano oscyloskopem cyfrowym firmy Tektronix (TDS3000). Przy pracy generatora referencyjnego na częstotliwości 213 MHz widzimy w widmie silny pik odpowiadający dokładnie połowie częstotliwości generatora referencyjnego. Pamiętamy, że sygnał referencyjny przechodzi przez dzielnik 1/2. Stąd stabilizowana częstotliwość jest dwa razy mniejsza. Kolejne piki w widmie sygnału to dokładnie całkowite wielokrotności częstotliwości podstawowej. Mogą one pojawiać się w naturalny sposób (składowe transformaty Fouriera dla sygnału prostokątnego).

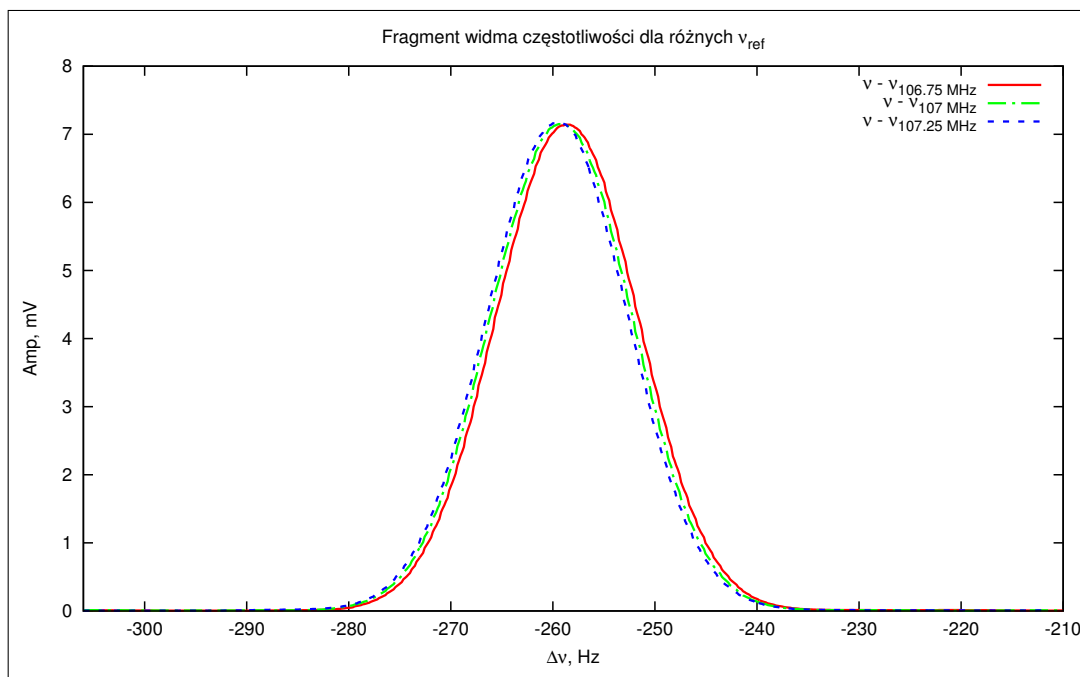


Rys. 15 Szerokopasmowa analiza z wyjścia muxout przy zadanej częstotliwości referencyjnej 213MHz

Do uzyskania żądanego efektu niezbędna była modyfikacja. Wymieniono jeden opornik w filtrze pętli fazowej - opornik w sprzężeniu zwrotnym wzmacniacza (220Ω). Wymieniono go na rezystor o rezystancji 20Ω . Wartość dobrano eksperymentalnie. Zmiana ta zmieniła szybkość działania pętli fazowej oraz zapewniła układowi stabilność działania. Główną motywacją było zaobserwowane zawężenie głównego pikę podczas zwarcia sprzężenia zwrotnego.

2.2.3 Ostateczne efekty stabilizacji sygnału

Po ostatecznym zakończeniu montażu i podłączeniu układu dokonano wąskopasmowej analizy spektralnej widma muxout. Pomiaru dokonano analizatorem widma firmy Rigol (DSA 1030A). Efekty widoczne na wykresie (rys. 16).



Rys. 16 Wąskopasmowa analiza z wyjścia muxout przy różnych częstotliwościach referencyjnych.

Dla kilku różnych częstotliwości badano dokładny rozkład natężeń sygnału w pobliżu pikę częstotliwości wiodącej. Dla łatwiejszej interpretacji na powyższym wy-

kresie wykreślono widma trzech sygnałów w funkcji odstrojenia od częstości oczekiwanej. Zgodnie z danymi, widać że wszystkie sygnały mają częstość o 260 Hz mniejszą niż oczekiwane. Różnica ta może wynikać z niedokładnego pomiaru częstości przez analizator widma lub błędnego działania częstościomierze generatora referencyjnego. Na etapie testów nie da się dokładnie stwierdzić jaki wpływ na eksperyment będzie miała różnica w częstościach pracy generatora.

