

Uniwersytet Jagielloński
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Zakład Optyki Atomowej

Absorpcyjne obrazowanie zimnych atomów

Dobrosława Bartoszek

WERSJA POPRAWIONA

Promotor:
dr hab. Leszek Józefowski

Kraków, 2008

Serdecznie dziękuję

dr. Tomaszowi Kawalcowi oraz mgr. Jackowi Fiutowskiemu
za okazaną pomoc, poświęcony czas i cierpliwość.

Dziękuję także

prof. Tomaszowi Dohnalikowi,
mgr. Leszkowi Krzemieniowi i mgr. Krzysztofowi Brzozowskiemu
oraz wszystkim innym życzliwym ludziom
za okazane zainteresowanie i wszelką pomoc.

Spis treści

Wstęp	3
1 Chłodzenie i pułapkowanie atomów	6
1.1 Zjawiska dyssypacyjne i reaktywne	6
1.2 Siły optyczne	7
1.2.1 Optyczne równania Blocha	7
1.2.2 Atom ubrany	11
1.3 Dopplerowskie spowalnianie atomów, Melasa optyczna	12
1.3.1 Jednowymiarowa melasa optyczna	13
1.3.2 Granica chłodzenia dopplerowskiego	14
1.3.3 Melasa w dwóch lub trzech wymiarach	15
1.4 Chłodzenie subdopplerowskie	16
1.4.1 Konfiguracja $\text{lin} \perp \text{lin}$	16
1.4.2 Konfiguracja $\sigma^+ - \sigma^-$	18
1.4.3 Granica chłodzenia subdopplerowskiego	20
1.5 Pułapka magnetooptyczna (z ang. MOT)	20
2 Obrazowanie absorpcyjne	24
2.1 Liczba atomów	25
2.2 Pomiar temperatury metodą czasu przelotu	26
2.3 Przejście od modelu do rzeczywistości	27
2.4 Inne metody obrazowania	29
2.4.1 Fluorescencyjne	29
2.4.2 Dyspersyjne	30
3 Opis układu doświadczalnego	33
3.1 Schemat układu	33
3.2 Lasery półprzewodnikowe	35
3.2.1 Układ spektroskopii nasyceniowej	36
3.2.2 Modulatory akustooptyczne	37
3.3 Układ lasera pułapkującego i repompera	40
3.3.1 Wiązka pułapkująca	40
3.3.2 Wiązka repompująca	40

3.3.3	Wiązki motowskie	41
3.4	Układ obrazowania	41
3.4.1	Absorpcyjnego	41
3.4.2	Fluorescencyjnego	42
3.4.3	Aparat cyfrowy	43
3.5	Układ próżniowy	43
3.6	Pole magnetyczne	44
3.7	Sterowanie eksperymentu	45
4	Wyniki	47
4.1	Optymalizacja pracy pułapki magnetoptycznej	47
4.1.1	Zdjęcia fluorescencyjne	47
4.2	Wykonanie zdjęć absorpcyjnych	48
4.2.1	Sekwencje czasowe wykonywania zdjęć	49
4.3	Obliczenie parametrów chmury zimnych atomów	51
4.3.1	Powiększenie układu	52
4.3.2	Temperatura i liczba atomów	54
4.4	Wnioski	55
5	Zakończenie	58
A	Siły optyczne - uzupełnienie	59
B	Rubid	61
C	Przykładowe programy do sekwencji czasowych	65
	Bibliografia	73

Wstęp

W grupie Spektroskopii Fali Znikającej w Zakładzie Optyki Atomowej UJ prowadzone są m.in. badania oddziaływań zimnych atomów z falą zanikającą w dipolowym lustrze optycznym. Źródłem zimnych atomów jest pułapka magnetooptyczna. Nieodłączną częścią eksperymentu jest diagnostyka chmury atomów, umożliwiająca wyznaczenie ich liczby oraz temperatury. Celem niniejszej pracy było zbudowanie układu obrazowania absorpcyjnego atomów.

Uprzednio stosowaną metodą diagnostyki było obrazowanie fluorescencyjne [1, 2], które z wykorzystaniem tzw. metody pomiarów czasu przelotu (TOF) pozwalało na pomiar ww. parametrów chmury. Do wykonania pomiarów używano wiązek pułapkujących i kamery CCD rejestrującej fluorescencję chmury. Na wykonanych zdjęciach widać było prążki pochodzące z interferencji wiązek, a zatem przestrzenna niejednorodność natężenia światła wpływała na obserwowany profil chmury atomów. Wykorzystanie wiązek pułapkujących do obrazowania związane jest także z faktem, że nie są one rezonansowe. Dla używanych natężeń (rzędu $2 \frac{mW}{cm^2}$) i odstrojenia ok. $10 MHz$ występuje znaczne odstępstwo od $\frac{\Gamma}{2}$ w szybkości rozpraszania w porównaniu z wiązką będącą w rezonansie (przykładowo $0,37 \frac{\Gamma}{2}$ dla podanych parametrów wiązek pułapkujących i $0,88 \frac{\Gamma}{2}$ dla wiązki rezonansowej o tym samym natężeniu).

Obrazowanie absorpcyjne jest stosunkowo prostym sposobem diagnostyki atomów, bazującym na obserwacji „cienia” chmury atomów w profilu natężenia wiązki obrazującej. Pozwala ono na uniezależnienie się od niedoskonałości natężenia wiązki i na nieskomplikowane obliczenie parametrów chmury z otrzymanych rozkładów gęstości optycznej. Natężenie wiązki obrazującej może być ponadto regulowane niezależnie od natężeń wiązek pułapkujących. W układzie nadal możliwe jest obrazowanie fluorescencyjne, należy jedynie przestawić aparat cyfrowy. Dzięki zastosowaniu modulatorów akustooptycznych, do obrazowania fluorescencyjnego użyć można wiązek pułapkujących dostrojonych do rezonansu.

W pierwszych dwóch rozdziałach pracy omówiona została teoria dotycząca chłodzenia i pułapkowania atomów oraz obrazowania absorpcyjnego. W trzecim rozdziale opisany jest układ doświadczalny, natomiast w ostatnim zaprezentowane są otrzymane wyniki oraz plany rozbudowy układu.

Rozdział 1

Chłodzenie i pułapkowanie atomów

1.1 Zjawiska dyssypacyjne i reaktywne

Atomy charakteryzowane są przez dwa rodzaje stopni swobody [3]:

- wewnętrzne (np. konfiguracja elektronowa, orientacja spinu w układzie środka masy)
- zewnętrzne (np. położenie i pęd środka masy).

Manipulować wewnętrznymi stopniami swobody możemy choćby poprzez pompowanie optyczne, czyli rezonansową wymianę momentu pędu pomiędzy atomem o pewnej strukturze poziomów energetycznych a spolaryzowanym kołowo światłem. Zmiana zewnętrznych stopni swobody może zajść np. w wyniku przekazu pędu między atomami a fotonami, co jest związane z istnieniem sił optycznych. Istotny jest także fakt wzajemnej zależności między zmianami wewnętrznymi i zewnętrznymi stopni swobody, co wykorzystywane jest m. in. przy chłodzeniu subdopplerowskim.

Propagację światła o częstotliwości ω_L poprzez ośrodek atomowy (częstość rezonansowa ω_0) w modelu klasycznym opisuje zespolony współczynnik załamania:

$$n = n' - i\kappa, \quad (1.1a)$$

$$n' - 1 = \frac{Ne^2}{2\varepsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \omega_L^2}{(\omega_0^2 - \omega_L^2)^2 + \gamma^2 \omega_L^2}, \quad (1.1b)$$

$$\kappa = \frac{Ne^2}{2\varepsilon_0 m} \frac{\gamma \omega_L}{(\omega_0^2 - \omega_L^2)^2 + \gamma^2 \omega_L^2}, \quad (1.1c)$$

gdzie N to liczba oscylatorów, ε_0 to przenikalność elektryczna próżni, a γ to współczynnik tłumienia. Część rzeczywista i urojona n odpowiada dwóm typom procesów:

- \varkappa odpowiada za zjawiska dyssypacyjne (absorpcyjne):
 - rozpraszanie zaabsorbowanych fotonów w dowolnym kierunku i związane z tym osłabienie wiązki światła,
 - poszerzenie promieniste stanów podstawowych,
- $n' - 1$ odpowiada za zjawiska reaktywne (dyspersyjne):
 - zmiana prędkości światła podczas oddziaływania z atomami,
 - przesunięcie poziomów atomowych.

W wyniku oddziaływania atomów z fotonami zmieniają się zarówno własności światła jak i szerokość i położenie poziomów energetycznych w atomie.

1.2 Siły optyczne

Z procesami dyssypacyjnymi i reaktywnymi wiążą się dwa typy sił optycznych, odpowiednio: siła spontaniczna (ciśnienia promieniowania) i dipolowa (reaktywna).

Poniżej przedstawione są dwa podejścia do oddziaływania fotonów z atomami¹. W pierwszym paragrafie rozważane jest oddziaływanie atomu z monochromatycznym polem zewnętrznym (z uwzględnieniem pustych modów pola) na podstawie optycznych równań Blocha. W paragrafie drugim zamiast monochromatycznego pola klasycznego wprowadzone jest jednomodowe pole kwantowe - takie podejście nazywamy modelem atomu ubranego.

1.2.1 Optyczne równania Blocha

Rozważmy pojedynczy atom dwupoziomowy (o niezdegenerowanych poziomach), w którym stan wzbudzony b jest oddalony o $\hbar\omega_0$ od stanu podstawowego a i ma szerokość naturalną Γ . Atom spoczywa w początku układu współrzędnych. Pole zewnętrzne traktujemy w sposób klasyczny; prócz niego atom oddziałuje także z kwantowym polem promieniowania — zakładamy, że jest ono początkowo w stanie próżni $|0\rangle$. Hamiltonian układu (w przybliżeniu długofalowym i dipolowym) można zapisać jako:

$$H = H_A + H_R - \mathbf{d} \cdot [\mathbf{E}_e(\mathbf{0}, t) + \mathbf{E}_\perp(\mathbf{0})], \quad (1.2)$$

gdzie H_A to hamiltonian atomu, H_R — pola kwantowego, \mathbf{d} to elektryczny moment dipolowy atomu, \mathbf{E}_e to pole zewnętrzne (związane z padającym

¹na podstawie [3], [4]

promieniowaniem), a \mathbf{E}_\perp to kwantowe pole promieniowania. Zakładamy monochromatyczność padającego promieniowania:

$$\mathbf{E}_e(\mathbf{0}, t) = \mathcal{E}_0 \cos \omega_L t \quad (1.3)$$

i zaniedbujemy zmiany pola padającego na skutek oddziaływania z atomami. Zaniedbując sprzężenie z polem kwantowym $\mathbf{E}_\perp(\mathbf{0})$ w (1.2), ewolucję macierzy gęstości σ opisać można równaniem Schrödingera

$$i\hbar\dot{\sigma} = [H_A - \mathbf{d} \cdot \mathcal{E}_0 \cos \omega_L t, \sigma]. \quad (1.4)$$

Zakładając², że szybkości zmian σ związane ze sprzężeniami $-\mathbf{d} \cdot \mathcal{E}_0 \cos \omega_L t$ i $-\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_\perp(\mathbf{0})$ można uwzględnić niezależnie od siebie i dodając człony tłumiące opisujące emisję spontaniczną, otrzymujemy równania

$$\dot{\sigma}_{aa} = -i\Omega_1 \cos \omega_L t (\sigma_{ba} - \sigma_{ab}) + \Gamma \sigma_{bb} \quad (1.5a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = i\Omega_1 \cos \omega_L t (\sigma_{ba} - \sigma_{ab}) - \Gamma \sigma_{bb} \quad (1.5b)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = i\omega_0 \sigma_{ab} - i\Omega_1 \cos \omega_L t (\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) - \frac{\Gamma}{2} \sigma_{ab} \quad (1.5c)$$

$$\dot{\sigma}_{ba} = -i\omega_0 \sigma_{ba} + i\Omega_1 \cos \omega_L t (\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) - \frac{\Gamma}{2} \sigma_{ba}, \quad (1.5d)$$

gdzie $\Omega_1 = -\frac{\mathbf{d}_{ab} \cdot \mathcal{E}_0}{\hbar}$ to częstość Rabiego, a $\mathbf{d}_{ab} = \langle a | \mathbf{d} | b \rangle = \langle b | \mathbf{d} | a \rangle$ to element macierzy \mathbf{d} (rzeczywisty).

Stosując przybliżenie fali rotującej otrzymujemy optyczne równania Blocha niezależne od czasu

$$\frac{d}{dt} \hat{\sigma}_{aa} = -i \frac{\Omega_1}{2} (\hat{\sigma}_{ba} - \hat{\sigma}_{ab}) + \Gamma \hat{\sigma}_{bb} \quad (1.6a)$$

$$\frac{d}{dt} \hat{\sigma}_{bb} = i \frac{\Omega_1}{2} (\hat{\sigma}_{ba} - \hat{\sigma}_{ab}) - \Gamma \hat{\sigma}_{bb} \quad (1.6b)$$

$$\frac{d}{dt} \hat{\sigma}_{ab} = -i \sigma_{ab} \Delta - i \frac{\Omega_1}{2} (\hat{\sigma}_{bb} - \hat{\sigma}_{aa}) - \frac{\Gamma}{2} \hat{\sigma}_{ab} \quad (1.6c)$$

$$\frac{d}{dt} \hat{\sigma}_{ba} = i \sigma_{ba} \Delta + i \frac{\Omega_1}{2} (\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) - \frac{\Gamma}{2} \hat{\sigma}_{ba}, \quad (1.6d)$$

$$\Delta = \omega_L - \omega_0. \quad (1.7)$$

Optyczne równania Blocha można przedstawić także w innej postaci:

$$\dot{u} = v \Delta - \frac{\Gamma}{2} u \quad (1.8a)$$

$$\dot{v} = -u \Delta - \Omega_1 w - \frac{\Gamma}{2} v \quad (1.8b)$$

$$\dot{w} = \Omega_1 v - \Gamma w - \frac{\Gamma}{2}, \quad (1.8c)$$

² takie przybliżenie nazywamy *Approximation of Independent Rates of Variation*.

gdzie u , v i w to tzw. składowe „wektora Blocha”

$$u = \frac{1}{2}(\hat{\sigma}_{ab} + \hat{\sigma}_{ba}) \quad (1.9a)$$

$$v = \frac{1}{2i}(\hat{\sigma}_{ab} - \hat{\sigma}_{ba}) \quad (1.9b)$$

$$w = \frac{1}{2}(\hat{\sigma}_{bb} - \hat{\sigma}_{aa}). \quad (1.9c)$$

Możemy policzyć także u , v i w w stanie stacjonarnym, czyli u_{st} , v_{st} i w_{st} ³.

Siły działające na atom

W pobliżu początku układu $\mathbf{0}$, gdzie znajduje się atom, pole można opisać wzorem

$$\mathbf{E}_e(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}\mathcal{E}_0(\mathbf{r}) \cos[\omega_L t + \phi(\mathbf{r})]. \quad (1.10)$$

Amplituda $\mathcal{E}_0(\mathbf{r})$ i faza $\phi(\mathbf{r})$ (przy czym $\phi(\mathbf{0}) = 0$) pola są zmienne przestrzennie, w przeciwieństwie do wektora polaryzacji \mathbf{e} ⁴. Wtedy średnią siłę radiacyjną działającą na atom zapisujemy w postaci

$$\mathcal{F} = \sum_{j=x,y,z} \overline{\langle d_j \rangle \nabla E_{ej}}. \quad (1.11)$$

Dostajemy dwa typy sił: dyssypacyjną, proporcjonalną do gradientu fazy i reaktywną, proporcjonalną do gradientu amplitudy. Zapisując $\Omega_1 = -\frac{(\mathbf{d}_{ab} \cdot \mathbf{e})\mathcal{E}_0}{\hbar}$ mamy

$$\mathcal{F}_{dys} = (\mathbf{e} \cdot \mathbf{d}_{ab})v_{st}\mathcal{E}_0 \nabla \phi = -\hbar\Omega_1 v_{st} \nabla \phi \quad (1.12)$$

$$\mathcal{F}_{reakt} = (\mathbf{e} \cdot \mathbf{d}_{ab})u_{st} \nabla \mathcal{E}_0 = -\hbar\Omega_1 u_{st} \frac{\nabla \Omega_1}{\Omega_1}. \quad (1.13)$$

Siła dyssypatywna. Zakładając $\mathbf{E}_e(\mathbf{r}, t)$ jako falę płaską o stałej amplitudzie i fazie $\phi(\mathbf{r}) = -\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}$, otrzymujemy siłę dyssypatywną postaci (siła dipolowa jest równa zero):

$$\mathcal{F}_{dys} = \left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle_{st} \hbar \mathbf{k}_L, \quad (1.14)$$

gdzie $\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle_{st}$ to średnia liczba rozpraszanych fotonów na jednostkę czasu w stanie stacjonarnym. W cyklu absorpcja-emisja wymuszona, foton oddaje niesiony pęd $\hbar \mathbf{k}_L$ na wzbudzenie atomu, a atom przechodząc do stanu podstawowego oddaje ten pęd z powrotem do wiązki. W cyklu absorpcja-emisja spontaniczna deekscytacja atomu powoduje rozpraszanie pędu w prawie wszystkich kierunkach z jednakowym prawdopodobieństwem, co po uśrednieniu dla wielu cykli daje średnią zmianę pędu równą zero. Oprócz wzbudzenia atom doznaje także odrzutu - przekazywany jest mu pęd $\hbar \mathbf{k}_L$, którego

³Dokładniejsze obliczenia dotyczące tego podrozdziału można znaleźć w Dodatku A.

⁴Co wyklucza z modelu np. chłodzenie przez gradient polaryzacji.

kierunek jest zgodny z kierunkiem padającej wiązki światła. Atomy doznają siły związanej z przekazem pędu podczas absorpcji, jednocześnie fotony z padającej wiązki są rozpraszane — tłumaczy to postać wzoru (1.14). Siłę ciśnienia promieniowania przedstawić można także w następujący sposób

$$\mathcal{F}_{dys} = \Gamma \sigma_{bb}^{st} \hbar \mathbf{k}_L, \quad (1.15)$$

czyli jako liczbę fotonów spontanicznie wyemitowanych w jednostce czasu razy pęd fotonu. Podstawiając wartość σ_{bb}^{st} otrzymujemy końcowy wzór opisujący siłę dyssypatywną

$$\mathcal{F}_{dys} = \hbar \mathbf{k}_L \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega_1^2}{2}}{(\omega_L - \omega_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_1^2}{2}}. \quad (1.16)$$

Dla małych natężeń promieniowania siła ta jest proporcjonalna do Ω_1^2 czyli do natężenia. Natomiast dla wysokich natężeń zmierza do wartości niezależnej od natężenia

$$\mathcal{F}_{sat} = \hbar \mathbf{k}_L \frac{\Gamma}{2}. \quad (1.17)$$

Siła dipolowa. Siła reaktywna jest w fazie z polem padającym i nie powoduje przekazu energii pomiędzy atomem a polem; jednakże, możliwa jest redystrybucja energii pomiędzy falami składowymi. Aby uzyskać niezerowy gradient amplitudy, trzeba złożyć kilka fal płaskich o różnych wektorach falowych; najprościej wziąć falę stojącą — superpozycję dwóch fal płaskich o \mathbf{k}_L i $-\mathbf{k}_L$. Faza takiej fali jest stała. Atom może zaabsorbować foton z fali \mathbf{k}_L , a następnie wyemitować foton wymuszony do fali $-\mathbf{k}_L$. Nie zmienia się więc całkowita energia pola, chociaż zmienia się pęd: pola o $-2\hbar \mathbf{k}_L$ i atomu o $2\hbar \mathbf{k}_L$.

Dla przypadku pola opisanego wzorem (1.10) wyrażenie na siłę dipolową jest następujące

$$\mathcal{F}_{reakt} = \frac{\hbar(\omega_L - \omega_0)}{4} \frac{\nabla(\Omega_1^2)}{(\omega_L - \omega_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_1^2}{2}}. \quad (1.18)$$

Maksymalna wartość siły rośnie wraz z natężeniem

$$|\mathcal{F}_{reakt}| \sim \hbar |\nabla \Omega_1| \quad (1.19)$$

i jest rzędu $\hbar k_L \Omega_1$, co odpowiada wymianie pędu $\hbar k_L$ z szybkością Ω_1 .

Dla każdego natężenia inne jest odstrojenie od rezonansu, które maksymalizuje powyższą siłę. Dla odstrojenia ku czerwieni ($\omega_L < \omega_0$) atom jest przyciągany w region wysokiego natężenia, dla odstrojenia ku błękitowi ($\omega_L > \omega_0$) atom jest odpychany. W związku z tym dla $\Delta < 0$ atomy mogą być pułapkowane w regionach wysokiego natężenia, które są minimami

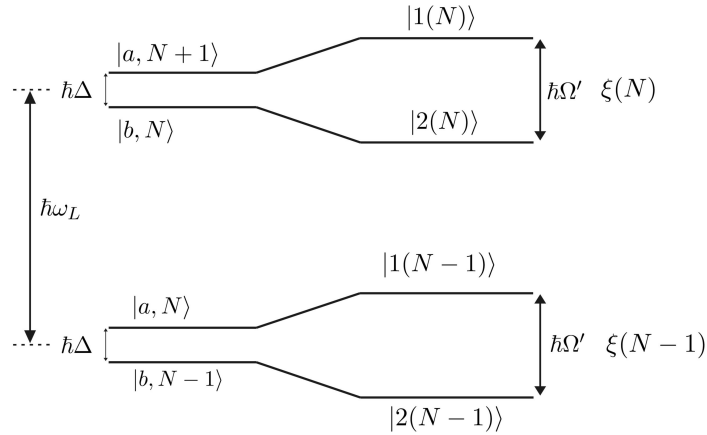
potencjału. Dla $\Delta > 0$ minima potencjału odpowiadają minimom natężenia i w tym przypadku również można pułapkować atomy — trzeba stworzyć odpychające ściany wokół minimum potencjału (np. wiązka laserowa z minimum natężenia w centrum). Istnieje także możliwość odpychania atomów poprzez bariery potencjału (np. falę zanikającą) powstałe z odstrojonych ku błękitowi wiązek, co wykorzystywane jest np. do budowy lusterek dipolowych. W doświadczeniach z siłą dipolową używane są z reguły duże odstrojenia i wysokie natężenia, aby zminimalizować szybkość rozpraszania $R \sim \frac{\Gamma}{\Delta^2}$ (a przez to absorpcję i emisję spontaniczną) i przez to uniknąć podgrzewania i ucieczki atomów ze stosunkowo płytkich pułapek dipolowych [5].

1.2.2 Atom ubrany

Światło laserowe oddziałując z atomem sprzęga jego poziomy i powoduje ich rozszczepienie. Rozważmy atom dwupoziomowy oddziałujący z jednomodowym światłem laserowym

$$H_{AL} = H_A + H_L + V_{AL}, \quad (1.20)$$

gdzie $H_L = \hbar\omega_L(a^\dagger a + \frac{1}{2})$, $H_A = \hbar\omega_0|b\rangle\langle b|$ o stanach własnych $|b\rangle$ i $|a\rangle$ mających energię $\hbar\omega_0$ i 0. Hamiltonian $H_{AL} = H_A + H_L$ prowadzi do powstania



Rysunek 1.1: Schemat dwóch par poziomów atomu ubranego (prawa) i stanów niesprzężonych (lewa).

nieskończonej drabiny poziomów, numerowanych liczbą fotonów N , gdzie sąsiednie poziomy $|a\rangle$ i $|b\rangle$ są oddalone o $\hbar\Delta$, natomiast pary poziomów o $\hbar\omega_L$ (rys. 1.1). Hamiltonian oddziaływania postaci

$$V_{AL} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_\perp(\mathbf{R}), \quad (1.21)$$

gdzie $\mathbf{d} = \mathbf{d}_{ab}(|b\rangle\langle a| + |a\rangle\langle b|)$, a $\mathbf{E}_\perp(\mathbf{R}) = \sqrt{\frac{\hbar\omega_L}{2\epsilon_0 V}}\epsilon_L(a + a^\dagger)$, sprzęga poziomy każdej pary $\xi(N)$. Opisujemy to poprzez element macierzy $v_N \simeq$

$g\sqrt{\langle N \rangle} = \frac{\hbar\Omega_1}{2}$ ($g = -\epsilon_L \cdot \mathbf{d}_{ab} \sqrt{\frac{\hbar\omega_L}{2\epsilon_0 V}}$). Prowadzi to do rozszczepienia poziomów o wartość

$$\hbar\Omega' = \hbar\sqrt{\Omega_1^2 + \Delta^2}. \quad (1.22)$$

Wielkość Ω' nazywamy uogólnioną częstością Rabięgo, zaś zaburzone przez oddziaływanie ze światłem poziomy atomu ubranego dla $\xi(N)$ numerujemy $|1(N)\rangle$, $|2(N)\rangle$. W granicy $\Omega_1 \ll |\Delta|$ wartość przesunięcia światłem poziomów wynosi $|\Delta E_{a,b}| \approx \frac{\hbar\Omega_1^2}{4\Delta}$.

Ponieważ przesunięcie światłem poziomów zależy od natężenia, to jeśli to natężenie jest przestrzennie zmienne (np. w wiązce gaussowskiej czy fali stojącej) mamy $\Omega_1(\vec{r})$, modulowane jest także przesunięcie poziomów.

Dla atomów poruszających się dostatecznie wolno zaniedbać można nieadiabaticzne przejścia między poziomami atomu ubranego [4, 6]. W związku z tym atom opuszczając region o wysokim natężeniu podąża adiabaticznie za stanem, w którym był początkowo. Można zatem interpretować przesunięcia światłem poziomów jako energię potencjalną $V(\mathbf{r})$. W zależności od znaku odstrojenia, w obrębie $\xi(N)$ poziom $|a, N+1\rangle$ zmierza do $|1(N); \mathbf{r}\rangle$ (dla $\Delta > 0$) lub $|2(N); \mathbf{r}\rangle$ (dla $\Delta < 0$) w regionie wysokiego natężenia. Średnią siłę dipolową w stanie stacjonarnym można wyrazić jako

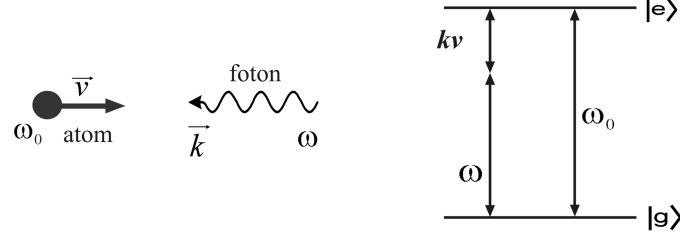
$$\langle \mathcal{F}_{dip} \rangle = -\frac{\hbar}{2} \nabla \Omega_1(\mathbf{r}) [\Pi_1^{st} - \Pi_2^{st}], \quad (1.23)$$

gdzie Π^{st} to populacje stanów. Dla $\Delta > 0$ mamy $\Pi_1^{st} > \Pi_2^{st}$, gdyż $|1(N); \mathbf{r}\rangle$ ma mniejszą domieszkę $|b, N\rangle$ niż stan $|2(N); \mathbf{r}\rangle$ ⁵. W związku z tym można powiedzieć że, dla zaniedbywalnego wzbudzenia, przesunięcie światłem stanu podstawowego można traktować jako potencjał dipolowy, w którego minimach jest możliwe pułapkowanie atomów.

1.3 Dopplerowskie spowalnianie atomów, Melasa optyczna

Siłę spontaniczną (ciśnienia promieniowania) wykorzystać można do spowalniania atomów. Poruszające się atomy, oświetlone przeciwbieżną wiązką laserową o odpowiedniej częstości, w wyniku zaabsorbowania odpowiedniej liczby fotonów (rzędu 10^4) i doznanej w związku z tym odrzutu zostaną spowolnione. W praktyce należy tu uwzględnić efekt Dopplera (rys. 1.2). Poniższe rozważania oparte są na pracy [7].

⁵ $|1(N); \mathbf{r}\rangle = e^{\frac{i\varphi(\mathbf{r})}{2}} \cos\theta |b, N\rangle + e^{-\frac{i\varphi(\mathbf{r})}{2}} \sin\theta |a, N+1\rangle$,
 $|2(N); \mathbf{r}\rangle = -e^{\frac{i\varphi(\mathbf{r})}{2}} \sin\theta |b, N\rangle + e^{-\frac{i\varphi(\mathbf{r})}{2}} \cos\theta |a, N+1\rangle$,
gdzie $tg2\theta = -\frac{\Omega_1}{\Delta}$, a faza $\varphi(\mathbf{r})$ zdefiniowana jest jako $v_N(\mathbf{r}) = g\sqrt{\langle N+1 \rangle} = \frac{\hbar\Omega_1}{2} e^{i\varphi(\mathbf{r})}$ [6]



Rysunek 1.2: Chłodzenie dopplerowskie.

1.3.1 Jednowymiarowa melasa optyczna

Rozważmy atom dwupoziomowy o częstości ω_0 i wiązkę laserową o ω , odstrojoną od rezonansu o $\Delta = \omega - \omega_0$. Atom porusza się z prędkością \mathbf{v} , w jego układzie odniesienia światło ma inną częstość $\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}$. W wyniku tego całkowite odstrojenie wynosi $\Delta - \mathbf{k}\mathbf{v}$. Średnia siła działająca na poruszający się atom wynosi

$$\mathcal{F}_{\pm} = \pm \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_0}}{1 + \frac{I}{I_0} + \frac{4}{\Gamma^2} (\omega_L - \omega_0 \mp \mathbf{k}\mathbf{v})^2}, \quad (1.24)$$

gdzie I_0 to natężenie nasycenia, $\frac{I}{I_0} = \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}$, \pm odnosi się odpowiednio do wiązki światła poruszającej się w dodatnim (ujemnym) kierunku. Jest to znana już siła spontaniczna.

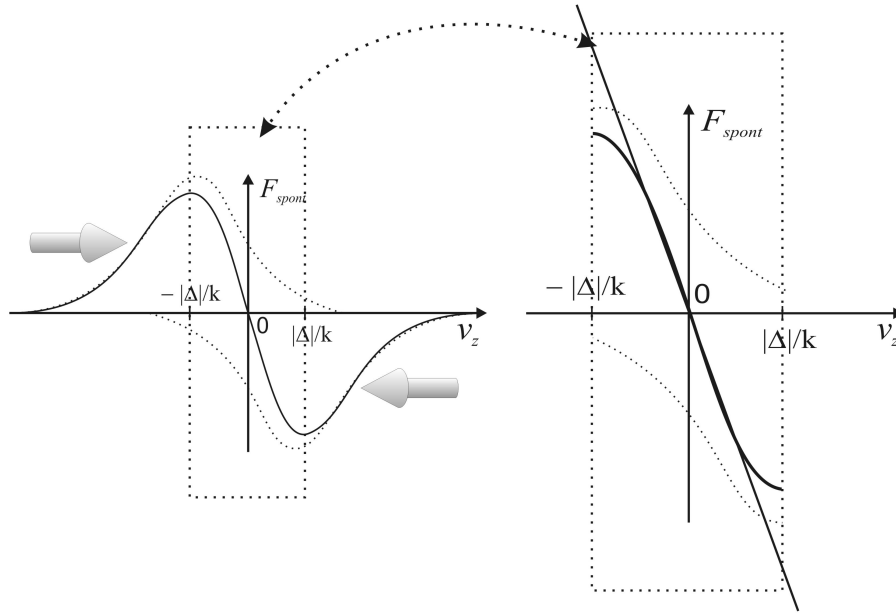
W układzie dwóch przeciwbieżnych wiązek laserowych o tej samej częstości i małym natężeniu ($\frac{I}{I_0} \ll 1$, aby dla układu dwupoziomowego można było założyć, że każda wiązka działa na atom niezależnie), średnia siła działająca na atom to

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_+ + \mathcal{F}_- = \frac{\hbar \mathbf{k} \Gamma}{2} \frac{I}{I_0} \frac{\mathbf{k}\mathbf{v}}{\Gamma} \frac{\frac{16\Delta}{\Gamma}}{1 + \frac{8}{\Gamma^2} (\Delta^2 + k^2 v^2) + \frac{16}{\Gamma^4} (\Delta^2 - k^2 v^2)^2}. \quad (1.25)$$

Sposób zapisu (1.25) podkreśla, że \mathcal{F} to iloczyn: maksymalnej siły ciśnienia promieniowania ($\frac{\hbar \mathbf{k} \Gamma}{2}$), znormalizowanego natężenia ($\frac{I}{I_0}$), stosunku przesunięcia dopplerowskiego do szerokości linii ($\frac{\mathbf{k}\mathbf{v}}{\Gamma}$) i części zależnej od odstrojenia i prędkości. Atomy widzą wiązkę lasera, która porusza się przeciwbieżnie, dostrojoną przez efekt Dopplera bliżej rezonansu, więc chętniej absorbują fotony z niej, niż z wiązki, która porusza się wzdłuż ich kierunku ruchu. Ponadto, w wyniku emisji fotonów spontanicznych o energii większej (w układzie laboratoryjnym) niż energia fotonów zaabsorbowanych, następuje dyssypacja energii kinetycznej atomu.

Zakładając, że $|\mathbf{k}\mathbf{v}| \ll \Gamma$ i $|\mathbf{k}\mathbf{v}| \ll |\Delta|$ zapisujemy \mathcal{F} w postaci

$$\mathcal{F} = -\alpha \mathbf{v}, \quad (1.26)$$



Rysunek 1.3: Rysunek z lewej przedstawia siły działające na atom (linie kropkowane) w polu przeciwnych wiązek światła odstrojonych nieco poniżej rezonansu. Linia ciągła pokazuje siłę wypadkową. W pewnym zakresie siła ta jest proporcjonalna do $-v$, co w powiększeniu pokazuje rysunek po prawej. Rysunek zaczerpnięty z pracy [8] za zgodą Autorki.

gdzie

$$\alpha = -4\hbar k^2 \frac{I}{I_0} \frac{\frac{2\Delta}{\Gamma}}{\left(1 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2\right)^2} \quad (1.27)$$

to tzw. współczynnik tłumienia (lepkości). Dla $\Delta > 0$ siła ta przyspiesza atomy. Dla $\Delta < 0$ jest to siła tarcia, liniowa w podanym zakresie i przeciwnie skierowana w stosunku do \mathbf{v} (patrz rysunek 1.3).

W takiej konfiguracji i dla $\Delta < 0$, atom zachowuje się, jakby był w lepkiej cieczy - stąd nazwa *melasa optyczna*. Średnia droga, jaką przebywa atom, aż znacząco zmieni się jego prędkość, jest wielokrotnie mniejsza niż średnica przecięcia wiązek laserowych użytych do chłodzenia.

1.3.2 Granica chłodzenia dopplerowskiego

Znając siłę tarcia, policzyć można, z jaką szybkością zmienia się energia kinetyczna atomu

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{cool} = Fv = -\alpha v^2. \quad (1.28)$$

Średnia prędkość zredukowana jest do zera, jednakże średnia z kwadratu prędkości jest różna od zera — fluktuacje siły tarcia, wynikające z losowości procesów emisji i absorpcji, powodują wzrost temperatury próbki atomów. W przypadku jednowymiarowym jeden cykl absorpcja-emisja to dwa kroki o wartości $\hbar k$ wynikające z odrzutu. Powoduje to przyrost energii [7]

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{heat} = \frac{\hbar^2 k^2}{M} R, \quad (1.29)$$

gdź średnia kwadratu pędu w jednym cyklu to iloczyn $2\hbar^2 k^2$ i szybkości rozpraszania fotonów $R = \frac{\Gamma}{2} \frac{2\frac{I}{I_0}}{1 + 2\frac{I}{I_0} + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2}$, co daje

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{heat} = \frac{\hbar^2 k^2}{M} \Gamma \frac{\frac{I}{I_0}}{1 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2}. \quad (1.30)$$

W stanie równowagi $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{cool} + \left(\frac{dE}{dt}\right)_{heat} = 0$, możemy obliczyć v^2 i dalej temperaturę, gdyż energia termiczna na stopień swobody to $\frac{k_B T}{2} = \frac{Mv^2}{2}$, gdzie k_B to stała Boltzmana. Minimalną wartość temperatury otrzymamy dla $\frac{2\Delta}{\Gamma} = -1$:

$$k_B T_{doppler} = \frac{\hbar \Gamma}{2}. \quad (1.31)$$

Jest to tzw. granica chłodzenia dopplerowskiego (w jednym wymiarze).

1.3.3 Melasa w dwóch lub trzech wymiarach

Gdy w sile tarcia chcemy uwzględnić natężenie saturacyjne (czyli $\frac{I}{I_0} > 1$) oraz kolejne pary wiązek (wzdłuż ortogonalnych osi układu współrzędnych), przepisujemy współczynnik lepkości w postaci

$$\alpha = -4\hbar k^2 \frac{I}{I_0} \frac{\frac{2\Delta}{\Gamma}}{\left(1 + 2N\frac{I}{I_0} + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2\right)^2}, \quad (1.32)$$

gdzie czynnik 2 uwzględnia przeciwbieżne wiązki, a $N = 2, 3$. Optymalizując α ze względu na odstrojenie i natężenie jednocześnie, dostajemy warunek na maksymalne tłumienie

$$\alpha = \frac{\hbar k^2}{4N} \quad \text{dla} \quad \frac{2\Delta}{\Gamma} = -1, \quad \frac{I}{I_0} = \frac{1}{N}. \quad (1.33)$$

Szybkość rozpraszania fotonów dla $2N$ fal wynosi

$$R = \frac{\Gamma}{2} \frac{2N\frac{I}{I_0}}{1 + 2N\frac{I}{I_0} + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2}, \quad (1.34)$$

co przy warunkach maksymalnego chłodzenia (1.33) daje minimalną temperaturę

$$k_B T_{doppler} = \hbar \Gamma. \quad (1.35)$$

1.4 Chłodzenie subdopplerowskie

Gradient polaryzacji⁶, który wytworzy się w melasie w wyniku przecięcia 3 par przeciwbieżnych wiązek, prowadzi do chłodzenia poniżej granicy dopplerowskiej. Zostanie ono omówione na najprostszym przykładzie [9] dwóch przeciwbieżnych fal płaskich o tej samej częstotliwości, poruszających się wzdłuż Oz . Całkowite pole elektryczne w danym punkcie z na osi i czasie t wynosi

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathcal{E}^+(z) e^{-i\omega_L t} + c.c., \quad (1.36)$$

$$\mathcal{E}^+(z) = \mathcal{E}_0(z) \epsilon e^{ikz} + \mathcal{E}'_0(z) \epsilon' e^{-ikz}, \quad (1.37)$$

przy czym \mathcal{E}, ϵ i \mathcal{E}', ϵ' to amplitudy i polaryzacje wiązek.

1.4.1 Konfiguracja $\text{lin} \perp \text{lin}$

W tej konfiguracji rozważamy dwie wiązki spolaryzowane liniowo

$$\epsilon = \epsilon_x, \quad \epsilon' = \epsilon_y. \quad (1.38)$$

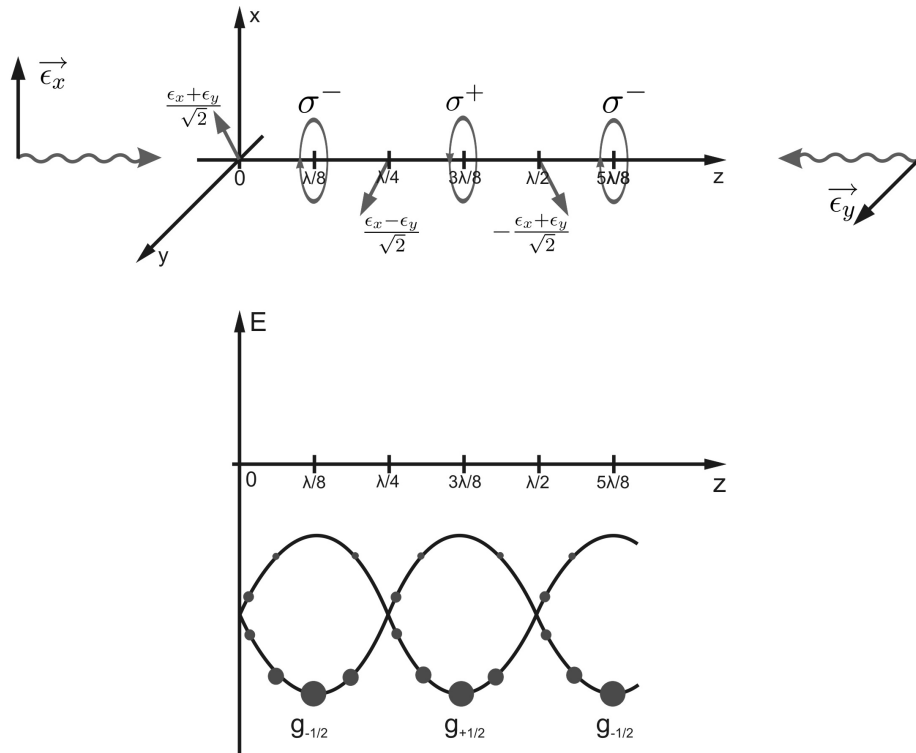
Dla równych amplitud fal dostajemy

$$\mathcal{E}^+(z) = \mathcal{E} \sqrt{2} \left(\cos kz \frac{\epsilon_x + \epsilon_y}{\sqrt{2}} - i \sin kz \frac{\epsilon_y - \epsilon_x}{\sqrt{2}} \right). \quad (1.39)$$

Otrzymujemy zmianę eliptyczności wzdłuż osi Oz : na długości λ polaryzacja zmienia się od liniowej przez eliptyczną i kołową do ortogonalnej liniowej (np. w $z = 0$ liniowa wzdłuż $\frac{\epsilon_x + \epsilon_y}{\sqrt{2}}$, w $z = \frac{\lambda}{8}$ kołowa σ^- , w $z = \frac{\lambda}{4}$ liniowa wzdłuż $\frac{\epsilon_x - \epsilon_y}{\sqrt{2}}$, w $z = \frac{3\lambda}{8}$ kołowa σ^+ , w $z = \frac{\lambda}{2}$ liniowa wzdłuż $-\frac{\epsilon_x + \epsilon_y}{\sqrt{2}}$ itd., co widać na rys. 1.4).

W zależności od tego, w którym miejscu znajduje się atom, jego podpoziomy zeemanowski będą różnie ze sobą sprzęgane — zgodnie z regułami wyboru i prawdopodobieństwami przejść, danymi przez współczynniki Clebscha-Gordana. W związku z tym przesunięcia światłem podpoziomów w stanie podstawowym oscylują w przestrzeni z okresem $\frac{\lambda}{2}$, tworząc lokalne minima i maksima, przy czym podpoziom o niższej energii jest tym o większej populacji. Atomy o odpowiedniej prędkości będą się „wspinały” z minimów na maksima potencjału. Jest to możliwe, ponieważ pompowanie optyczne między dwoma podpoziomami trwa skończony czas τ_p — w tym

⁶zróżnicowanie polaryzacji w przestrzeni



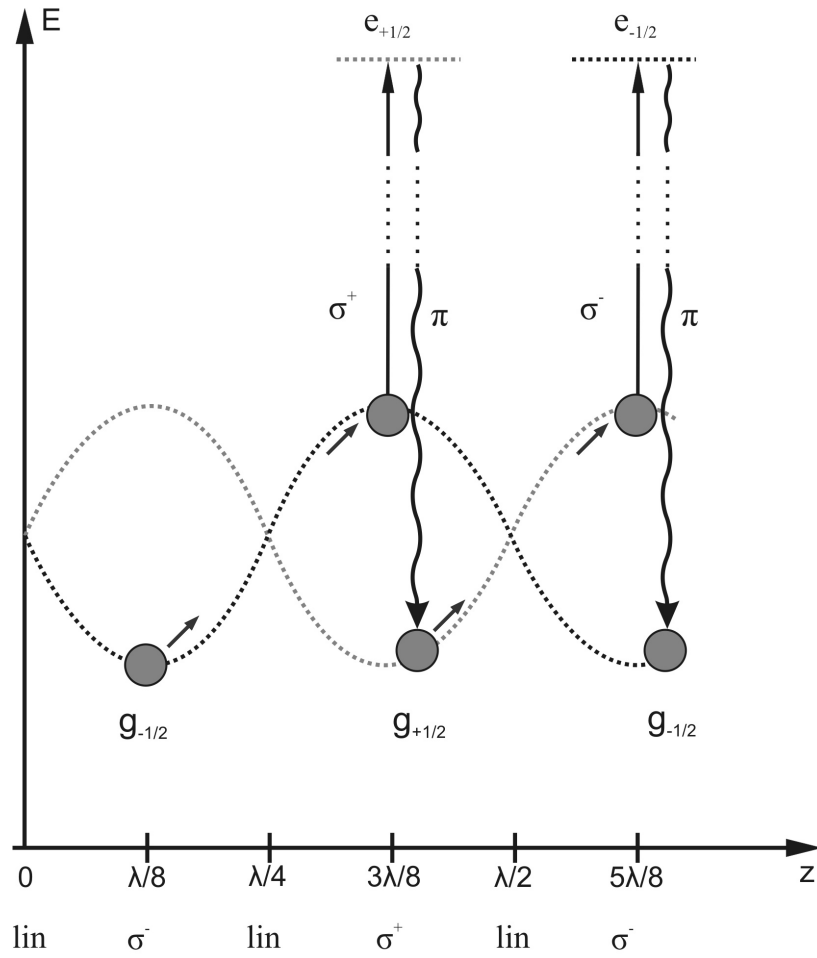
Rysunek 1.4: U góry — spolaryzowane liniowo przeciwbieżne fale tworzą przestrzennie zmienną polaryzację. Na dole — oscylujące przesunięcia światłem podpoziomów $g_{\pm 1/2}$ stanu podstawowego i populacje w stanie równowagowym dla atomu w spoczynku.

czasie atom pozostaje na tym samym podpoziomie. Jeśli w czasie pompowania atom przebywa drogę $\frac{\lambda}{4}$, zdaży „wspiąć się” na kolejne maksimum, skąd jest przepompowywany do drugiego podpoziomu w wyniku absorpcji fotonu o odpowiedniej polaryzacji kołowej i emisji spontanicznej fotonu o energii większej niż zaabsorbowany. W ten sposób z układu rozpraszana jest energia, co powoduje chłodzenie, nazywane chłodzeniem Syzyfa. Jest ono schematycznie przedstawiona na rys. 1.5.