2.2.4 Doświadczalne sprawdzenie wpływu promieniowania mikrofalowego na atomy rubidu

Podjęto próbę sprawdzenia przewidywać teoretycznych związanych z oddziaływaniem promieniowania mikrofalowego na atomy rubidu. Na początek sprawdzono czy nasze promieniowanie mikrofalowe powoduje jakiegokolwiek efekty w układzie. W dostępnym układzie pułapki magneto - optycznej dołączono układ nadawczy do promieniowania mikrofalowego oraz stabilizowany generator. Spuławkowano atomy rubidu (co było widoczne na obrazie z kamery do obrazowania fluorescencyjnego). Wiadomo, że rozkład populacji atomowych wygląda tak jak na rys. 8. Chciano zaobserwować czy pole mikrofalowe spowoduje jakiegokolwiek zmiany w stanach kwantowych (zmiana obrazu chmury atomowej). Niestety zmian nie zaobserwowano żadnych.

Powodem braku widocznego wpływu pola na atomy była zbyt mała moc sygnału z generatora mikrofalowego. Dopiero po przeprowadzeniu testów obrazowania była możliwość wypożyczenia analizatora widma o paśmie pracy obejmującej częstości generatora. Jak potem sprawdzono (za pomocą analizatora widma pracującego w paśmie bardzo wysokich częstotliwości) moc sygnału z generatora mikrofalowego wynosiła kilka nanaowatów. Taka moc z pewnością nie wystarcza do prawidłowego działania układu nadawczego i wyemitowania pola mogącego wywrzeć wpływ na atomy znajdujące się w pułapce atomowej. Kolejne modyfikacje i testy umożliwiły otrzymanie mocy +10dBm.

Z powodu braku możliwości czasowych zawieszono dalsze prace nad układem generatora mające na celu poprawienie jego parametrów pracy i uzyskanie większej mocy na wyjściu.

2.2.5 Podsumowanie

Pełna diagnostyka układu elektronicznego (oszacowanie mocy i widma sygnału) była możliwa tylko po zastosowaniu analizatora widma o paśmie pracy sięgającym do 8 GHz (Tektronix RSA3308B). Kolejne etapy pracy nad układem będą miały na celu uzyskanie mocy wyjściowej +20 dBm, która umożliwi uzyskanie promieniowania o wystarczającym natężeniu.

Układ pozwoli w przyszłości na badania destruktywnego wpływu odbicia w lustrze dipolowym na koherencję pomiędzy podpoziomami atomów rubidu.

Bibliografia

- [1] STECK Daniel A. *Rubidium 87 D Line Data*. revision 1.6, 14 October 2003).
- [2] MAGIERA Andrzej. *I Pracownia Fizyczna*. Oficyna wydawnicza, Kraków, 2007.
- [3] COHEN-TANNOUDJI. Claude; DUPONT-ROC. Jacques; GRYNBERG. Gilbert. *Atom-Photon Interactions (Basic Processes and Applications)*. WILEY-VCH Verlag GmbH Co. KGaA, Weinheim, 2004.
- [4] HERMANN Haken; WOLF Hans. *Wprowadzenie do współczesnej spektroskopii atomowej*. PWN, Warszawa, 2002.
- [5] KIERSNOWSKI Krzysztof. *Badanie własności zimnych atomów przy powierzchni oraz ich modów orbitalnych w pułapce magnetoptycznej*. Zakład Optyki Atomowej UJ, Kraków, 2006.
- [6] BRZEZOWSKI Sławomir. *Wstęp do mechaniki kwantowej*. Instytut Fizyki UJ, Kraków.
- [7] STENHOLM. Stig. *The semiclassical theory of laser cooling*. Reviews of Modern Physics, Vol. 58, No. 3, 1996.
- [8] KAWALEC Tomasz. *Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka*. Instytut Fizyki UJ, Kraków, 2005.

- [9] URBAŃCZYK Tomasz. *Odziaływanie zimnych atomów z powierzchnią dielektryczną w dipolowym lustrze optycznym*. Zakład Optyki Atomowej UJ, Kraków, 2009.
- [10] MÜLLER Stella Torres. *Free expanding cloud of cold atoms as an atomic standard: Ramsey fringes contrast*. Vol. 25, No. 6/June 2008/J. Opt. Soc. Am. B.
- [11] DEMSTRÖDER Wolfgang. *Spektroskopia laserowa*. PWN, Warszawa, 1993.