Maksymalne tarcie ma miejsce dla $v\tau_p \approx \frac{\lambda}{4}$, co daje

$$\alpha \sim -\hbar k^2 \frac{\Delta'}{\Gamma'}, \quad (1.40)$$

gdzie Δ' , Γ' to odpowiednio przesunięcie światłem i szerokość stanu podstawowego. W reżimie niskiego natężenia, Δ' i Γ' są do niego proporcjonalne, czyli α jest od natężenia niezależne. Ponadto dla małych mocy ($\Omega \ll \Gamma$) i



Rysunek 1.5: Chłodzenie Syzyfa.

dla dużych odstrojeń ($|\delta| \gg \Gamma$)

$$\alpha \sim -\hbar k^2 \frac{\delta}{\Gamma}, \quad (1.41)$$

zatem α jest większe niż dla chłodzenia dopplerowskiego, jednakże dotyczy mniejszego zakresu prędkości.

1.4.2 Konfiguracja $\sigma^+ - \sigma^-$

Mamy dwie wiązki o ortogonalnej polaryzacji kołowej, σ^+ dla wiązki poruszającej się w kierunku osi z i σ^- dla drugiej. Zapisujemy wektory po-

laryzacji wiązek

$$\epsilon = \epsilon_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_x + i\epsilon_y), \quad (1.42)$$

$$\epsilon' = \epsilon_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_x - i\epsilon_y), \quad (1.43)$$

a następnie obliczamy $\mathcal{E}^+(z)$

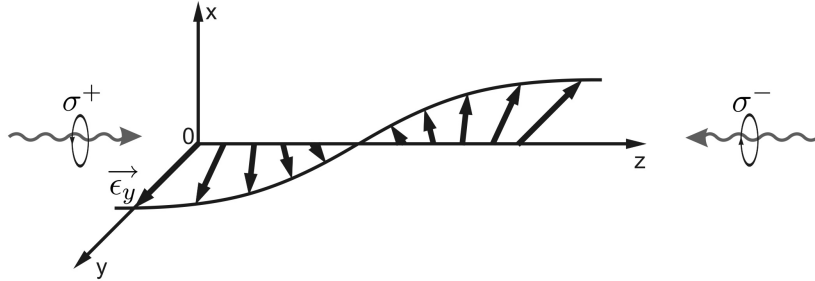
$$\mathcal{E}^+(z) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{E}'_0 - \mathcal{E}_0)\epsilon_X - \frac{i}{\sqrt{2}}(\mathcal{E}'_0 + \mathcal{E}_0)\epsilon_Y, \quad (1.44)$$

gdzie

$$\epsilon_X = \epsilon_x \cos kz - \epsilon_y \sin kz \quad (1.45)$$

$$\epsilon_Y = \epsilon_x \sin kz + \epsilon_y \cos kz. \quad (1.46)$$

Całkowite pole elektryczne w danym z jest superpozycją dwóch pól w przeciwnym kierunku, spolaryzowanych wzdłuż ortogonalnych kierunków ϵ_X i ϵ_Y . Dla równych amplitud obu fal, całkowite pole elektryczne spolaryzowane jest wzdłuż ϵ_Y ; ponadto dla $z = 0$ $\epsilon_Y = \epsilon_y$. Poruszając się wzdłuż z atom widzi ϵ_Y obracający się o kąt $\varphi = -kz$ (patrz rys. 1.6), który tworzy helisę o okresie przestrzennym λ .



Rysunek 1.6: W konfiguracji $\sigma^+ - \sigma^-$ dwie przeciwbieżne wiązki spolaryzowane kołowo tworzą wypadkową liniową polaryzację rotującą w przestrzeni wokół kierunku propagacji wiązek.

Atom w swoim układzie spoczynkowym widzi więc liniową polaryzację rotującą wzdłuż Oz . Natomiast w układzie rotującym polaryzacja ma stały kierunek, jednakże pojawia się pole inercyjne, które interpretujemy jako fikcyjne statyczne pole magnetyczne B_0 równoległe do Oz i o takiej amplitudzie, że częstość Larmora $\omega_{Lar} = kv$. Czyli $|B_0|$ jest różne dla różnych prędkości. Hamiltonian w układzie rotującym zawiera dodatkowy człon

$$V_{rot} = kvJ_z, \quad (1.47)$$

który jest odpowiedzialny za sprzężenie między stanami $|g_{0,\pm}\rangle_y$, będącymi stanami własnymi J_y przy wyborze osi kwantyzacji wzdłuż lokalnej polaryzacji. Nie wchodząc w szczegóły, dla atomów poruszających się w kierunku $z > 0$ sprzężenie to powoduje zmianę populacji Π stanów $|g_{\pm}\rangle_y$

$$\Pi_{-1} > \Pi_{+1}, \quad (1.48)$$

gdzie dla atomu w spoczynku $\Pi_{-1} = \Pi_{+1}$ ale $< \Pi_0$. W związku z tym dla rozważanego atomu ciśnienie promieniowania wywierane przez σ^+ i σ^- będzie niezrównoważone. Atom będzie rozpraszał więcej fotonów z fali przeciwbieżnej σ^- niż ze współbieżnej σ^+ , a więc jego prędkość będzie tłumiona. Dostajemy współczynnik lepkości

$$\alpha \sim -\hbar k^2 \frac{\Gamma'}{\Delta'}, \quad (1.49)$$

który jest znacznie mniejszy niż dla konfiguracji $\text{lin}\perp\text{lin}$.

1.4.3 Granica chłodzenia subdopplerowskiego

Chłodzenie subdopplerowskie ograniczone jest przez efekt odrzutu, związany z emisją spontaniczną fotonu, która zwiększa energię kinetyczną atomu o $\frac{\hbar^2 k^2}{2M}$ w każdym procesie. Chłodzenie w konfiguracji $\text{lin}\perp\text{lin}$ i $\sigma^+ - \sigma^-$, choć powodowane różnymi mechanizmami i dające w wyniku różne współczynniki lepkości α , dla dużych odstrojeń $|\delta|$ prowadzą do temperatury równowagowej tego samego rzędu

$$k_B T \sim \frac{\hbar \Omega^2}{|\delta|}. \quad (1.50)$$

Należy jeszcze zauważyć, że w odróżnieniu od chłodzenia dopplerowskiego, w chłodzeniu przez gradient polaryzacji⁷ współczynnik lepkości jest niezależny od mocy wiązek, natomiast temperatura równowagowa jest do mocy proporcjonalna.

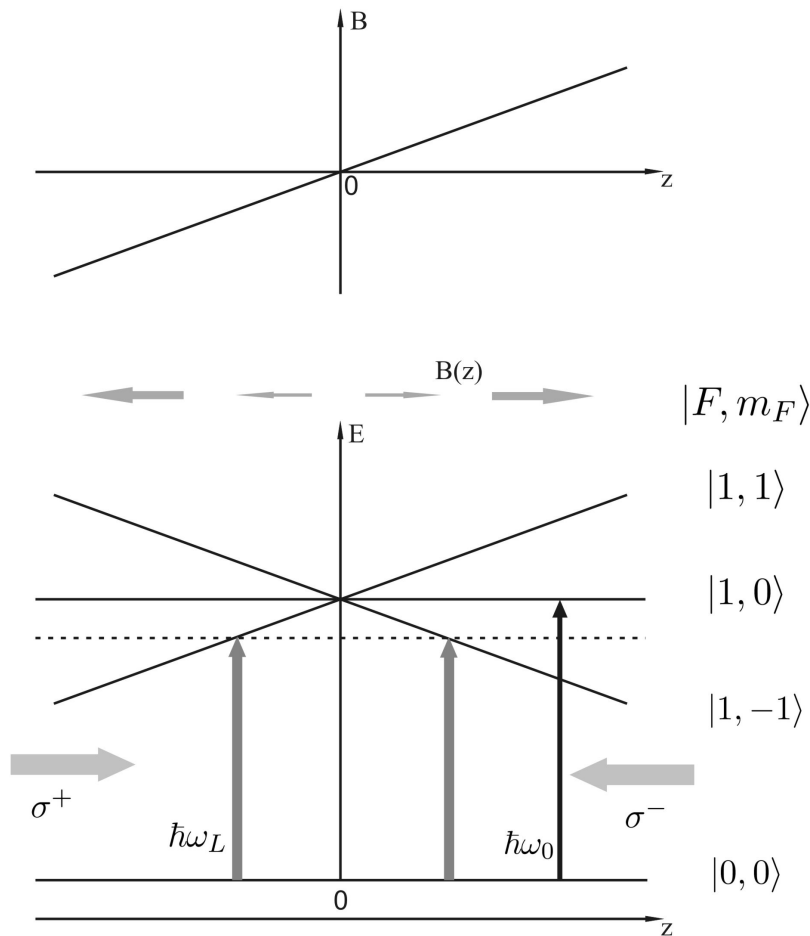
Możliwe jest chłodzenie poniżej granicy odrzutu (tzw. subrecoil cooling). Realizuje się to metodą chłodzenia ramanowskiego oraz „spójnym uwięzieniem obsadzeń zależnym od prędkości” (VSCPT), czego ideowy opis znaleźć można w pracy [3].

1.5 Pułapka magnetoptyczna (z ang. MOT)

Atomy w melasie optycznej nie są zlokalizowane w żadnym określonym miejscu w przestrzeni. Jednakże można to osiągnąć poprzez dodanie do sił działających w melasie siły zależnej od położenia. W tym celu wprowadza się

⁷synonim chłodzenia subdopplerowskiego

niejednorodne pole magnetyczne o stałym gradiencie — powoduje ono wytworzenie niejednorodności rozszczepień zeemanowskich podpoziomów atomowych. Pole takie ma wartość zerową w centrum pułapki i zwiększa swoje natężenie wraz z oddalaniem się od centrum, przy czym zmienia znak przy przejściu przez 0. Stosuje się pole magnetyczne o symetrii kwadrupolowej wytworzone przez cewki w układzie antyhelmholtza. W takim polu rozszczepienie podpoziomów zeemanowskich rośnie wraz z oddalaniem się od $z = 0$, czyli zależy od położenia. Dodatkowo przeciwbieżne wiązki laserowe polaryzuje się kołowo; są one też odstrojone ku czerwieni o niewielką wartość (rzędu kilku – kilkunastu MHz).



Rysunek 1.7: Atom wielopoziomowy o kręcie $F = 0$ w stanie podstawowym i $F' = 1$ w stanie wzbudzonym w polu magnetycznym \mathbf{B} o stałym gradiencie.

Rozpatrzmy atom o kręcie $F = 0$ w stanie podstawowym i $F' = 1$ w stanie wzbudzonym. Stan wzbudzony w polu magnetycznym ulega rozszczepieniu na 3 podpoziomy zeemanowskie o wartości magnetycznej liczby kwantowej

$m_{F'} = 0, \pm 1$. Światło spolaryzowane kołowo $\sigma^{+(-)}$ indukuje przejścia odpowiednio o $\Delta m = 1(-1)$. Dla pewnej klasy prędkości odstrojenie jest kompensowane przez efekt Dopplera i zeemanowskie przesunięcie, więc w pewnym miejscu częstość wiązki w układzie atomu staje się rezonansowa. Dla światła spolaryzowanego σ^+ , poruszającego się w dodatnią stronę osi z , miejsce to jest po stronie $z < 0$, natomiast po stronie $z > 0$ wiązka jest silnie odstrojona od rezonansu w związku z przesunięciem poziomym $m_{F'} = +1$ w górę. Analogiczne zjawisko występuje dla wiązki σ^- . Ilustruje to rysunek 1.7. W związku z tym na atom działają siły spontaniczne spychające go do centrum pułapki, które jednocześnie go spowalniają. Poprzez zmianę odstrojenia można zmieniać klasę pułapkowanych atomów — im ono jest mniejsze, tym wolniejsze atomy ulegają pułapkowaniu. Całkowite odstrojenie wynosi teraz $\Delta \mp \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \beta z$ [10], gdzie $\beta = \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z} (m_F g_F - m_{F'} g_{F'})$, μ_B to magneton Bohra, g_F to czynnik Landégo podpoziomu m_F . W związku z tym działającą siłę możemy przedstawić w postaci

$$\mathcal{F} = -\alpha \mathbf{v} - \kappa \mathbf{z}, \quad (1.51)$$

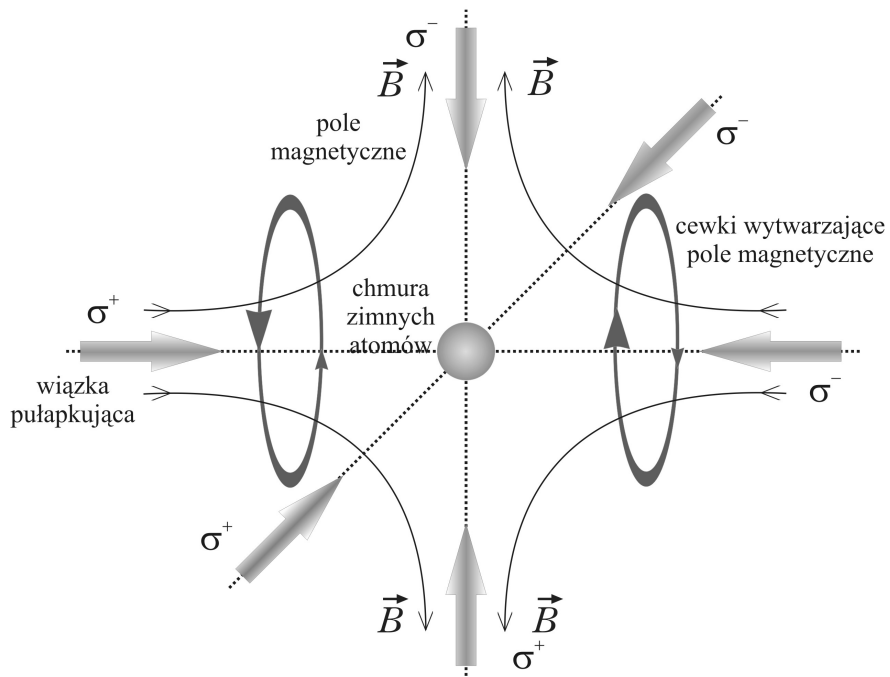
gdzie κ to współczynnik sprężystości⁸. Pułapka trójwymiarowa powstaje poprzez dodanie dwóch dodatkowych par przeciwbieżnych wiązek w kierunkach ortogonalnych, co przedstawia rysunek 1.8.

Obliczenie kwadratu prędkości (rozdział (1.3.2) i (1.3.3) z uwzględnieniem zależności przestrzennej w sile (1.51)) w centrum pułapki ($z = 0 = \beta z$) daje temperaturę kinetyczną⁹

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{4} \frac{1 + 6 \frac{I}{I_0} + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2}{\frac{2\Delta}{\Gamma}}. \quad (1.52)$$

⁸ $\kappa = -4\hbar k \frac{I}{I_0} \frac{\frac{2\Delta}{\Gamma} \beta}{\left(1 + 2N \frac{I}{I_0} + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2\right)^2}$

⁹ $\frac{3}{2} k_B T = \frac{Mv^2}{2}$

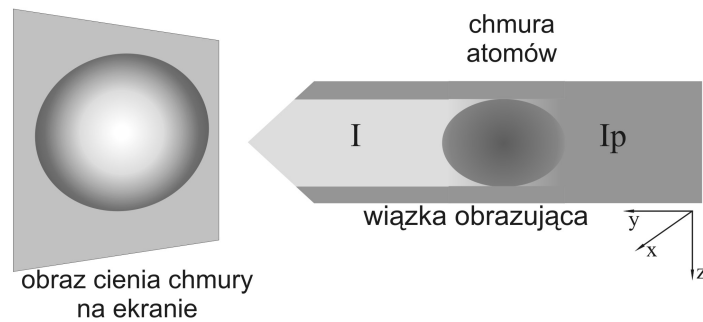


Rysunek 1.8: Schemat trójwymiarowej pułapki magnetoptycznej.

Rozdział 2

Obrazowanie absorpcyjne

Atomy oświetlane rezonansową wiązką obrazującą o małym natężeniu absorbują i rozpraszają fotony, w związku z czym na matrycy CCD możemy oglądać cień atomów na tle wiązki. Schematycznie przedstawia to rysunek 2.1. Ilość zaabsorbowanego światła wzdłuż kierunku propagacji określana



Rysunek 2.1: Obrazowanie chmury atomów — wiązka obrazująca przechodzi przez chmurę atomów i jest rejestrowana na matrycy CCD.

jest przez kolumnową gęstość optyczną (głębokość optyczną) OD_{col} zgodnie z *prawem Lamberta-Beera*

$$I = I_p e^{-OD_{col}}, \quad (2.1)$$

gdzie I_p to natężenie wiązki padającej, natomiast

$$OD_{col} = OD(x, z) = \sigma \int n(x, y, z) dy, \quad (2.2)$$

gdzie $n(x, y, z)$ to gęstość atomów w chmurze, a σ to przekrój czynny na absorpcję fotonów. Zakładając rozkład gaussowski położenia atomów, gęstość kolumnową możemy zapisać jako

$$OD(x, z) = OD_{max} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}}, \quad (2.3)$$

gdzie OD_{max} to unormowanie rozkładu. W eksperymencie wykonywane są 3 kolejne zdjęcia:

- samej wiązki obrazującej (I_W),
- wiązki obrazującej po przejściu przez chmurę atomów (I_A),
- tła bez wiązki i chmury (I_B).

Od dwóch pierwszych zdjęć odejmowane jest tło. Następnie na podstawie wzoru (2.1), gdzie I zastąpione jest przez $I_A - I_B$, a I_p przez $I_W - I_B$, dla każdego piksela obliczana jest kolumnowa gęstość optyczna

$$OD(x, z) = \ln \frac{I_W - I_B}{I_A - I_B}. \quad (2.4)$$

2.1 Liczba atomów

Całkowitą liczbę atomów otrzymuje się z gęstości

$$N = \int n(x, y, z) dx dy dz = \frac{1}{\sigma} \int OD(x, z) dx dz. \quad (2.5)$$

Podstawiając (2.3) i wykonując całkowanie dostajemy

$$N = \frac{OD_{max}}{\sigma} 2\pi\sigma_x\sigma_z. \quad (2.6)$$

Przekrój czynny na absorpcję wyraża się wzorem

$$\sigma = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_0}}{1 + \frac{I}{I_0} + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2}} \frac{\hbar\omega_L}{I}, \quad (2.7)$$

czyli poprzez iloczyn szybkości rozpraszania fotonów i stosunku energii fotonu do natężenia wiązki. Ponieważ $I \ll I_0$, σ rozwinąć można w szereg Taylor'a; wtedy biorąc człon liniowy w $\frac{I}{I_0}$ otrzymujemy

$$\sigma = \frac{\Gamma\hbar\omega_L}{2I_0} \frac{1}{1 + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2}}. \quad (2.8)$$

Ponieważ wiązka obrazująca jest rezonansowa, σ upraszcza się do

$$\sigma = \frac{\Gamma\hbar\omega_L}{2I_0}. \quad (2.9)$$

Dopasowując do przetworzonego zdjęcia absorpcyjnego (w którym każdy piksel to obliczona OD_{col}) dwuwymiarowy rozkład Gaussa, dostajemy OD_{max} jako amplitudę i σ_x , σ_z jako promienie chmury atomów. Znając σ dla przejścia pułapkującego w ^{85}Rb i stosując (2.6), otrzymuje się całkowitą liczbę atomów N .

2.2 Pomiar temperatury metodą czasu przelotu

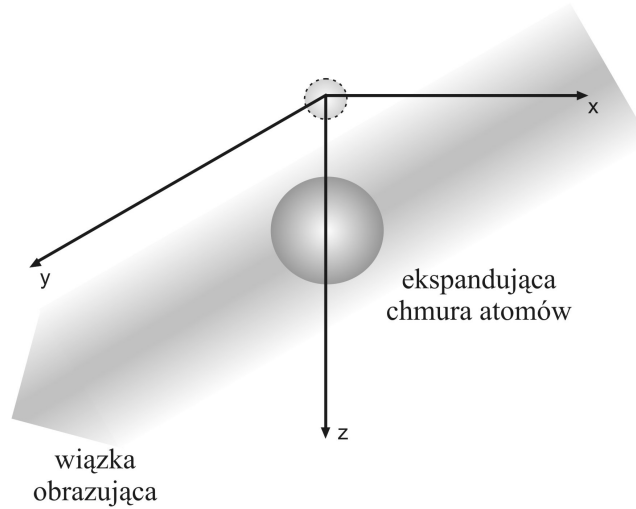
Aby obliczyć temperaturę atomów, wyłączamy pułapkę i obrazujemy ekspandującą chmurę, opadającą w polu grawitacyjnym. Znając promień rozkładu położeń chmury po wybranym czasie, obliczyć można promień rozkładu prędkości, a stąd temperaturę atomów.

Poniższe rozważania opierają się na pracach [10–12]. Zakładamy, że sygnał absorpcyjny jest wprost proporcjonalny do liczby atomów (natężenie mniejsze niż nasycające). W chwili początkowej $t_0 = 0$ rozkład położeń i prędkości atomów w pułapce można scharakteryzować unormowanym rozkładem gaussowskim

$$P_z(z_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_0^2}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{2\sigma_0^2}\right) \quad (2.10)$$

$$P_v(v_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_v^2}} \exp\left(-\frac{v_0^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad (2.11)$$

Kierunek z jest kierunkiem swobodnego spadku (patrz rys. 2.2). Kwadrat



Rysunek 2.2: Opadająca chmura atomów w świetle wiązki obrazującej.

prędkości w centrum pułapki nie zależy od kierunku (brak zależności od gradientu pola magnetycznego we wzorze (1.52)). Rozkład rzutu prędkości na dowolny kierunek jest rozkładem Maxwella o szerokości połówkowej $\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{M}}$. Uwzględniając $E_{kin} = \frac{Mv^2}{2}$, zapisujemy ciąg równości

$$\exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}\right) = \exp\left(-\frac{E_{kin}}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{Mv^2}{2k_B T}\right). \quad (2.12)$$

Można stąd wyznaczyć zależność temperatury atomów od ich rozkładu prędkości

$$T = \frac{M}{k_B} \sigma_v^2. \quad (2.13)$$

Jak zobaczymy dalej, σ_0 i σ_v występują w kwadratach we wzorze (2.15), więc wystarczy, by wielkość początkowa chmury była kilka razy mniejsza niż $\sigma_v t$, by było można ją zaniedbać. Zakładając takie przybliżenie przyjmujemy, że po wyłączeniu pułapki atomy wylecą z punktu $z = 0$ w dowolnym kierunku i będą się poruszać po trajektoriach parabolicznych właściwych dla rzutu ukośnego $z = z_0 + v_0 t - \frac{1}{2} g t^2$. Po czasie t swobodnego spadku, gęstość atomów wyraża się wzorem (dokładne obliczenia znaleźć można w pracy [11])

$$n(x, y, z; t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}^3 \sigma_t^3(t)} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_t^2(t)}} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_t^2(t)}} e^{-\frac{(z - \frac{1}{2} g t)^2}{2\sigma_t^2(t)}}, \quad (2.14)$$

gdzie

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2}. \quad (2.15)$$

W rzeczywistości σ_0 są różne w kierunkach x , y i z (kształt chmury określony przez pole magnetyczne w pułapce). Ponieważ $\sigma_0^2 \ll \sigma_v^2 t^2$, przyjąć można, że $\sigma_t^2 \simeq \sigma_v^2 t^2$. Jak w poprzednim przypadku, do przetworzonego zdjęcia absorpcyjnego dopasować należy dwuwymiarowy rozkład Gaussa

$$OD(y, z) = OD_{max} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_{v_x}^2 t^2}} e^{-\frac{(z - \frac{1}{2} g t)^2}{2\sigma_{v_z}^2 t^2}}. \quad (2.16)$$

Dostajemy wtedy wartość $\sigma_{v_{x,z}}$ i możemy obliczyć temperaturę ze wzoru (2.13).

2.3 Przejście od modelu do rzeczywistości

Przekrój czynny na absorpcję (2.7) i występujące w nim natężenie nasycenia I_0 (zdefiniowane przy (1.24)) oblicza się na podstawie optycznych równań Blocha dla atomu dwupoziomowego, ze wszystkimi koniecznymi przybliżeniami. Biorąc $I = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_0^2$, dostajemy

$$I_0 = \frac{c \epsilon_0 \Gamma^2 \hbar^2}{4 |\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{d}|}, \quad (2.17)$$

gdzie $\hat{\mathbf{e}}$ to jednostkowy wektor polaryzacji, a \mathbf{d} to moment dipolowy [13]. Widać zatem, że σ zależy będzie od polaryzacji światła i odpowiednich momentów dipolowych. Dla ^{85}Rb , dla polaryzacji kołowej σ^+ dla przejścia $|F = 3, m_F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4, m_{F'} = 4\rangle$ i dla σ^- dla przejścia $|F = 3, m_F = -3\rangle \rightarrow |F' = 4, m_{F'} = -4\rangle$ dostajemy $I_0 = 1,62 \frac{mW}{cm^2}$.

W rzeczywistości należy wziąć poprawkę na niedoskonałość polaryzacji wiązki obrazującej (i ewentualnie jej kierunek w stosunku do występującego pola magnetycznego), nieskompensowane pola magnetyczne (laboratoryjne, ziemskie), różne populacje podpoziomów zeemanowskich zdegenerowanego stanu podstawowego (atom wielopoziomowy) i inne efekty. W związku z tym, w rzeczywistości natężenie saturacyjne I_0 jest prawdopodobnie z przedziału $1-4 \frac{mW}{cm^2}$ (na podstawie danych z [13]). W kolejnych dwóch rozdziałach przedstawię dwa rozwiązania tego problemu poprzez uzyskanie atomu efektywnie dwupoziomowego lub zmierzenie efektywnego natężenia nasycenia.

Pole magnetyczne

Najprostszym sposobem jest użycie stosunkowo małego jednorodnego pola magnetycznego (rzędu 1 Gs), które w wyniku efektu Zeemana znosi degenerację podpoziomów magnetycznych. Najlepiej, gdy kierunek propagacji wiązki obrazującej i kierunek pola magnetycznego jest równocześnie wybrany jako oś kwantyzacji, względem której definiujemy wartość rzutu m_F całkowitego momentu pędu oraz polaryzację światła. Polaryzujemy wiązkę obrazującą kołowo σ^+ lub σ^- , w związku z czym następuje pompowanie optyczne. Atomy są przepompowywane relatywnie szybko do skrajnego podpoziomu zeemanowskiego stanu podstawowego, w związku z czym otrzymujemy atom efektywnie dwupoziomowy i możemy zastosować odpowiednie $I_0 = \frac{\hbar\omega^3\Gamma}{12\pi c^2}$ [13], dla ^{85}Rb równe $1,62 \frac{mW}{cm^2}$.

Efektywne natężenie nasycenia

Sposób wyznaczenia efektywnego natężenia nasycenia opiszę na podstawie eksperymentu francuskiej grupy prof. D. Guéry-Odelin'a [14]. Opisane jest ono poprzez parametr α^* , który uwzględnia wymienione wyżej odstępstwa od idealnej sytuacji — $I_{eff}^{sat} = \alpha^* I_0^{sat}$ ($I_0^{sat} = 1,62 \frac{mW}{cm^2}$, używane będą oznaczenia autorów pracy). Prawo Beer'a z uwzględnieniem efektów nasyceniowych (i dla wiązki rezonansowej) jest postaci

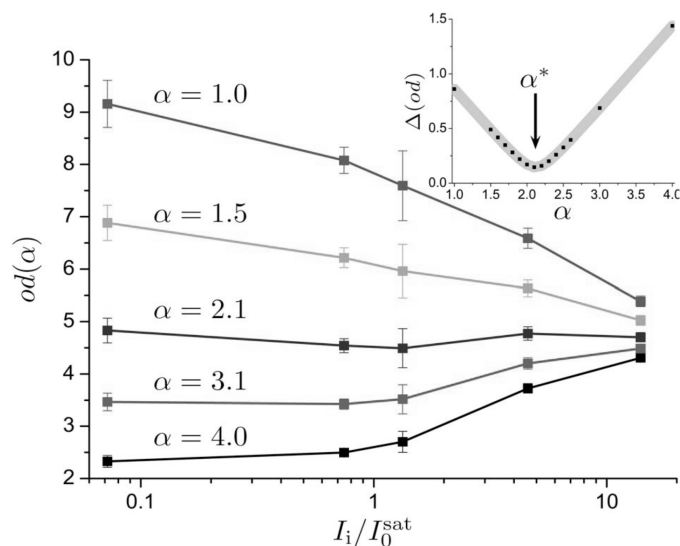
$$\frac{dI}{dz} = -n \frac{\sigma}{\alpha^*} \frac{1}{1 + \frac{I}{I_{eff}^{sat}}} I. \quad (2.18)$$

Głębokość optyczna oznaczona $od_0(x, y)$ przedstawiona jest za pomocą funkcji zależnej od α^*

$$f(x, y; \alpha^*) = -\alpha^* \ln \frac{I_f(x, y)}{I_i(x, y)} + \frac{I_i(x, y) - I_f(x, y)}{I_0^{sat}}, \quad (2.19)$$

gdzie $I_i(x, y) = I_W - I_B$, $I_f(x, y) = I_A - I_B$, natomiast $-\ln \frac{I_f(x, y)}{I_i(x, y)} = \delta_0(x, y)$ to gęstość optyczna. Definicja $od_0(x, y)$ zależy zatem tylko od właściwości

chmury. Ponadto dla obrazowania absorpcyjnego w reżimie niskiego natężenia ($I_i(x, y) \ll I_0^{sat}$) mamy $od_0(x, y) \simeq \alpha^* \delta_0(x, y)$.



Rysunek 2.3: Rysunek z pracy [14]. Dla każdego otrzymanego obrazu absorpcyjnego obliczana jest szczytowa głębokość optyczna dla różnych α . Wykres przedstawia $od(\alpha)$ w funkcji znormalizowanego natężenia wiązki padającej. W praktyce obliczane jest odchylenie standardowe $od(\alpha)$ i metodą najmniejszych kwadratów uzyskiwane jest to $\alpha = \alpha^*$, dla którego $\Delta(od(\alpha))$ jest najmniejsze.

Należy teraz doświadczalnie wyznaczyć parametr α^* . W tym celu przygotowana jest dwuwymiarowa pułapka magnetoptyczna, która jest obrazowana dla różnych natężeń wiązki obrazującej. Dla różnych wartości α (z przedziału 1–4) należy obliczyć $f(x, y; \alpha)$ dla wszystkich otrzymanych obrazów, przy czym amplitudę $od(\alpha)$ mamy z dopasowania rozkładu Gaussa. Wśród wszystkich α jest tylko jedno takie (oznaczane α^*), dla którego wszystkie obliczone $od_0(\alpha)$ są takie same dla różnych natężeń wiązki obrazującej (porównaj rys. 2.3).

2.4 Inne metody obrazowania

2.4.1 Fluorescencyjne

Obrazowanie fluorescencyjne jest najprostsze do realizacji, jednakże daje słaby sygnał dla małych gęstości obrazowanej chmury. Rejestrowane jest światło rozproszone nieelastycznie przez atomy w wyniku pochłonięcia i reemisji fotonów z rezonansowej (lub prawie rezonansowej) wiązki laserowej. Światło jest emitowane w cały kąt bryłowy, lecz rejestrowane tylko z pewnego

określonego kąta, więc tylko pewna część fotonów dociera do kamery. Dobrze, aby przejście atomowe było nasycone. Uniezależniamy się wtedy od natężenia i przestrzennej jakości wiązek obrazujących i ograniczamy fluktuacje. Tak jak obrazowanie absorpcyjne, jest to metoda destrukcyjna — następuje ogrzewanie chmury oraz jej przesunięcie wywołane ciśnieniem światła.

2.4.2 Dyspersyjne

Chmura atomów jest w tym przypadku obiektem fazowym. Oświetlamy ją odstrojoną od rezonansu wiązką obrazującą, która nie jest absorbowana, czyli nie powoduje podgrzewania próbki. Jest to więc metoda niedstrukcyjna. Część padającego na chmurę światła jest rozpraszana (elastycznie, nie przez absorpcję) i doznaje przesunięcia fazowego ϕ . Padająca fala płaska po przejściu przez obiekt

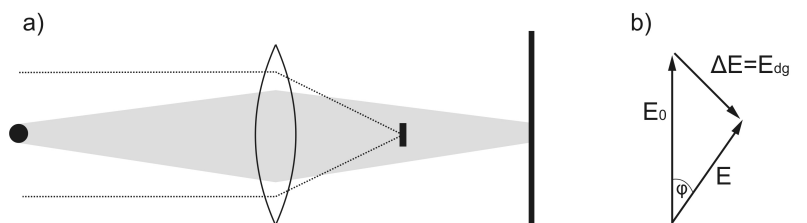
$$E = tE_0e^{i\phi} = E_0 + \Delta E, \quad (2.20)$$

gdzie t to współczynnik transmisji.

Niżej opisane metody dyspersyjne stosowane są przede wszystkim do obrazowania *in situ* obiektów takich jak kondensat Bosego-Einsteina, czyli optycznie gęstych i czułych na podgrzewanie i pompowanie optyczne powodowane przez absorbowane fotony. Dlatego niezbędne jest używanie wiązki odstrojonej od rezonansu, która nie powodując niszczenia obiektu pozwala na wielokrotną jego obserwację. Ponadto metody dyspersyjne minimalizują liczbę fotonów „użytych” do obrazowania [15]. Wadą jest to, że wymagają często dodatkowych układów stabilizacji oraz interpretacja obrazu jest bardziej skomplikowana.

Metoda zaciemnionego pola

W metodzie zaciemnionego pola (*ang. dark ground imaging*) [16], [17] światło, które nie uległo rozproszeniu na chmurze, jest blokowane na obiekcie (przesłonie) w ognisku soczewki, co przedstawia rys. 2.4. Do matrycy kamery



Rysunek 2.4: Rysunek a) to schemat układu do obrazowania metodą zaciemnionego pola, rysunek b) to diagram pokazujący wektory pola elektrycznego opisane w tekście.

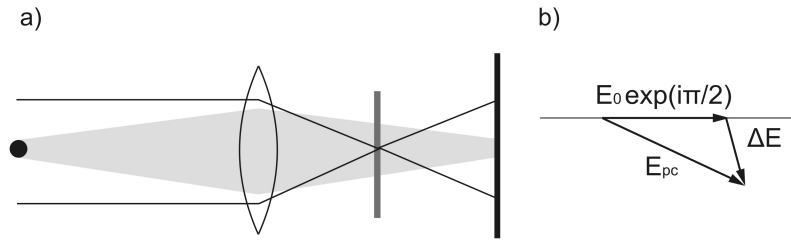
dociera tylko światło rozproszone, dając sygnał zaciemnionego pola

$$\langle I_{dg} \rangle = \frac{1}{2} |\Delta E|^2 = \frac{1}{2} |E - E_0|^2 = I_0 [1 + t^2 - 2t \cos \phi]. \quad (2.21)$$

Dla małych ϕ sygnał jest kwadratowy w ϕ . Może to być wadą, gdyż zminimalizowanie absorpcji (która wprowadza zniekształcenia obrazu) wymaga $\phi \ll 1$, co daje stosunkowo słaby sygnał [18].

Metoda kontrastu fazowego

W metodzie kontrastu fazowego (*ang. phase-contrast imaging*) [16], [17] w ognisko soczewki wkłada się płytkę fazową, która zmienia fazę nierozpraszanego światła o $\pm \frac{\pi}{2}$ (patrz rys. 2.5). Na matrycy kamery rejestrowany jest



Rysunek 2.5: Rysunek a) to schemat układu do obrazowania metodą kontrastu fazowego, rysunek b) to diagram pokazujący wektory pola elektrycznego opisane w tekście.

sygnał pochodzący z interferencji światła rozproszonego i przesuniętego w fazie światła nierozproszonego

$$\langle I_{pc} \rangle = \frac{1}{2} \left| E_0 e^{\pm \frac{i\pi}{2}} - \Delta E \right|^2 = \frac{1}{2} \left| E + E_0 \left(e^{\pm \frac{i\pi}{2}} - 1 \right) \right|^2 = I_0 \left[t^2 + 2 - 2\sqrt{2}t \cos \left(\phi \pm \frac{\pi}{4} \right) \right]. \quad (2.22)$$

Dla małych ϕ sygnał jest liniowy w ϕ .

Obrazowanie przez kontrast polaryzacji

Metoda obrazowania przez kontrast polaryzacji (*ang. polarization-contrast imaging*) [16], [18] wykorzystuje dwójłomność atomów w silnym polu magnetycznym. Wiązka próbkująca jest spolaryzowana liniowo w kierunku prostopadłym do kierunku pola magnetycznego i propaguje pod pewnym kątem do pola. Pole elektryczne wiązki przedstawiamy jako sumę składowych $\mathbf{E} = \mathbf{E}_c + \mathbf{E}_{nc}$, gdzie \mathbf{E}_c sprzęga się do przejścia σ^+ i doznaje przesunięcia fazowego, natomiast \mathbf{E}_{nc} nie. Po przejściu przez polaryzator składowe interferują i dla odpowiednio dużego odstrojenia wiązki próbkującej od rezonansu rejestruje się rozkład natężenia postaci

$$I_s(r) = I_0 \left[\cos^2 \theta + \frac{\sqrt{3}}{4} \phi(r) \sin 2\theta - \frac{3}{16} \phi(r)^2 \cos 2\theta \right], \quad (2.23)$$

gdzie θ to kąt między osią polaryzatora a początkową polaryzacją wiązki próbkującej. Przez odpowiedni dobór θ można realizować obrazowanie przez kontrast fazowy i metodę zaciemnionego pola, a także dobrać odpowiedni stosunek sygnału do szumu.

Przestrzenne obrazowanie heterodynowe

W przestrzennym obrazowaniu heterodynowym (*ang. spatial heterodyne imaging*) [15] używane są dwie wiązki z tego samego lasera: jedna jest wiązką odniesienia I_c i nie przechodzi przez chmurę, druga to wiązka próbkująca I_p i doznaje zmiany fazy przy przejściu przez chmurę z powodu współczynnika załamania atomów. Wiązki padają na matrycę kamery pod kątem θ do siebie i interferują dając liniowe prążki, których pozycja jest zdeterminowana przez całościowe przesunięcie fazowe χ

$$I(r) = I_c + I_p + 2\sqrt{I_c I_p} \cos\left(\chi + 2\pi\theta\hat{k}_\perp \cdot \frac{r}{\lambda} - \phi(r)\right), \quad (2.24)$$

gdzie \hat{k}_\perp to wektor wzdłuż składowej wektora \mathbf{k} wiązki odniesienia prostopadły do kierunku wiązki próbkującej. Z zarejestrowanych prążków można zrekonstruować $\phi(r)$. Zaletą przestrzennego obrazowania heterodynowego jest fakt, iż nie potrzeba tak precyzyjnie wykonanego elementu jakim jest płytki fazowa; uzyskiwany jest także znakomity stosunek sygnału do szumu dla niskich natężeń wiązek obrazujących.

Rozdział 3

Opis układu doświadczalnego

3.1 Schemat układu

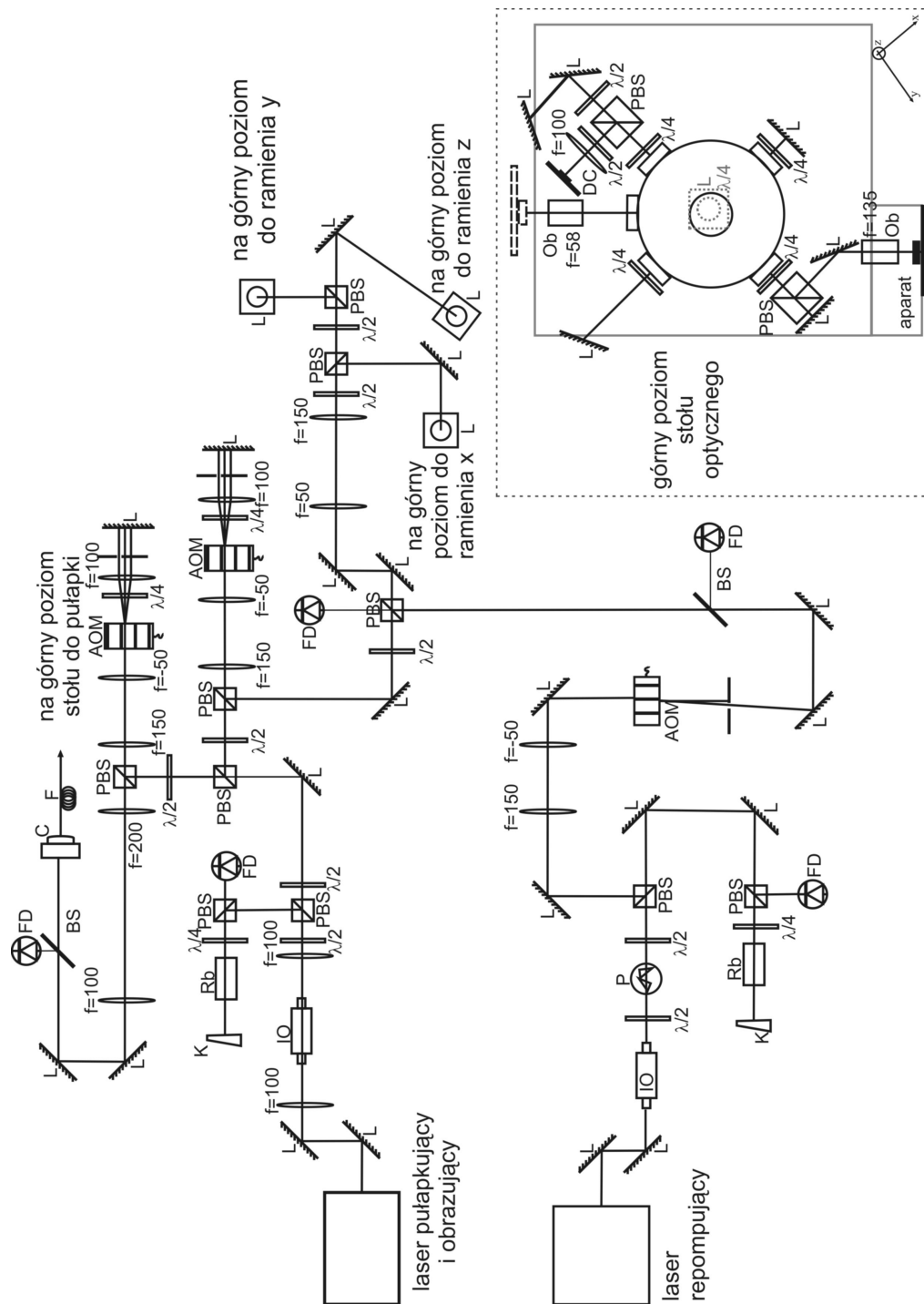
W tym rozdziale opisany zostanie układ pułapki magnetoptycznej i obrazowania absorpcyjnego. Na rysunku 3.1 przedstawiony jest schemat tego układu. W dalszej części rozdziału omówione zostaną jego poszczególne części.

W stosunku do układu pułapki używanego w poprzednich eksperymentach opisanych w [1] i [2], obecnie używany układ został dość znacznie zmodyfikowany. Zakupiony został laser diodowy firmy TOPTICA Photonics (patrz rozdz. 3.2), który zastąpił stosowany dotychczas do pułapkowania układ lasera *master* i *slave*. Laser *master* wymuszał *slave'a* (techniką „*injection locking*” [19]), który odtwarzał parametry spektralne lasera *master* i jednocześnie dawał odpowiednią moc promieniowania. Moc promieniowania lasera TOPTICA jest wystarczająca do pułapkowania i obrazowania atomów rubidu.

W obecnym układzie do wyłączania wiązek służą modulatory akustooptyczne (patrz 3.2.2). Ich zaletą jest szybkość (możliwość „mignięcia” wiązką w czasie rzędu $100 \mu s$, podczas gdy dla używanych poprzednio przesłon elektromagnetycznych było to rzędu 1 ms). Ponadto modulatory nie wprowadzają drgań, jak również nie powodują innych problemów typowych dla używania przesłon.

W poprzednim układzie do uzyskania odpowiedniego odstrojenia ku czerwieni lasera pułapkującego używano pola magnetycznego (wytwarzanego przez cewkę nawiniętą na komórkę z parami rubidu w układzie spektroskopii nasyceniowej [1]), które powodowało zeemanowskie rozszczepienia i przesunięcia dipów saturacyjnych w spektroskopii nasyceniowej. Na jednej z przesuniętych linii stabilizowany był laser. Aktualnie do uzyskania pożądanego odstrojenia stosowany jest układ spektroskopii nasyceniowej i modulator akustooptyczny, co opisane jest w rozdziałach 3.2.1 i 3.2.2.

Dobudowany został także układ obrazowania absorpcyjnego atomów (3.4),



Rysunek 3.1: Schemat układu doświadczalnego pułapki magnetoptycznej i obrazowania absorpcyjnego. Oznaczenia: L — lustro, f — soczewka o ogniskowej f , Ob — obiektyw o ogniskowej f , PBS — polaryzująca kostka światłodziela, BS — płytka światłodziela, $\lambda/2$ i $\lambda/4$ — płytka półfalowa i ćwierćfalowa, F — światłowód, C — sprzęgacz, DC — odsprzęgacz, FD — fotodioda, K — klin szklany, P — pryzmaty, AOM — modulator akustooptyczny, IO — izolator optyczny, Rb — komórka z rubidem, aparat — aparat cyfrowy Apogee Alta.

którego wykonanie było celem tej pracy. Dla jego prawidłowego działania konieczne jest szybkie wyłączenie wiązki lasera repompującego, w związku z czym w tor jego wiązki również wstawiono modulator akustooptyczny (3.3.2).

3.2 Lasery półprzewodnikowe

W doświadczeniu używane były dwa lasery — pułapkujący i obrazujący oraz repompujący. Szczegóły pułapkowania atomów rubidu z użyciem tych laserów opisane są w Dodatku B.

Do pułapkowania i obrazowania służył laser diodowy firmy TOPTICA Photonics, model *DL 100* (dioda #LD-0780-0150-2), pracujący w układzie z zewnętrznym rezonatorem typu Littrowa (z siatką dyfrakcyjną $1800 \frac{rys}{mm}$) [20]. Przy natężeniu prądu zasilającego diodę $194 mA$ i temperaturze $21 ^\circ C$ laser świecił na długości fali $780 nm$ i jego moc wynosiła około $143 mW$. Zastosowany rezonator zewnętrzny zapewnia zawężenie promieniowania emitowanego z diody laserowej (praca jednomodowa) oraz umożliwia przestrajanie lasera. Dedykowany układ elektroniczny *SC 110* kontrolujący przestrajanie lasera sprzężony jest z układem kontroli prądu (*DCC 110*) zasilającego diodę. Podczas gdy laser jest przestrajany poprzez element piezoelektryczny (zmiana kąta siatki w stosunku do kierunku padającego światła oraz zmiana długości rezonatora zewnętrznego), do prądu zasilającego diodę dodawany jest wzmacniony sygnał podany w tym czasie na piezoelektryk (powoduje to zmianę współczynnika załamania materiału półprzewodnikowego i przez to zmianę długości wewnętrznego rezonatora). Takie poszerzone przestrajanie umożliwia zakres przestrajania wolny od przeskoków modów rzędu $0,03-0,05 nm$ (ok. $24 GHz$ dla $780 nm$). Temperatura jest regulowana poprzez układ elektroniczny *DTC 110* (z układem sprzężenia zwrotnego omówionego pokrótce w następnym akapicie), połączony z elementem termoelektrycznym znajdującym się pomiędzy główną częścią lasera (dioda w mocowaniu, kolimator i siatka dyfrakcyjna spoczywające na metalowej płytce) a podstawą lasera będącą rezerwuarem ciepła. Odczyt temperatury umożliwia termistor *NTC* ($10k\Omega$) przymocowany do metalowej płytki.

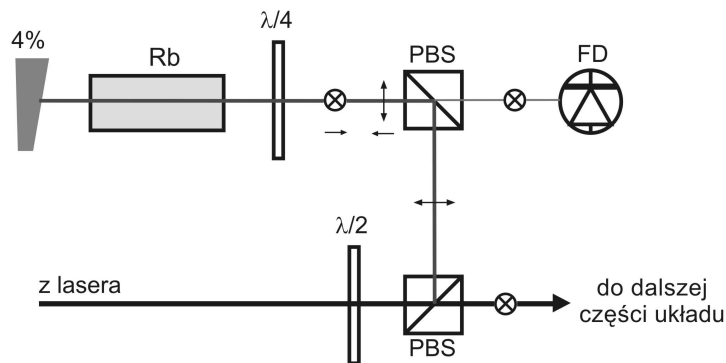
Laser repompujący to przestrajalny laser diodowy z zewnętrznym rezonatorem typu Littmana-Metcalfa z diodą Hitachi HL7851G. Stabilizację temperatury zapewnia układ sprzężenia zwrotnego typu PID (układ proporcjonalny *P*, całkujący *I* oraz różniczkujący *D*). Dioda laserowa mocowana jest na miedzianym elemencie spoczywającym na module Peltiera. Odczyt i regulacja temperatury możliwe są dzięki czujnikom przyklejonym do elementu miedzianego. Czujnik *LM 35* podaje przybliżoną temperaturę w $^\circ C$, zaś termistor *NTC* połączony z potencjometrem włączony jest w układ sprzężenia zwrotnego i umożliwia regulację temperatury poprzez zmianę napięcia na potencjometrze. Zmiana napięcia powoduje zmianę oporności termistora; zadana temperatura zostaje uzyskana, gdy zrówna się opór termistora i

potencjometru. Różnica spadków napięć na tych oporach daje sygnał błędu, który podawany jest na układ *PID*, odpowiednio wzmacniany i podawany na moduł Peltiera tak, aby wyzerować sygnał błędu [11, 21]. Układ elektroniczny umożliwia odczyt temperatury aktualnej, jak również temperaturę zadaną i odchylenie od tej temperatury. Kolejny układ elektroniczny umożliwia także przestrajanie rezonatora zewnętrznego poprzez zmianę położenia lustra umieszczonego na elemencie piezoelektrycznym.

Wstępna kontrola długości fali lasera odbywa się za pomocą spektrografu siatkowego *Carl Zeiss Jena* model *PGS2* (w Zakładzie Fotoniki), do którego światło jest kierowane światłowodem. Obraz wyjściowy obserwowany jest na tle siatki milimetrowej za pomocą kamery CCD. Dokładną długość fali, a zatem i częstotliwość lasera, otrzymuje się poprzez stabilizację lasera na częstotliwości wybranego przejścia atomowego między poziomami struktury nadsubtelnej (3.2.1).

3.2.1 Układ spektroskopii nasyceniowej

Zmiana temperatury i prądu diody laserowej nie pozwala na stabilne dostrojenie do żądanej częstotliwości. Aby otrzymać określoną częstotliwość, należy stabilizować laser na przejściu atomowym. Wykorzystuje się do tego celu układ spektroskopii nasyceniowej oraz wzmacniacz fazoczuły (tzw. *LOCK-IN*).



Rysunek 3.2: Układ spektroskopii nasyceniowej lasera pułapkującego i obrazującego; PBS — polaryzująca kostka światłdzieląca, FD — fotodioda, $\frac{\lambda}{2}$ i $\frac{\lambda}{4}$ — płytki półfalowa i ćwierćfalowa. Na rysunku zaznaczono także polaryzacje wiązek: \uparrow (w płaszczyźnie rysunku) oraz \otimes (w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny rysunku), strzałki pod symbolami oznaczają kierunek propagacji wiązki.

Układ spektroskopii nasyceniowej omówiony zostanie na przykładzie wiązki lasera pułapkującego (rys. 3.2). Na pierwszą polaryzującą kostkę światłdzielącą (*PBS*) pada silna wiązka o polaryzacji tak dobranej za pomocą płytki półfalowej ($\frac{\lambda}{2}$), aby niewielka część wiązki została skierowana do

układu spektroskopii nasyceniowej. Ta słaba wiązka jest uginana na kolejnej kostce światłodzieliącej, przechodzi przez płytkę ćwierćfalową ($\frac{\lambda}{4}$) i kómkę z parami rubidu, pełniąc rolę wiązki pompującej. Od klina szklanego odbijane jest ok. 4% wiązki; zastosowanie klina zamiast płytki płaskorównoległej zapobiega interferencji wiązki padającej i odbitej. Odbita osłabiona wiązka, będąca wiązką próbkującą, w wyniku dwukrotnego przejścia przez płytkę ćwierćfalową zmienia swoją polaryzację na ortogonalną i przechodząc przez kostkę światłodzieliącą jest kierowana do detektora (fotodiody). Laser jest przestrajany w niewielkim zakresie poprzez sygnał piłokształtny (tzw. rampa) o amplitudzie wystarczającej do przemiatania widma spektroskopii saturacyjnej. Ponadto częstotliwość lasera modulowana jest poprzez sygnał sinusoidalny o małej amplitudzie, co jest konieczne do poprawnego działania wzmacniacza fazoczułego. Częstotliwość lasera zmieniać można poprzez sygnał stałego napięcia o regulowanej wartości, tzw. offset. Na oscyloskopie obserwowane jest widmo spektroskopii nasyconej absorpcji z pikami odpowiadającymi przejściom pomiędzy poziomami struktury nadsztywnej i rezonansami krzyżowymi¹ dla wybranego przejścia linii D_2 rubidu. Struktura poziomów energetycznych izotopów rubidu i przykładowe widma spektroskopii nasyceniowej dostępne są w Dodatku B.

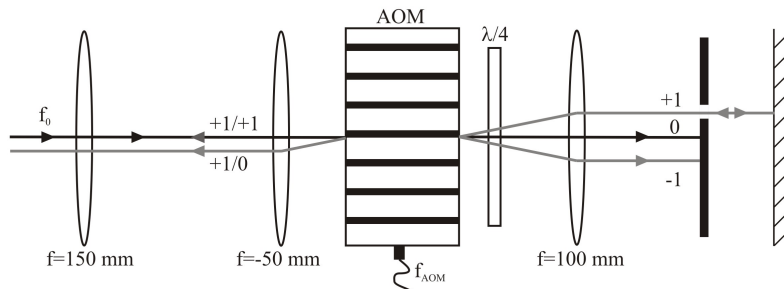
Po dostrojeniu się do wybranego rezonansu (tabela 3.1) wyłączana jest modulacja piłokształtna i zamykana jest pętla sprzężenia zwrotnego. Sygnał jest różniczkowany przez wzmacniacz fazoczuły i ma kształt dyspersyjny, jako że rezonans w bezdopplerowskim widmie spektroskopii nasyceniowej ma kształt lorentzowski. Ów dyspersyjny sygnał jest sygnałem błędu i po odpowiednim wzmocnieniu jest on dodawany do sygnału podawanego na element piezoelektryczny [21], co umożliwia stabilizację lasera na wybranym przejściu atomowym.

3.2.2 Modulatory akustooptyczne

Opisana w rozdziale 3.2.1 metoda stabilizacji lasera do przejścia atomowego nie zapewnia wystarczających warunków do pracy pułapki magnetooptrycznej i działania obrazowania absorpcyjnego. Wiązka obrazująca powinna być w rezonansie z przejściem pułapkującym $5^2S_{\frac{1}{2}}(F=3) \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}}(F'=4)$, natomiast wiązka pułapkująca powinna być odstrojona od niego o kilkanaście MHz ku czerwieni. Ponadto musi istnieć możliwość szybkiego wyłączenia i włączenia każdej wiązki (pułapkującej, repompującej i obrazującej) niezależnie. W tym celu zastosowane zostały modulatory akustooptyczne (AOM). Modulator akustooptyczny działa na zasadzie wytworzenia w kryształach bie-

¹Jeśli dwa przejścia (o częstościach ω_1 i ω_2) mają wspólny poziom dolny i szerokość dopplerowską $\delta\omega_D > |\omega_1 - \omega_2|$, obserwujemy tzw. rezonans krzyżowy o częstości $\omega_c = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)$. Powstaje on wtedy, gdy wiązka pompująca o częstości ω_c oddziałuje z atomami, których częstości są dopplerowsko dostrojone do jednego z przejść, a dla przeciwniejszej wiązki próbkującej atomy te są dopplerowsko dostrojone do drugiego z przejść [22].

gnącej fali akustycznej, na której następuje dyfrakcja braggowska padającego światła. Przy odpowiednim ustawieniu uzyskuje się maksimum transmisji w $+1$ lub -1 rzędzie (ok. 80 – 90%), ponadto następuje odpowiednio dodanie lub odjęcie częstości fali akustycznej do częstości padającego światła. Modulatory mogą być włączane i wyłączane za pośrednictwem komputerowej karty laboratoryjnej poprzez podanie sygnału TTL jako cyfrowej amplitudy. Wyłączanie polega na zatrzymaniu na przesłonie zerowego rzędu, ponieważ przy nieobecności fali akustycznej światło przechodzi przez AOM bez ugięcia. Za pomocą karty laboratoryjnej można także sterować częstością fali akustycznej (poprzez podanie na modulator odpowiedniego napięcia). Należy jednak pamiętać, że od częstotliwości fali zależy wydajność AOMa.



Rysunek 3.3: Modulator akustooptyczny w podwójnym przejściu.

Przykładowe zastosowanie modulatora akustooptycznego w podwójnym przejściu przedstawia rysunek 3.3. Układ taki został wykorzystany w wiązce pułapkującej i obrazującej. Światło o częstości f_0 po przejściu przez polaryzującą kostkę światłodzielącą pada na teleskop (składający się z soczewek o ogniskowych 150 i -50 mm), który służy do zmniejszenia przekroju wiązki (w tym przypadku trzykrotnego), tak aby zmieściła się w całości w aperturze modulatora. AOM powoduje ugięcie wiązki, wykorzystujemy $+1$ rząd, pozostałe rzędy zatrzymywane są na przesłonie. Soczewka umieszczona za AOMem powoduje, że (przy braku przesłony) rząd zerowy i rzędy ugięte propagują się równoległe, odbijają od lustra i wracają po tych samych torach. Rząd $+1$ przechodząc ponownie przez modulator ulega ugięciu na kolejny rząd $+1$, który propaguje się w kierunku przeciwnym do pierwotnej wiązki, natomiast rząd 0 jest zatrzymywany na przesłonie. Zastosowanie płytki ćwierćfalowej powoduje, iż na kostce światłodzielącej otrzymana wiązka o częstości $f_0 + 2f_{AOM}$ ma polaryzację liniową ortogonalną do wiązki o f_0 , więc następuje rozdzielenie wiązek. W ten sposób mamy możliwość wykorzystania otrzymanej wiązki o zwiększonej częstości.

Przejście podwójne posiada tę zaletę, że przy zmianie częstości fali akustycznej nie ulega zmianie tor uzyskanej wiązki. Natomiast w przejściu pojedynczym, wykorzystanym w laserze repompującym, kąt ugięcia zależy od

częstości fali akustycznej. Wadą wykorzystania AOMa w podwójnym przejściu jest stosunkowo mała wydajność — nawet gdy uzyskamy dobrą wydajności 80% w każdym przejściu, w sumie dostaniemy wiązkę o mocy 64% w stosunku do mocy początkowej.

W doświadczeniu wykorzystano trzy modulatory akustooptyczne firmy Brimrose, dla lasera repompującego o częstości z zakresu 90–130 MHz (z maksimum wydajności dla 100 MHz), natomiast dla lasera pułapkującego i obrazującego — 60–100 MHz (z maksimum wydajności dla 80 MHz) oraz trzy odpowiednie sterowniki tej samej firmy. W tabeli 3.1 podane są modele sterowników dla AOMów dla poszczególnych wiązek, ustawione napięcia i odpowiadające im częstości fali akustycznej, jak również wybrane do stabilizacji na linii atomowej rezonanse oraz wykorzystane przejścia atomowe.

wiązka	pułapkująca	obrazująca	repompująca
rezonans do stabilizacji lasera	$co23^2$	$co23$	$2 \rightarrow 1$
odstrojenie	$+71 \text{ MHz (x2)}^3$	$+76 \text{ MHz (x2)}$	$+92 \text{ MHz}$
przejście	$5^2S_{\frac{1}{2}}(F=3) \rightarrow$ $5^2P_{\frac{3}{2}}(F'=4) (-10 \text{ MHz})$	$5^2S_{\frac{1}{2}}(F=3) \rightarrow$ $5^2P_{\frac{3}{2}}(F'=4)$	$5^2S_{\frac{1}{2}}(F=2) \rightarrow$ $5^2P_{\frac{3}{2}}(F'=3)$
rząd	$+1/+1$	$+1/+1$	$+1$
napięcie	4.64 V	5.45 V	2.10 V
sterownik	VFF-80-40-V- A-F1.5-E ⁴	VFF-80-40-V- B2-F1.5-E	VFF-110-40-V- B2-V2-E ⁵

Tabela 3.1: Tabela przedstawia kolejno dla wiązki pułapkującej, obrazującej i repompującej: wykorzystywane przejścia atomowe, rezonanse wybrane do stabilizacji laserów na linii atomowej, odstrojenia wiązek od wybranych rezonansów, wybrane rzędy ugięcia, podane napięcia i zastosowane sterowniki modulatorów akustooptycznych.

Powyżej omówione zostały zastosowane lasery półprzewodnikowe wraz z układem stabilizacji na linii atomowej i zmianą częstotliwości wiązek. W dwóch następnych częściach omówiony zostanie cały tor wiązek — w części 3.3 lasera pułapkującego i repompera, które tworzą pułapkę magnetoptyczną, a w części 3.4 wiązki służącej do obrazowania.

²„co” oznacza rezonans krzyżowy

³w podwójnym przejściu

⁴przerobiony w taki sposób, aby zapewnić cyfrową modulację

⁵Ten model sterownika miał dodatkowo możliwość zmiany amplitudy fali akustycznej, co okazało się mieć duże znaczenie dla wydajności pracy modulatora.

3.3 Układ lasera pułapkującego i repompera

3.3.1 Wiązka pułapkująca

Wiązka z lasera pułapkującego i obrazującego TOPTICA przechodzi najpierw przez układ izolatora optycznego (IO), który zapobiega powracaniu światła do rezonatora na skutek odbić na elementach optycznych. Powracające światło wpływa na pracę diody, a przez to na własności spektralne emitowanego promieniowania. Izolator przepuszcza światło tylko w jednym kierunku. Jest on wstawiony w ognisko układu dwóch soczewek o ogniskowych $f = 100 \text{ mm}$, tak aby wiązka zmieściła się w aperturach izolatora i po wyjściu była skolimowana. Przed układem izolatora zastosowano dwa lusterka, które umożliwiają precyzyjne prowadzenie wiązki w płaszczyźnie poziomej i pionowej (każda para lusterek służy w układzie do tego celu). Następnie światło przechodzi przez płytkę półfalową ($\frac{\lambda}{2}$) i polaryzującą kostkę światłodzielącą (PBS). Układ taki umożliwia precyzyjny podział natężenia wiązki. Kostka przepuszcza światło spolaryzowane w jednym kierunku, natomiast odbija spolaryzowane w kierunku ortogonalnym. Stosunek natężenia światła przepuszczanego i odbijanego zależy od polaryzacji światła padającego na kostkę, która jest regulowana poprzez skreconą pod odpowiednim kątem płytkę półfalową. Słabsza wiązka trafia do układu spektroskopii nasyceniowej, omówionego w części 3.2.1. Silniejsza wiązka trafia znów na układ płytkę półfalowa + polaryzująca kostka światłodzieląca; tym razem słabsza część wiązki idzie na układ obrazujący (3.4), natomiast silniejsza posyłana jest na układ zmiany częstości z modulatorem akustooptycznym (3.2.2). Przed tym układem mamy znów kostkę, która ugina powracające po podwójnym przejściu przez AOM promieniowanie, natomiast płytkę półfalowa zapewnia, że wiązka trafiająca do tego układu jest możliwie najsilniejsza i ma możliwie czystą polaryzację liniową. Dalej wybrany na przesłonie +1 rząd pada na kolejny układ płytkę + kostka; płytkę ma zadanie takie jak przy układzie modulatora akustooptycznego, natomiast na kostce następuje połączenie wiązki pułapkującej z repompującą (3.3.2) w wiązkę motowską (3.3.3).

3.3.2 Wiązka repompująca

Wiązka repompująca tak jak pułapkująca za pomocą dwóch lusterek kierowana jest na izolator optyczny. Ponieważ ma mniejszy przekrój, nie jest konieczne wstawienie izolatora w układ soczewek. Wiązka ma przekrój silnie eliptyczny, zastosowano więc układ dwóch pryzmatów, które poszerzają i zwężają wiązkę w odpowiednim kierunku, korygując jej przekrój do kołowego. Minimalizację strat przy przejściu przez pryzmaty umożliwia zastosowanie przed nimi płytki półfalowej, która zapewnia odpowiednią polaryzację wiązki. Podobnie jak w torze wiązki pułapkującej, niewielka część wiązki kierowana jest na układ spektroskopii saturacyjnej, podczas gdy pozostała część

jest trzykrotnie pomniejszana (poprzez teleskop składający się z soczewek o ogniskowych 150 i -50 mm) i kierowana na modulator akustooptyczny. Na przesłonie wybierany jest $+1$ rząd ugięcia i za pomocą dwóch lusterek wiązka kierowana jest na polaryzującą kostkę światłodzielną, gdzie łączy się z wiązką pułapkującą w wiązkę motowską.

3.3.3 Wiązki motowskie

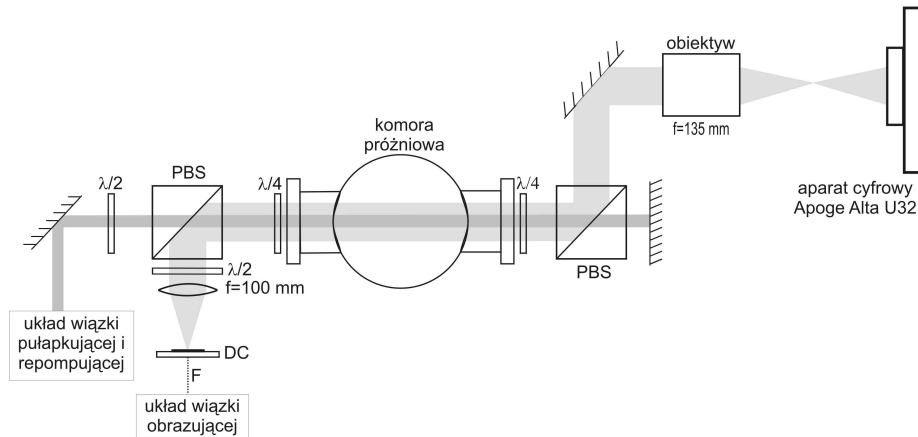
Wiązka motowska składa się z pokrytych wiązek pułapkującej i repompującej. Na teleskopie (z soczewek o ogniskowych 50 i 150 mm) powiększana jest trzykrotnie. Do pułapki magnetoptycznej potrzebujemy trzech wiązek (a właściwie trzech par przeciwbieżnych wiązek) w płaszczyznach prostopadłych. Otrzymujemy je poprzez dwukrotne zastosowanie układu płytki półfalowa + polaryzująca kostka światłodzielną: na pierwszym następuje oddzielenie jednej wiązki motowskiej, a na drugim podział pozostałej wiązki na dwie. Następnie każda z wiązek za pomocą dwóch lub trzech lusterek kierowana jest do odpowiedniego okienka komory: dwie wiązki prostopadle do siebie w płaszczyźnie górnego poziomu stołu optycznego i jedna w płaszczyźnie prostopadłej do nich. Przed pierwszymi („wejściowymi”) okienkami umieszczone są płytki ćwierćfalowe, a po przeciwnej stronie komory, za okienkami „wyjściowymi”, prócz płytek ćwierćfalowych znajdują się jeszcze lusterka odbijające wiązki w kierunku ich przyjscia. Płytki ćwierćfalowe zapewniają odpowiednią polaryzację kołową wiązek wewnątrz komory (przeciwą dla wiązek poruszających się przeciwbieżnie w układzie związanym z atomem, co zapewnia dwukrotne przejście wiązki przez płytkę ćwierćfalową za „wyjściowym” okienkiem komory). W ramieniu komory w kierunku osi y znajdują się jeszcze dodatkowe elementy optyczne związane z układem obrazującym, opisanym w następnej części.

3.4 Układ obrazowania

3.4.1 Absorpcyjnego

Początek toru wiązki obrazującej jest wspólny z wiązką pułapkującą (3.3.1). Po rozdzieleniu na kostce światłodzielną, wiązka w sposób analogiczny jak pułapkująca kierowana jest na układ modulatora akustooptycznego. Następnie wybrany $+1/+1$ rząd w podwójnym przejściu jest dwukrotnie zmniejszany (przez teleskop z soczewek o ogniskowych 100 i 200 mm) i kierowany przez sprzęgacz do jednomodowego światłowodu zachowującego polaryzację firmy OZ OPTICS. Światłowód znacznie poprawia przestrzenne własności wiązki - uzyskuje ona okrągły przekrój poprzeczny z gaussowskim rozkładem natężenia. Odsprzęgacz (z ang. *decoupler*) światłowodu znajduje się na górnym poziomie stołu optycznego. Układ służący do obrazowania przedstawia rysunek 3.4. Wiązka wychodząca ze światłowodu jest silnie roz-

bieżna, dlatego odsprzęgacz ustawiony jest w ognisku soczewki o $f = 100 \text{ mm}$ i odpowiedniej wielkości (do obrazowania potrzebujemy wiązki o dużym przekroju poprzecznym), co zapewnia równoległość wiązki. Następnie w wyniku przejścia przez układ płytka półfalowa + polaryzująca kostka światłodziela wiązka jest kierowana do komory wzdłuż toru wiązki motowskiej. W



Rysunek 3.4: Układ obrazowania absorpcyjnego; PBS — polaryzująca kostka światłodziela, F — światłowod, DC — odsprzęgacz, $\frac{\lambda}{2}$ i $\frac{\lambda}{4}$ — płytka półfalowa i ćwierćfalowa.

jej torze, przed kostką, również znajduje się płytka półfalowa. Zapewnia ona odpowiednią polaryzację liniową, ortogonalną do polaryzacji wiązki obrazującej, co jest bardzo ważne, gdyż musi nastąpić rozdzielanie tych wiązek na drugiej kostce światłodziela, za „wyjściowym” okienkiem komory. Wiązka obrazująca za pomocą lustera kierowana jest do aparatu cyfrowego. Pomiędzy lustrem a aparatem umieszczony jest obiektyw Jupiter-37A o ogniskowej 135 mm , z możliwością regulacji ostrości. W zależności od jego ustawienia na torze środek komory — aparat cyfrowy realizowane jest różne powiększenie obrazu chmury na matrycy aparatu.

3.4.2 Fluorescencyjnego

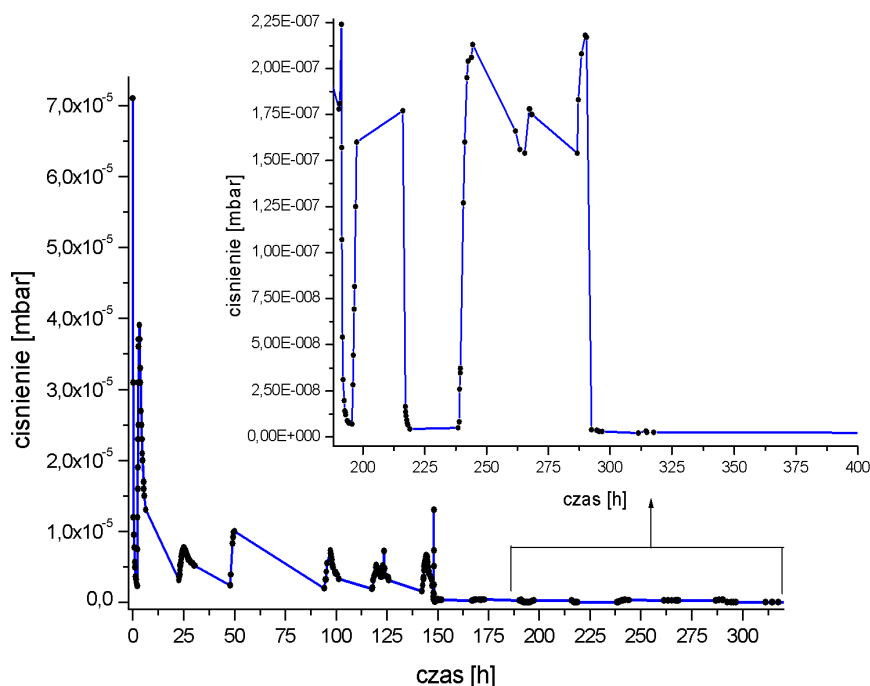
Układ obrazowania fluorescencyjnego znajduje się po przeciwnej stronie komory w stosunku do układu obrazowania absorpcyjnego. Wykorzystuje on okienko komory znajdujące się na dwusiecznej kąta wyznaczonego przez wiązki motowskie wchodzące do komory z okienek sąsiednich; z okienka tego nie wychodzi żadna wiązka. Za okienkiem umieszczony jest obiektyw o ogniskowej 58 mm , który realizuje odpowiednie powiększenie chmury atomów na matrycy aparatu. Zmiana układu obrazowania polega na przeniesieniu kamery i zamocowaniu w przygotowane uchwyty.

3.4.3 Aparat cyfrowy

Do obrazowania wykorzystano aparat cyfrowy Alta Apogee U32 z monochromatyczną matrycą CCD Kodak KAF3200. Matryca ma rozmiar 2184 x 1472 pikseli (o wymiarach 6.8 x 6.8 μm każdy), co daje obszar czynny o wymiarach 14.85 x 10.01 mm. Wydajność kwantowa dla długości fali 780 nm wynosi 60%. Matryca aparatu może być chłodzona, co zmniejsza ilość gromadzącego się w matrycy CCD tak zwanego ciemnego ładunku. Aparat ma także opcję zewnętrznego wyzwalania. Obserwację w czasie rzeczywistym chmury atomów zapewnia przemysłowa kamera CMOS zawieszona nad górnym okienkiem komory.

3.5 Układ próżniowy

Pułapka magnetoopieczna realizowana była w komorze próżniowej ze stali nierdzewnej o objętości około 1,2 l, w której panowało ciśnienie rzędu $2 \cdot 10^{-9}$ mbar (bez rubidu) i $3 \cdot 10^{-9}$ mbar (przy obecności par rubidu). Rubid dostarczały dyspenzery rubidowe firmy Saes Getters, przez które przepływał prąd z przedziału 3–6 A, powodując emitowanie atomów rubidu ze źródła.



Rysunek 3.5: Zmiany w czasie wartości ciśnienia podczas procedury uzyskiwania wysokiej próżni. Skoki ciśnienia odpowiadają włączaniu i wyłączaniu urządzeń grzewczych, które częściowo wyłączane były na noc bądź na weekendy.

W trakcie pracy nastąpiła konieczność wymiany źródła rubidu. W tym celu należy otworzyć komorę próżniową. Aby uniknąć zapowietrzenia jej i zassania z otoczenia zanieczyszczeń, do komory powoli wpuszczono azot, uzyskując ciśnienie nieco wyższe od atmosferycznego. Następnie wyjęto stare dyspensery, co wiązało się z otwarciem układu, dlatego by zapobiec przedostaniu się powietrza do komory konieczne było lekkie nadciśnienie. Po zamocowaniu pary nowych dyspenzerów, działających jako jedno źródło⁶, układ próżniowy został zamknięty i przystąpiono do procedury odtworzenia wysokiej próżni. Komorę wraz z przymocowanymi elementami optycznymi owinięto folią aluminiową, aby chronić okienka komory i elementy optyczne przed zanieczyszczeniami i zapewnić równomierny rozkład temperatury przy wygrzewaniu. Początkowo uzyskano próżnię rzędu 10^{-7} mbara przy włączonej pompie turbomolekularnej firmy Elettrovava, model 100/200 połączonej z pompą rotacyjną firmy Leybold, model Trivac D 5 BHV. Rozpoczęto wtedy wygrzewanie komory za pomocą lamp i pasów grzewczych, wygrzewanie pompy jonowej, pryzmatu⁷ oraz oczyszczanie źródła rubidu (źródło było włączona na około 1,7 A, co jakiś czas na kilkadziesiąt sekund włączano większy prąd rzędu 6 A). Wygrzewanie trwało kilka dni, po czym wyłączono je na pewien czas i włączono pompę jonową firmy Physical Electronics, a następnie kontynuowano wygrzewanie (prócz wygrzewania pompy jonowej). Przy próżni rzędu 10^{-8} mbara wyłączono pompę turbomolekularną, a gdy osiągnięto około $2.5 \cdot 10^{-9}$ mbara wyłączono stopniowo grzanie. Zmiany w czasie wartości ciśnienia podczas procedury uzyskiwania wysokiej próżni przedstawia rysunek 3.5. Cała procedura trwała około trzech tygodni.

Próżnia rzędu $2 \cdot 10^{-9}$ mbara⁸ jest utrzymywana przez pompę jonową i podłączoną do manipulatora pryzmatu (rys. 3.6) pompę rotacyjną⁹.

3.6 Pole magnetyczne

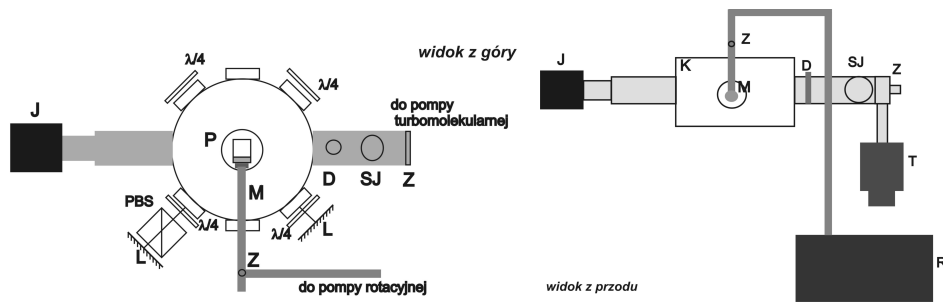
Do działania pułapki magnetoptycznej niezbędne jest niejednorodne pole magnetyczne. Wykorzystywane pole o symetrii kwadrupolowej wytwarzane było przez dwie cewki o średnicy 13.2 cm, liczbie zwojów $n = 280$, umieszczone w odległości 8.24 cm od siebie [2], przez które płynął prąd w przeciwnych kierunkach (tzw. układ antyhelmholtzowski). Układ taki wytwarza pole magnetyczne o stałym gradiencie w obszarze pułapki, które ma wartość zero na

⁶Można zamocować dwie pary dyspenzerów, otrzymuje się wtedy dwa niezależne źródła, między którymi można się przełączyć — przedłuża to okres do następnego otwarcia układu próżniowego.

⁷Pryzmat w komorze próżniowej służy do doświadczenia z optycznym lustrem dipolowym [1, 2]. Ma on swoją grzałkę.

⁸Na wyznaczenie wartości próżni pozwala pomiar prądu płynącego przez obwód pompy jonowej, który pochodzi od wychwytywania jonów.

⁹Obecność w układzie manipulatora powoduje pewne nieszczelności, co związane jest z koniecznością ciągłej pracy pompy rotacyjnej.



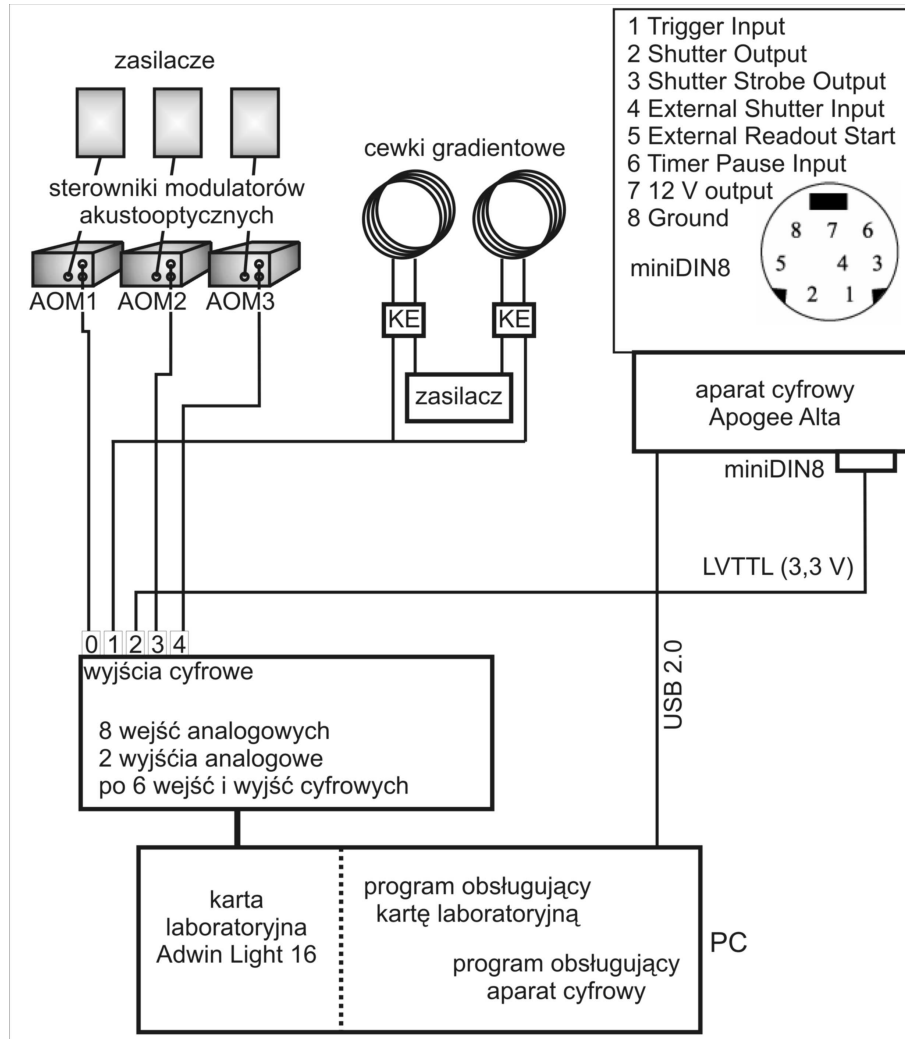
Rysunek 3.6: Układ próżniowy, widok z góry i z boku; L — lustro, PBS — polaryzująca kostka światłdzieląca, $\frac{\lambda}{2}$ i $\frac{\lambda}{4}$ — płytka półfalowa i ćwierćfalowa, P — pryzmat, M — manipulator pryzmatu, J — pompa jonowa, Z — zawór, D — dyspenzery, SJ — sonda miernika jonizacyjnego, K — komora próżniowa, T — pompa turbomolekularna, R — pompa rotacyjna.

osi symetrii cewek w połowie odległości między nimi. Gradient pola magnetycznego wybrać można z przedziału $6\text{--}20 \frac{Gs}{cm}$ [1] wzdłuż osi przechodzącej przez środki cewek. Dodatkowe pola, takie jak ziemskie pole magnetyczne i pola pochodzące od przyrządów laboratoryjnych, mogą powodować przesunięcie środka pułapki. Nie stanowi to problemu przy pułapkowaniu atomów, o ile przesunięcie to jest niewielkie. Jednakże nieskompensowane niejednorodne pole magnetyczne wpływa na ruch atomów uwolnionych z pułapki (efekt Sterna-Gerlacha), co jest istotne przy pomiarze temperatury metodą czasu przelotu. Dlatego zastosowane zostały dodatkowe cewki kompensujące, które eliminować mogą stałe składowe pola magnetycznego. Jest to układ 3 par cewek w płaszczyznach ortogonalnych w układzie helmholtzowskim. Cewki pierwszej pary mają boki długości 0.66 m , są odległe od siebie o 0.5 m i mają po 9 zwojów, drugiej — odpowiednio 0.65 m , 0.36 m i 9 zwojów, trzeciej — 0.56 m , 0.27 m i 18 zwojów. Maksymalne pole (przy prądzie 5 A) wytwarzane w środku geometrycznym tego układu wzdłuż osi przechodzących przez środki poszczególnych par cewek to 800 mGs dla pierwszej, 1.1 Gs dla drugiej i 3 Gs dla trzeciej. Cewki zostały zbudowane przez kolegę Sławomira Życińskiego w ramach pracy magisterskiej.

3.7 Sterowanie eksperymentu

Sterowanie przebiegiem eksperymentu możliwe było dzięki komputerowej karcie laboratoryjnej ADwin-light-16. Zawiera ona zestaw wejść i wyjść cyfrowych oraz przetworników ADC i DAC. Program *Adbasic* (działający w środowisku *Adwin*) obsługujący kartę pozwala zaprogramować sekwencję czasową wysyłanych za pomocą karty sygnałów TTL, które powodują włączanie i wyłączanie modulatorów akustooptycznych, cewek kwadrupolowego pola magnetycznego i migawki aparatu cyfrowego Apogee Alta. Używano

także komercyjnego programu *MaxIm DL*, który umożliwiał wykonywanie zdjęć aparatem Apogee Alta. Rysunek 3.7 przedstawia ideowy schemat połączeń pomiędzy użytymi w eksperymencie urządzeniami.



Rysunek 3.7: Ideowy schemat połączeń pomiędzy urządzeniami użytymi w eksperymencie; KE — klucze elektroniczne.

Rozdział 4

Wyniki

4.1 Optymalizacja pracy pułapki magnetoptycznej

Aby otrzymać chmurę zimnych atomów w pułapce magnetoptycznej należy najpierw wyjustować wiązki pułapkujące i repompera tak, aby zarówno wiązki wchodzące, jak i ich powroty, przecinały się w środku komory. Następnie należy tak dobrać prądy płynące w cewkach gradientowych, aby zerowanie się pola przypadało w miejscu krzyżowania się wiązek. Poprawność wyjustowania wiązek motowskich sprawdzić należy obserwując rozpad chmury w polu wiązek przy wyłączeniu pola magnetycznego. Jeśli chmura nie rozpada się izotropowo, należy to osiągnąć za pomocą cewek kompensujących.

4.1.1 Zdjęcia fluorescencyjne



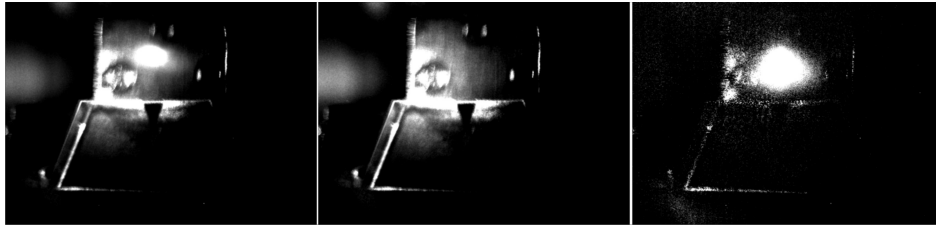
Rysunek 4.1: Chmura zimnych atomów w pułapce magnetoptycznej.

Zamiast obserwować chmurę zimnych atomów za pomocą kamery przemysłowej, w praktyce najlepiej wykonywać raz za razem zdjęcia fluorescencyjne, które na bieżąco pokazują zmiany położenia, kształtu i wielkości chmury.

W wykorzystywanym do wykonywania zdjęć programie *MaxIm DL* możliwy jest od razu podgląd mapy natężenia chmury lub jej przekrojów. Na zdjęciu 4.1 widać chmurę zimnych atomów na tle elementu mocowania pryzmatu ([1], [2]), który zobaczyć można w dolnej części zdjęcia. Obecność tych elementów w komorze znacznie ułatwia wyjustowanie pułapki jak i ustawienie ostrości w obrazowaniu fluorescencyjnym i absorpcyjnym.

W wiązках motowskich

Aby sprawdzić, jak rozpada się chmura po wyłączeniu pułapki, wykonano zdjęcia fluorescencyjne oświetlając chmurę wiązkami motowskimi przez czas rzędu 2 ms , jak również zdjęcia tła, czyli bez atomów. Rysunek (4.2) przedstawia zdjęcie chmury po czasie 2.5 ms od uwolnienia z pułapki, zdjęcie tła oraz ich różnicę. Naświetlanie trwało 2 ms . Opóźnienie między zdjęciami wynosiło ok. 700 ms .



Rysunek 4.2: Od lewej: zdjęcie chmury atomów po 2 ms od wypuszczenia z pułapki, zdjęcie tła, zdjęcie chmury z odjętym tłem.

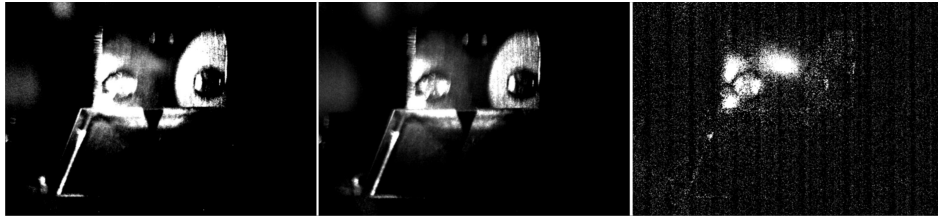
W wiązce obrazującej

Poprawność wyjustowania wiązki obrazującej (w zakresie toru i odstrojenia) sprawdzono wykonując zdjęcia analogiczne do poprzednich, jednak w tym przypadku chmura oświetlana była przez 2.5 ms wiązką obrazującą o mocy $600\text{ }\mu\text{W}$ (rys. 4.3). Wiązka obrazująca propaguje się tylko w jednym kierunku, w związku z czym w wyniku ciśnienia światła następuje wypychanie chmury i atomy przestają być w rezonansie z wiązką obrazującą.

Programy w języku *ADbasic* sterujące wykonaniem zdjęć w powyższych konfiguracjach znajdują się w Dodatku C.

4.2 Wykonanie zdjęć absorpcyjnych

Jak opisano w rozdziale 2, do otrzymania danych niezbędnych do dalszych obliczeń, wykonać należy trzy zdjęcia: wiązki obrazującej z chmurą, samej wiązki obrazującej i tła. Wraz z wiązką obrazującą włączana jest wiązka repompująca, aby przepompować atomy do stanu, w którym mogą absorbować fotony z wiązki obrazującej. Następnie dla każdego piksela obliczana jest



Rysunek 4.3: Od lewej: zdjęcie chmury atomów oświetlonych wiązką obrazującą przez 2.5 ms po 2.5 ms od wypuszczenia z pułapki, zdjęcie tła, zdjęcie chmury z odjętym tłem.

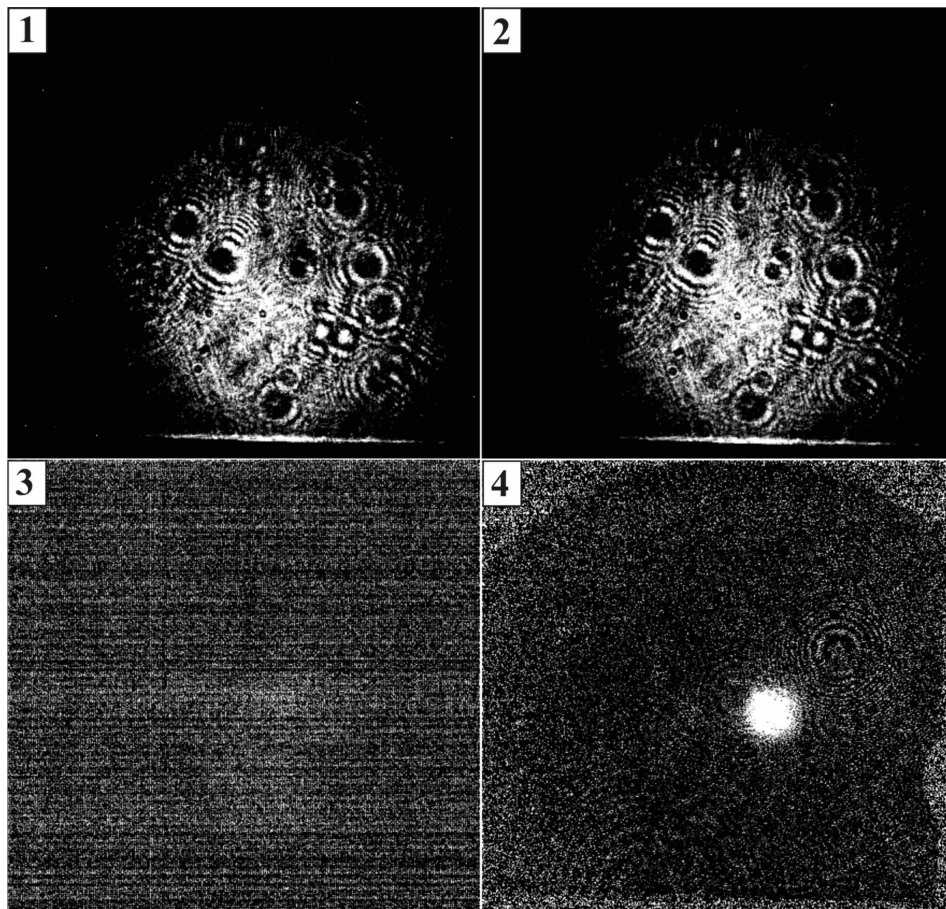
gęstość optyczna OD według wzoru (2.4). Zdjęcia wykonywano dla różnych czasów spadania chmury (TOF), z przedziału od 3 do 8 ms . Czas oświetlenia chmury wynosił $100\text{ }\mu\text{s}$ dla mocy wiązki obrazującej $150\text{ }\mu\text{W}$. Przykładowe otrzymane zdjęcia przedstawia rysunek 4.4. Na obrazach z policzoną kolumnową gęstością optyczną widać specyficzny przekrój wiązki obrazującej, który wynika z obecności w komorze pryzmatu i jego elementów mocujących. W praktyce wykonywano po 10 sekwencji, dla każdej otrzymywano obraz z OD , a następnie brano średnią z 10 obrazów. Tak otrzymany obraz widać na rysunku 4.5.

Istotnym problemem okazały się drgania układu podczas wykonywania sekwencji zdjęć. Aparat znajduje się na płytce przykręconej do górnego poziomu stołu optycznego. Okazało się, że drgania wywołane otwieraniem i zamykaniem migawki wpływały niekorzystnie na stabilność mocy i częstotliwości laserów. Aby wyeliminować te drgania, połączono płytkę z ramą stołu optycznego, do przykręcenia płytki do stołu i umocowania na niej aparatu użyto śrub teflonowych i specjalnego tworzywa tłumiącego drgania (sorbotanu). Ponadto na czas wykonywania zdjęć wyłączyć można nawiew nad stołem i zasłonić stół¹ oraz na pewien czas wyłączyć pompę rotacyjną.

4.2.1 Sekwencje czasowe wykonywania zdjęć

Rysunek 4.6 przedstawia przykładową sekwencję czasową wykonywania zdjęć. Zdjęcia z aparatu zapisywane są za pomocą programu *MaxIm DL*, natomiast migawka wyzwana jest sygnałem z karty laboratoryjnej. Karta laboratoryjna steruje także włączaniem i wyłączeniem wiązek laserowych (za pomocą modulatorów akustooptycznych) oraz pola magnetycznego. Pierwszy etap sekwencji to wykonanie zdjęcia wiązki obrazującej i repompującej (której niewielka część dociera jednak do matrycy) przy obecności chmury atomów. Zatem sekwencja zaczyna się wykonywać przy włączonych wiązkach motowskich (pułapkująca i repomper) oraz polu magnetycznym. Migawka aparatu otwierana jest $t_a\text{ ms}$ przed wyłączeniem wiązek motowskich i pola, ma to uwzględnić jej czas martwy oraz umożliwić maksymalne

¹Nawiew i zasłony zapobiegają osadzaniu się kurzu na elementach optycznych.



Rysunek 4.4: Zdjęcia w sekwencji: 1 — wiązka obrazująca z chmurą, 2 — wiązka obrazująca bez chmury, 3 — tło, 4 — obraz z obliczoną gęstością optyczną. Zdjęcia wykonane po czasie 3 ms po uwolnieniu z pułapki. Czas oświetlania chmury $100\ \mu\text{s}$, moc wiązki obrazującej $150\ \mu\text{W}$, binning 3×3 .

skrócenie czasu spadania chmury. Po czasie t_a od rozpoczęcia sekwencji wyłączane są wiązki motowskie i pole magnetyczne, a migawka dalej się otwiera przez czas t_s , który jednocześnie jest czasem opadania chmury. Następnie na czas t_m włączana jest wiązka obrazująca i repompująca, a zaraz po ich wyłączeniu zamykana jest migawka aparatu. Na tym kończy się pierwsze zdjęcie w sekwencji. Czas t_o to czas potrzebny na zamknięcie migawki, zapisanie zdjęcia z aparatu i ponowne włączenie wiązek motowskich i wynosi on ok. 700 ms (w zależności od rozmiaru wykonywanych zdjęć). Wiązki są włączane ponownie, aby zdjęcie drugie było analogiczne do pierwszego. Jest to konieczne, ponieważ polaryzacja światła wiązek motowskich po przejściu przez komorę, a potem po odbiciu od lusterka wyjściowego może ulec nieznacznemu skręceniu. Ponadto współczynnik transmisji i odbicia dla kostki dla odpowiedniej polaryzacji nie jest równy dokładnie 100% . W związku z tym część



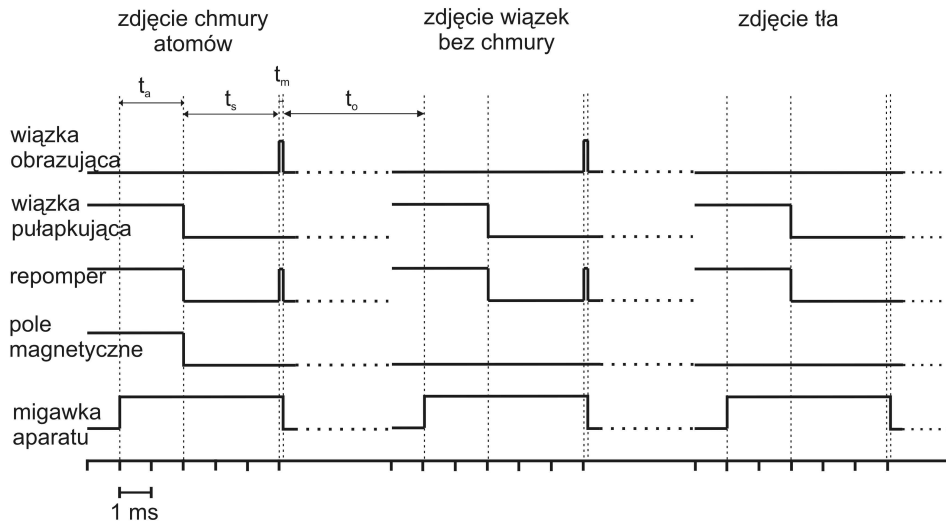
Rysunek 4.5: Uśrednienie po 10 obrazach z policzoną gęstością optyczną, warunki jak na rys. 4.4.

światła będzie uginana na kostce światłodzielącej w stronę matrycy i będzie rejestrowane podczas otwierania migawki w czasie t_a . Należy jeszcze dodać, że niedoskonałość sterowników modulatorów akustooptycznych powodowała przepuszczanie niewielkiej ilości światła (rzędu μW) przy zamkniętych wiązkach. Pole magnetyczne w drugiej części sekwencji pozostaje wyłączone, gdyż wykonywane jest zdjęcie samych wiązek bez chmury atomów. Po czasie t_o wykonywane jest zdjęcie tła. Na koniec sekwencji, po pewnym czasie rzędu 30 ms (który umożliwi całkowite zamknięcie się migawki aparatu), przez włączenie wiązki pułapkującej, repompującej i pola magnetycznego odtwarzana jest pułapka magnetooptryczna. Przebiegi czasowe w trakcie wykonywania sekwencji monitorowane były na oscyloskopie. Przykładowy program sterujący sekwencją w języku *ADbasic* karty laboratoryjnej znaleźć można w Dodatku C.

4.3 Obliczenie parametrów chmury zimnych atomów

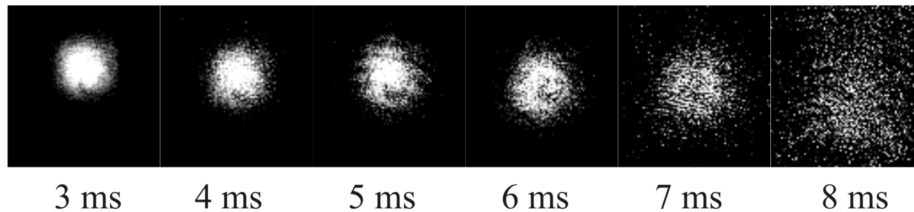
Zdjęcia, dla których wykonane zostały poniższe obliczenia, wykonane były dla następujących parametrów układu: binning pikseli 3×3 , moc wiązki obrazującej² $150 \mu W$, moc repompera (przed podziałem na wiązki motowskie) $330 \mu W$, moc wiązki pułapkującej $12 mW$ (przed podziałem na wiązki

²Profil wiązki obrazującej jest gaussowki o szerokości połówkowej ok. $6 mm$, wiązki pułapkujące i repompera po poszerzeniu są ok. 2 razy mniejsze.



Rysunek 4.6: Zależności czasowe wykonywania sekwencji zdjęć w obrazowaniu absorpcyjnym; na obrazku: $t_a = 2 \text{ ms}$, $t_s = 3 \text{ ms}$, $t_m = 100 \text{ }\mu\text{s}$, natomiast t_o narysowany jest nie w skali.

motowskie, co daje ok. 2 mW dla jednej wiązki na wejściu do komory), czas

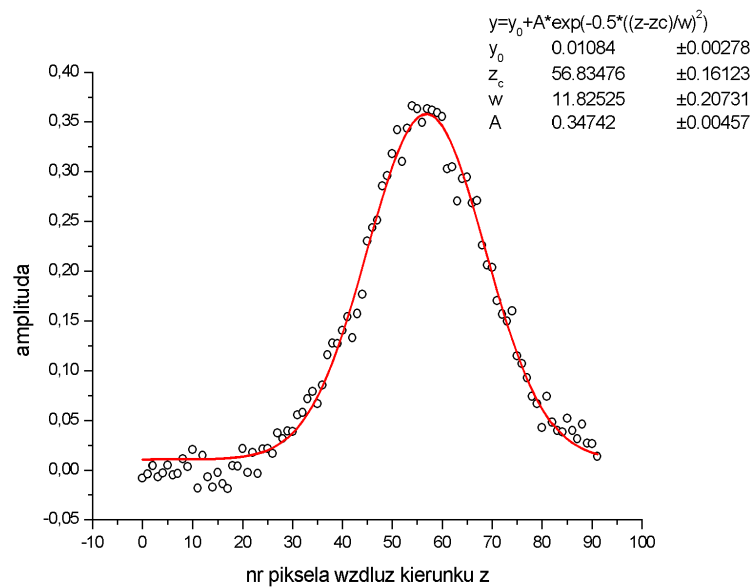
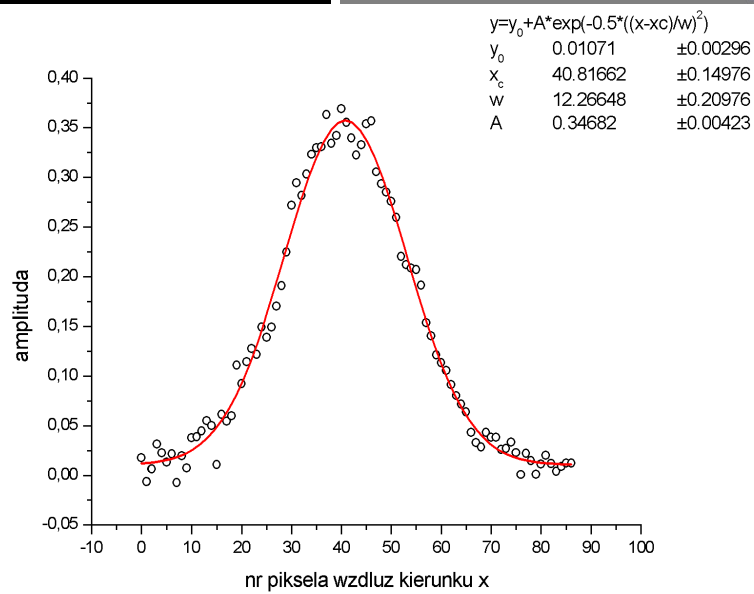
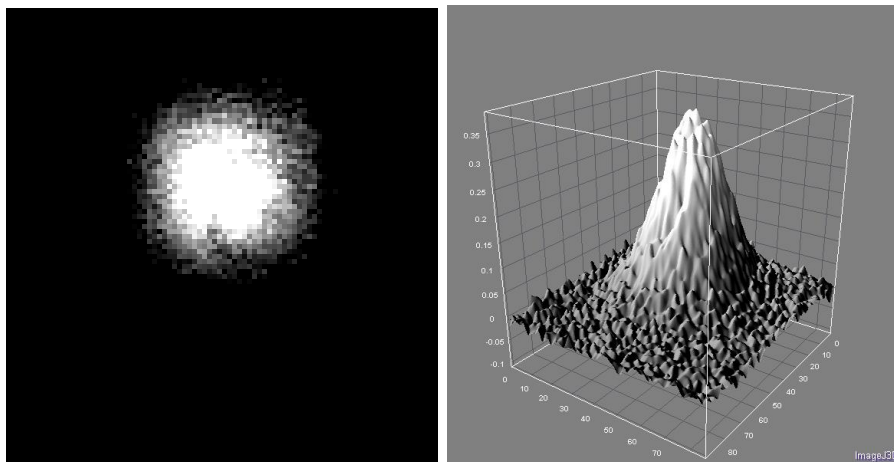


Rysunek 4.7: Wykadrowane zdjęcia pokazujące chmurę atomów zobrazoną absorpcyjnie po kolejnych czasach spadku (każde zdjęcie to osobna chmura atomów).

oświetlania chmury $100 \text{ }\mu\text{s}$; ponadto do aparatu przymocowany został filtr o transmisji 4.5% przeciwdziałający nasyceniu matrycy. Wykonano przykładowe zdjęcia dla czasów spadania chmury od 3 do 8 ms (patrz rys. 4.7). Dla dłuższych czasów nie udało się zaobserwować atomów w obrazowaniu absorpcyjnym.

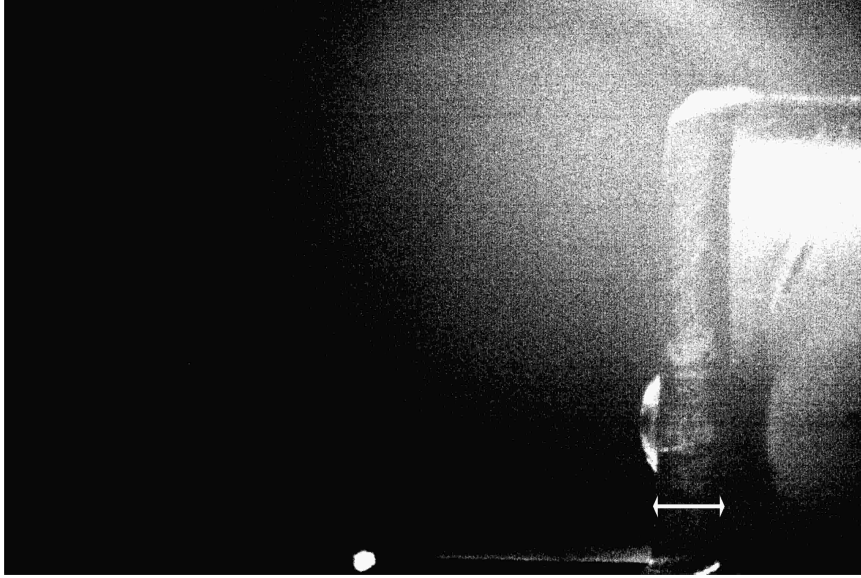
4.3.1 Powiększenie układu

Powiększenie układu obrazowania oszacowano na bazie zdjęcia wnętrza komory (rys. 4.9). Zaznaczony na rysunku strzałką odcinek to obserwowany pod kątem 45 bok manipulatora o rzeczywistej długości 3 mm [2]. Zatem widoczny odcinek ma długość 2.12 mm i jednocześnie zajmuje $80 \pm 10 \text{ pixeli}$ na zdjęciu z binningiem 2×2 . Oznacza to, że dla zdjęć z binningiem 3×3



Rysunek 4.8: Obraz chmury atomów (kolumnowa gęstość optyczna) po TOF = 3 ms, trójwymiarowy rozkład gęstości optycznej i przekroje tego rozkładu wzdłuż osi Ox i Oz wraz z dopasowanymi jednowymiarowymi rozkładami Gaussa i parametrami dopasowania.

$1\text{pixel} = 39.8 \pm 4.9 \mu\text{m}$. Do wykadrowanych zdjęć dopasowano dwuwymiarowy



Rysunek 4.9: Zdjęcie wnętrza komory.

rowy rozkład Gaussa postaci

$$OD(x, z) = y_0 + OD_{max} e^{-\frac{(x-x_c)^2}{2\sigma_{ix}^2}} e^{-\frac{(z-z_c)^2}{2\sigma_{iz}^2}}, \quad (4.1)$$

zgodnie z oznaczeniami z rozdziału 2. Otrzymane w *pikselach* parametry przeliczono na metry według podanej zależności. W ogólności w dopasowaniu należy jeszcze uwzględnić kąt w przypadku, gdy osie 2D Gaussa nie są równoległe do osi wybranego układu współrzędnych. Rysunek 4.8 pokazuje, że rozkład wartości kolumnowej gęstości optycznej rzeczywiście ma kształt gaussowski. Pokazuje także przekroje chmury wzdłuż osi Ox (kierunek poziomy) i Oz (kierunek pionowy) wraz z dopasowanymi rozkładami Gaussa i otrzymanymi parametrami dopasowania.

4.3.2 Temperatura i liczba atomów

W celu obliczenia temperatury atomów, do danych otrzymanych z dopasowania 2D rozkładu Gaussa dopasowano prostą (rys. 4.10, 4.11)

$$\sigma_{ii}^2(t^2) = \sigma_{0i}^2 + \sigma_{vi}^2 t^2, \quad (4.2)$$

której parametry to kwadrat wielkości początkowej chmury σ_{0i}^2 w odpowiednim kierunku i σ_{vi}^2 , gdzie $i = x, z$. Niepewności oszacowano w następujący sposób: dla jednej z serii pomiarowych (dla czasu spadku 3 ms) do każdego z 10 zdjęć dopasowano 2D rozkład Gaussa, a następnie policzono odchylenie

standardowe dla każdego z parametrów dopasowania (w szczególności dla OD_{max} , σ_{tx} i σ_{tz}). Otrzymane w ten sposób niepewności dodano do tych otrzymanych w wyniku dopasowania 2D rozkładu Gaussa dla 10 uśrednionych zdjęć, co miało uwzględnić średniowanie zdjęć z każdej serii pomiarowej (w praktyce niewiele powiększyło końcowe niepewności). Do dopasowania prostej (4.2) wzięto pod uwagę niepewności wartości σ_{ti} . Otrzymane parametry dopasowania przedstawia tabela 4.1.

$\sigma_{vx} \left[\frac{m}{s} \right]$	0.107 ± 0.023
$\sigma_{vz} \left[\frac{m}{s} \right]$	0.119 ± 0.028
$\sigma_{0x} [mm]$	0.41 ± 0.15
$\sigma_{0z} [mm]$	0.38 ± 0.19

Tabela 4.1: Otrzymane wartości σ_{vi} i σ_{0i} , $i = x, z$.

Obliczając temperaturę ze wzoru (2.13) otrzymujemy następujące wartości

- $T_x = 116 \pm 6 \mu K$,
- $T_z = 144 \pm 8 \mu K$.

Zależność szerokości rozkładu prędkości atomów od kierunku (co powoduje, że otrzymane powyżej wartości temperatury nie są równe) wynika z braku równowagi termodynamicznej w pułapce. Spowodowane jest to niedoskonałym wyjustowaniem pułapki, a w szczególności nierównowagowym podziałem natężeń wiązek pułapkujących [23]. Na podstawie pomiaru dla czasu spadania

OD_{max}	0.34 ± 0.03
$\sigma_{tz} [mm]$	0.53 ± 0.12
$\sigma_{tz} [mm]$	0.52 ± 0.11

Tabela 4.2: Otrzymane wartości OD_{max} , σ_{tz} , σ_{tz} dla czasu przelotu 3 ms .

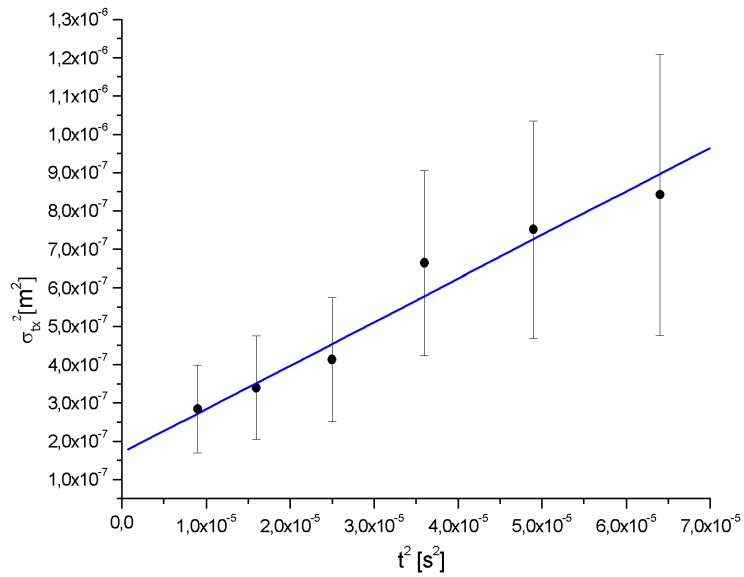
nia 3 ms (tabela 4.2) obliczono liczbę atomów w chmurze korzystając ze wzoru (2.6):

$$N = (2.03 \pm 0.62) \cdot 10^6.$$

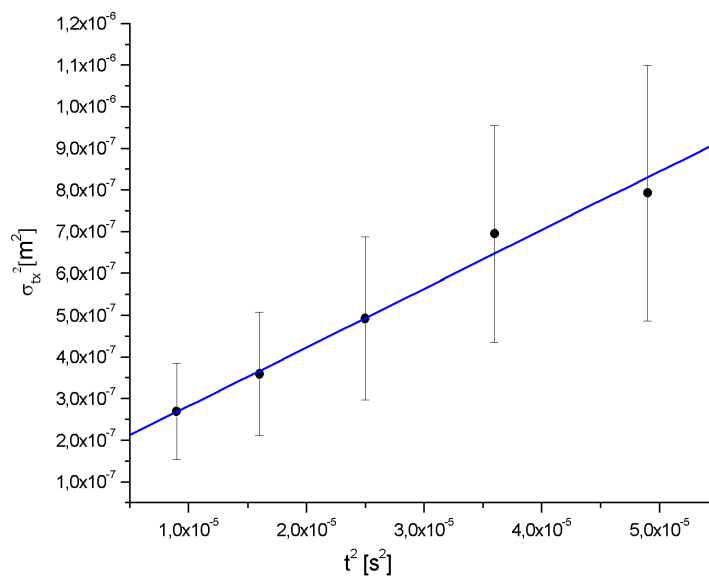
Obliczenia, dopasowania krzywych i stworzenie przekrojów chmury dokonane zostało za pomocą programów *Mathematica 5.0*, *Origin 6.0* i *ImageJ*.

4.4 Wnioski

Jak wynika z wykonanych zdjęć oraz obliczeń liczby atomów i ich temperatury układ obrazowania absorpcyjnego umożliwi wyznaczenie parametrów spułapkowanej chmury atomów. Jednakże po czasie spadku większym



Rysunek 4.10: Wykres zależności kwadratu szerokości połówkowej chmury od t^2 wzdłuż Ox .



Rysunek 4.11: Wykres zależności kwadratu szerokości połówkowej chmury od t^2 wzdłuż Oz .

niż 8 ms nie udało się zaobserwować obecności chmury. Nie jest to wynik satysfakcjonujący, szczególnie w odniesieniu do dalszych badań nad lustrem dipolowym, gdzie czasy spadku atomów będą dłuższe. W związku z tym:

1. Należy zwiększyć liczbę pułapkowanych atomów poprzez:
 - poprawienie jakości wiązek motowskich (w tym celu można je przepuścić przez jednomodowy światłowód lub pinholę o małej średnicy),
 - zwiększenie średnicy i mocy wiązek pułapkujących,
 - taką konfigurację wiązek motowskich, aby wiązki powracające miały taką samą moc (np. można wprowadzić wiązki z obu stron komory zamiast odbijać na lusterkach lub lekko skupić wiązkę powracającą).
2. Należy zwiększyć gęstość w atomów w pułapce (w naszej jest ona rzędu $7 \cdot 10^9 \frac{at}{cm^3}$) poprzez zrobienie tzw. ciemnej pułapki magnetoptycznej. Polega ona na zastosowaniu wiązki repompującej z „dziurą” (która powstaje np. w wyniku wstawienia w tor wiązki pręcika lub po przejściu przez szklaną płytkę z kropką w środku). W miejscu braku światła repompującego atomy gromadzą się w „ciemnym” podpoziomie stanu podstawowego (nie oddziałującym z wiązką pułapkującą), co prowadzi do znacznego zmniejszenia utraty atomów z pułapki w wyniku oddziaływań trójciałowych między atomami w stanie wzbudzonym i podstawowym oraz fotonem. Więcej na ten temat przeczytać można m. in. w [24], [25].
3. Należy obniżyć temperaturę pułapkowanych atomów poprzez dodatkowe chłodzenie ich w melasie optycznej (in. chłodzenie przez gradient polaryzacji opisane skrótowo w rozdziale 1.4). W procesie takim wiązki pułapkujące odstrajane są od rezonansu bardziej niż w MOT i zmniejszane jest ich natężenie (por. wzór 1.50). Przy chłodzeniu w melasie nie ma pola magnetycznego, które mieszając podpoziomy atomowe psułoby pompowanie optyczne. Chłodzenie takie jest bardzo czułe [26] na obecność pola magnetycznego, co wiąże się z koniecznością jego dokładnego wyzerowania poprzez cewki kompensujące.
4. Należy w trakcie obrazowania absorpcyjnego zapewnić jednorodne pole magnetyczne o niewielkiej wartości w kierunku propagacji wiązki (patrz rozdział 2.3).

Rozdział 5

Zakończenie

W ramach pracy magisterskiej dokonano gruntownej przebudowy układu pułapki magnetoptycznej. Do pułapkowania i obrazowania absorpcyjnego atomów wykorzystano nowy laser diodowy. Zmieniono sposób odstrajania laserów (stabilizacja do innych rezonansów) i zamykania wiązek poprzez wstawienie w ich tor odpowiednich układów z modulatorami akustooptycznymi. Dobudowano układ obrazowania absorpcyjnego. Wymieniono także źródła atomów rubidu.

Zmodyfikowany układ wykorzystano do wykonania zdjęć absorpcyjnych chmury zimnych atomów. Wykonane zdjęcia posłużyły do obliczenia temperatury atomów oraz ich liczby. Ulepszono także system wykonywania i akwizycji zdjęć.

Dodatek A

Siły optyczne - uzupełnienie

Składowe wektora Blocha. We wzorze (1.9) w jest po prostu różnicą populacji poziomów a i b . Obliczając średnią wartość momentu dipolowego \mathbf{d}

$$\langle \mathbf{d} \rangle = Tr(\sigma \mathbf{d}) = \mathbf{d}_{ab}(\sigma_{ab} + \sigma_{ba}) = 2\mathbf{d}_{ab}(u \cos \omega_L t - v \sin \omega_L t) \quad (\text{A.1})$$

i porównując z (1.3) widzimy, że u i v są proporcjonalne odpowiednio do członów \mathbf{d} , będących w fazie i w przeciwfazie z padającym polem.

Stan stacjonarny. Gdy $\frac{d}{dt}(u, v, w) = 0$, składowe wektora Blocha przyjmują postać

$$u_{st} = \frac{\Omega_1}{2} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_1^2}{2}}, \quad (\text{A.2a})$$

$$v_{st} = \frac{\Omega_1}{2} \frac{\frac{\Gamma}{2}}{\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_1^2}{2}}, \quad (\text{A.2b})$$

$$w_{st} + \frac{1}{2} = \sigma_{bb}^{st} = \frac{\Omega_1^2}{4} \frac{1}{\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_1^2}{2}}. \quad (\text{A.2c})$$

Dla $\Omega_1 \rightarrow \infty$, σ_{bb}^{st} zmierza asymptotycznie do $\frac{1}{2}$, czyli następuje wyrównanie populacji — tzw. nasycenie przejścia. Opisuje to parametr nasycenia

$$S = \frac{\frac{\Omega_1^2}{2}}{\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (\text{A.3})$$

Średnia liczba fotonów absorbowana w jednostce czasu. W czasie dt pole (1.3) wykonuje nad elektronem pracę

$$dW = q\mathcal{E}_0 \cos \omega_L t \cdot d\mathbf{r}, \quad (\text{A.4})$$

w związku z czym średnia moc zaabsorbowana przez atom wynosi

$$\left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle = \mathcal{E}_0 \cos \omega_L t \cdot \langle \dot{\mathbf{d}} \rangle, \quad (\text{A.5})$$

co po uwzględnieniu (A.1) i po uśrednieniu po okresie optycznym daje

$$\left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle = \hbar \Omega_1 \omega_L v. \quad (\text{A.6})$$

Po podzieleniu (A.6) przez energię pojedynczego fotonu, dostajemy średnią liczbę fotonów zaabsorbowaną przez atom w jednostce czasu. Wstawiając $w = \sigma_{bb} - \frac{1}{2}$ do trzeciego z równania Blocha (1.8) otrzymujemy

$$\dot{\sigma}_{bb} - \left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle = \Gamma \sigma_{bb}. \quad (\text{A.7})$$

Lewa strona równania przedstawia fakt, że absorpcja fotonu powoduje przejście do stanu wzbudzonego, podczas gdy strona prawa opisuje opróżnianie poziomu b przez emisję spontaniczną. Ponieważ w stanie stacjonarnym $\dot{\sigma}_{bb} = 0$, w jednostce czasu liczba fotonów zaabsorbowanych jest równa liczbie fotonów wyemitowanych spontanicznie

$$\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle = \Gamma \sigma_{bb}. \quad (\text{A.8})$$

Średnia siła promieniowania. Uwzględniając ruch translacyjny atomu, jego hamiltonian zapisujemy

$$H = \frac{\mathbf{P}^2}{2M} + H_A + H_R - \mathbf{d} \cdot [\mathbf{E}_e(\mathbf{R}, t) + \mathbf{E}_\perp(\mathbf{R})], \quad (\text{A.9})$$

gdzie M to całkowita masa, a \mathbf{R} i \mathbf{P} to odpowiednio położenie i pęd środka masy. Z równań Heisenberga otrzymać można wyrażenie na pochodną pędu

$$\dot{\mathbf{P}} = M\ddot{\mathbf{R}} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}} = \sum_{j=x,y,z} d_j \nabla_{\mathbf{R}} [E_{ej}(\mathbf{R}, t) + E_{\perp j}(\mathbf{R})]. \quad (\text{A.10})$$

Przy założeniu pewnych warunków¹ i po uśrednieniu po okresie optycznym, otrzymujemy wzór na średnią siłę (1.11)

$$M\ddot{\mathbf{r}}_G = \sum_{j=x,y,z} \langle d_j \rangle \nabla E_{ej}(\mathbf{r}_G, t), \quad (\text{A.11})$$

gdzie \mathbf{r}_G to środek pakietu falowego atomu.

¹W granicy małego atomowego pakietu falowego [4], rozdział V.C.2 i A.V.2

Dodatek B

Rubid

W naturalnej mieszaninie występują tylko dwa izotopy rubidu: ^{85}Rb i ^{87}Rb . Rubidu 85 jest ok. 5 razy więcej (podstawowe dane opisujące oba izotopy znaleźć można w tabeli B.1). W niniejszej pracy wykorzystywany jest izotop ^{85}Rb , choć bez większych problemów można by także pułapkować ^{87}Rb . Poniżej (rys. B.1) przedstawiona jest struktura poziomów energetycznych obu izotopów („co” na rysunku oznacza rezonans krzyżowy¹) oraz widma spektroskopii nasyceniowej (rysunki B.2 – B.6) uzyskane przy użyciu lasera TOPTICA DL 100.

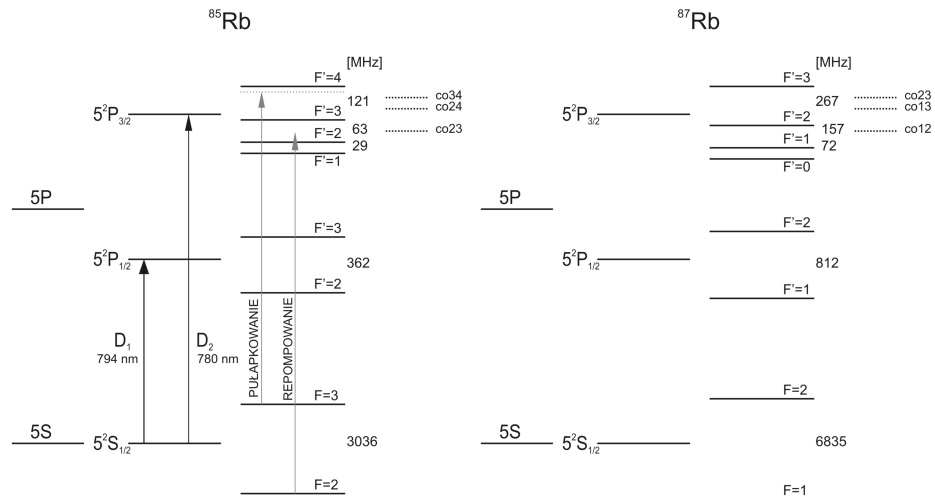
wielkość	jednostka	^{85}Rb	^{87}Rb	źródło
abundancja	%	72.168	27.835	
spin jądra I		$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	
półokres rozpadu $\tau_{\frac{1}{2}}$	lata	stabilny	$4.88 \cdot 10^{10}$	[13]
masa	kg	$1.410 \cdot 10^{-25}$	$1.443 \cdot 10^{-25}$	[27]
naturalna szerokość linii $\frac{\Gamma}{2\pi}$	MHz	5.90	6.07	[10, 13]
natężenie nasycenia I_0^2	$\frac{mW}{cm^2}$	1.62	1.67	[10, 13]
T_{dopp}	μK	140	146	[10, 13]

Tabela B.1: Niektóre dane dla linii D_2 rubidu.

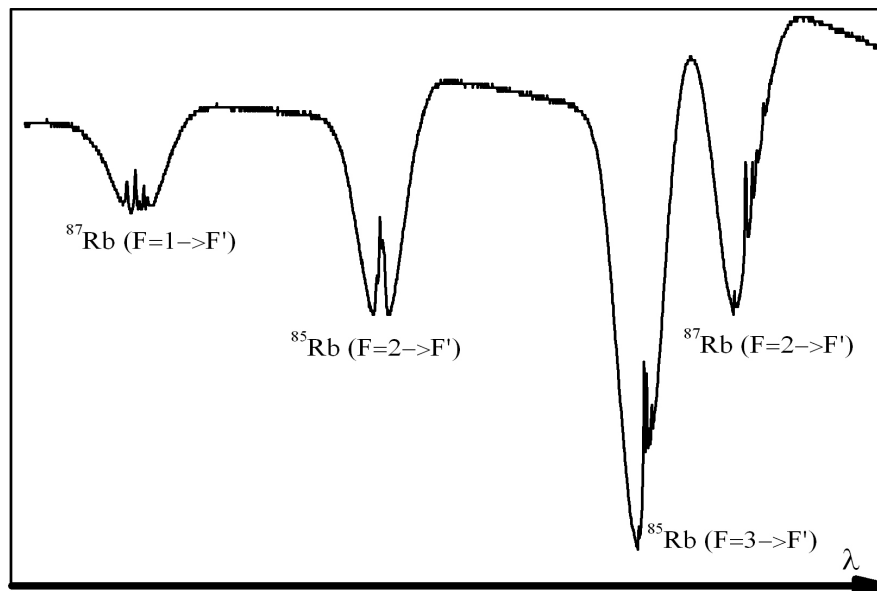
Do zbudowania pułapki magnetoptycznej potrzebne są dwa lasery — pułapkujący i repompujący. W izotopie ^{85}Rb pułapkowanie odbywa się na jedynym przejściu zamkniętym [10] linii D_2 , $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Laser pułapkujący odstrojony jest o ok. $10 MHz$ „ku czerwieni” od tego przejścia. Przejście do stanu podstawowego na poziom $F = 2$ jest wzbronione, jednakże ponieważ istnieje niezerowe prawdopodobieństwo wzbudzenia poziomu $F' = 3$, leżącego w niewielkiej odległości od $F' = 4$, w wyniku emisji spontanicznej ma miejsce ucieczka populacji do stanu $F = 2$ przez $F' = 3$. Laser repompujący przepompowuje atomy z powrotem do stanu $F = 3$ przez $F' = 2$ lub $F' = 3$.

¹ang. crossover

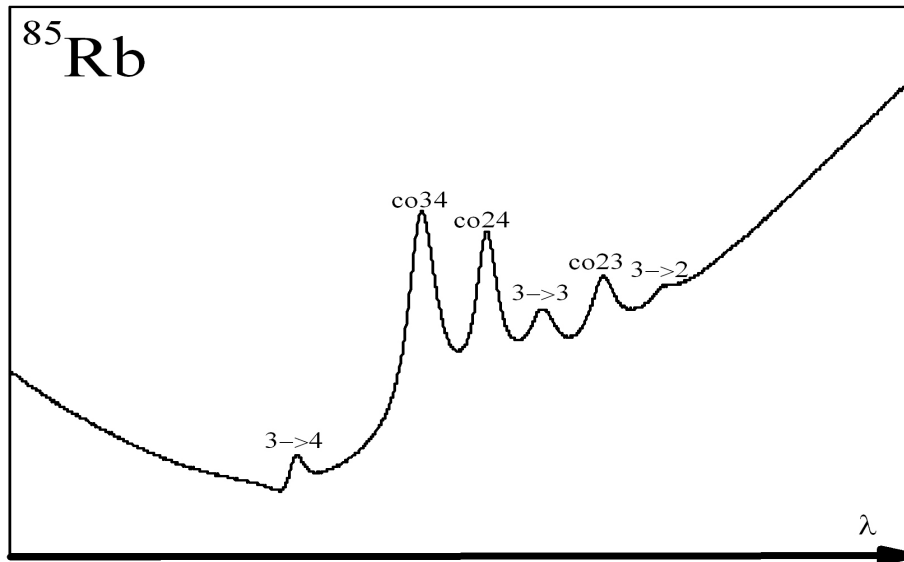
²dla przejścia pułapkującego i polaryzacji kołowej



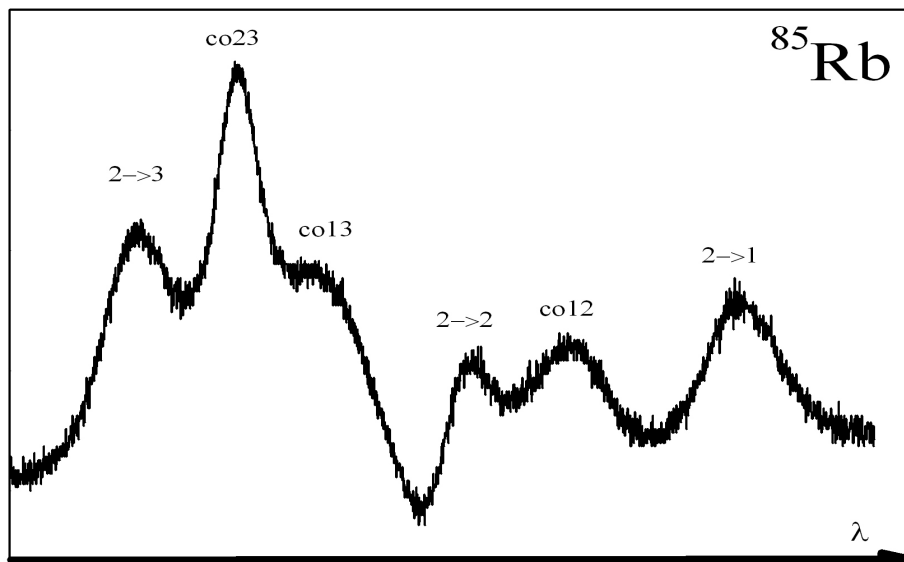
Rysunek B.1: Schemat poziomów energetycznych izotopów ⁸⁵Rb i ⁸⁷Rb [13, 21]. Skala na rysunku nie jest zachowana.



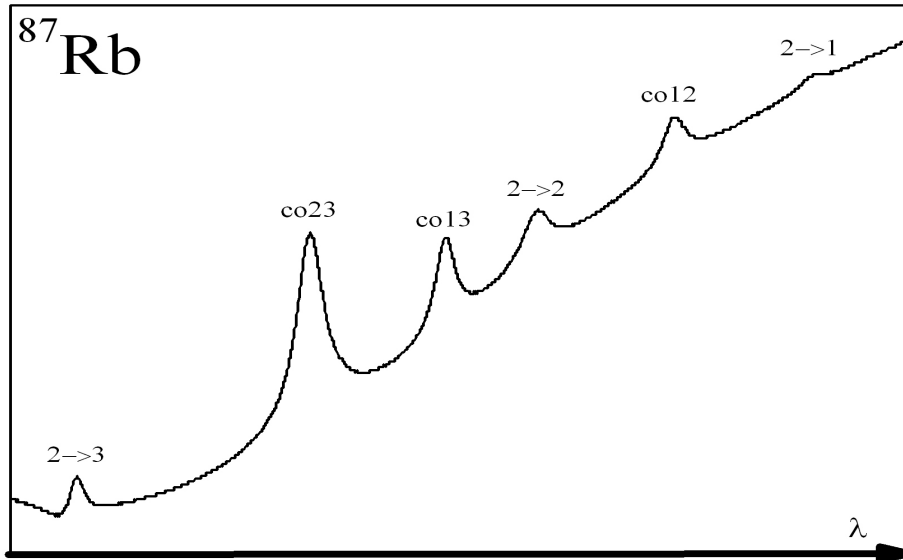
Rysunek B.2: Sygnał spektroskopii nasyceniowej linii D₂ obu izotopów rubidu dla lasera TOPTICA.



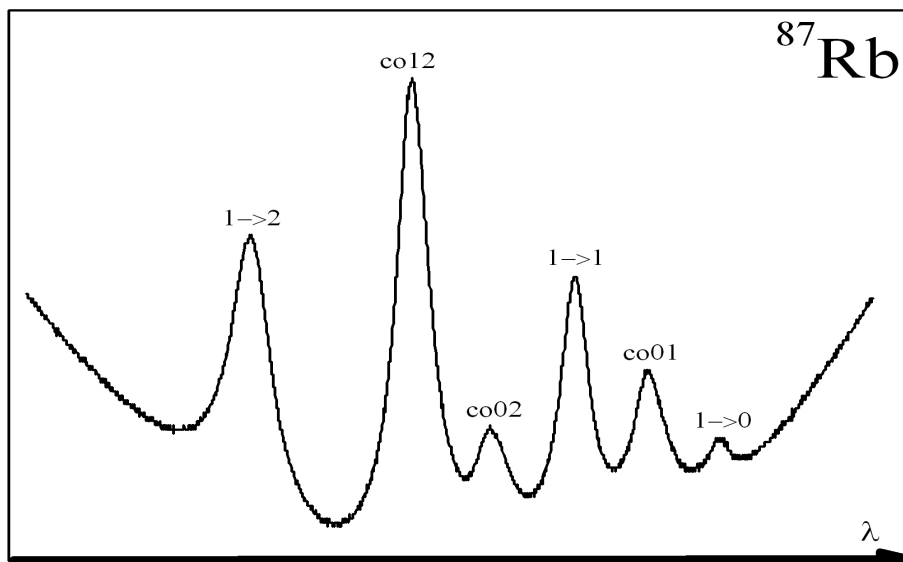
Rysunek B.3: Sygnał spektroskopii nasyceniowej ^{85}Rb , przejście pułapkujące $5^2S_{\frac{1}{2}}(F=3) \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}}(F'=2,3,4)$.



Rysunek B.4: Sygnał spektroskopii nasyceniowej ^{85}Rb , przejście repompujące $5^2S_{\frac{1}{2}}(F=2) \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}}(F'=1,2,3)$.



Rysunek B.5: Sygnał spektroskopii nasyceniowej ^{87}Rb , przejście pułapkujące $5^2S_{\frac{1}{2}}(F=2) \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}}(F'=1,2,3)$.



Rysunek B.6: Sygnał spektroskopii nasyceniowej ^{87}Rb , przejście repompujące $5^2S_{\frac{1}{2}}(F=1) \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}}(F'=0,1,2)$.

Dodatek C

Przykładowe programy do sekwencji czasowych

Program w języku *ADbasic* obsługującym kartę laboratoryjną wykonujący sekwencję czasową w obrazowaniu absorpcyjnym opisaną w rozdziale 4.2.1.

'Używane porty DIGOUT karty Adwin:

'0 - AOM repompera

'1 - pole magnetyczne

'2 - migawka aparatu cyfrowego

'3 - AOM wiązki pułapkującej

'4 - AOM wiązki obrazującej

DIM i AS LONG

DIM aparat AS FLOAT

DIM wiazka AS FLOAT

DIM spadanie AS FLOAT

DIM opozn AS LONG

INIT:

Globaldelay = 4000000

aparat = 2 'określa czas otwarcia migawki przed wyłączeniem wiązek

wiazka = 0.1 'czas oświetlania chmury atomów

spadanie = 5 'TOF

opozn = 700 'opóźnienie między zdjęciami

'w milisekundach

aparat = aparat*4000

DODATEK C. PRZYKŁADOWE PROGRAMY DO SEKWENCJI CZASOWYCH66

```
wiazka = wiazka*4000  
spadanie = spadanie*4000  
opozn = opozn*4000
```

EVENT:

'zdjęcie chmury atomów

```
CLEAR_DIGOUT(4) 'wyłączenie wiązki obrazującej (na wszelki wypadek)  
SET_DIGOUT(2) 'włączenie migawki aparatu
```

```
FOR i = 1 TO aparat 'zacznyna otwierać się migawka  
NOP  
NEXT i
```

```
CLEAR_DIGOUT(3) 'wyłączenie wiązki lasera pułapkującego  
CLEAR_DIGOUT(1) 'wyłączenie pola magnetycznego  
CLEAR_DIGOUT(0) 'wyłączenie wiązki repompera
```

```
FOR i=1 TO spadanie 'TOF + dalsze otwieranie migawki  
NOP  
NEXT i
```

```
SET_DIGOUT(0) 'włączenie repompera  
SET_DIGOUT(4) 'włączenie wiązki obrazującej
```

```
FOR i=1 TO wiazka 'miganie wiązkami  
NOP  
NEXT i
```

```
CLEAR_DIGOUT(0) 'wyłączenie repompera  
CLEAR_DIGOUT(4) 'wyłączenie wiązki obrazującej
```

```
CLEAR_DIGOUT(2) 'wylaczenie migawki
```

```
FOR i = 1 TO opozn 'przerwa między zdjęciami  
NOP  
NEXT i
```

'zdjęcie wiązki

DODATEK C. PRZYKŁADOWE PROGRAMY DO SEKWENCJI CZASOWYCH67

```
CLEAR_DIGOUT(1) 'wyłączenie pola magnetycznego
SET_DIGOUT(0) 'włączenie wiązki repumpera
SET_DIGOUT(3) 'włączenie wiązki lasera pułapkującego
CLEAR_DIGOUT(4) 'wyłączenie wiązki obrazującej (na wszelki wypadek)

'opóźnienie, żeby były takie same warunki jak przy pierwszym zdjęciu (tzn.
wiązki są włączone, gdy zaczyna się otwierać migawka)
FOR i = 1 TO 50*4000
NOP
NEXT i

SET_DIGOUT(2) 'włączenie migawki aparatu

FOR i = 1 TO aparat 'zaczyna otwierać się migawka
NOP
NEXT i

CLEAR_DIGOUT(3) 'wyłączenie wiązki lasera pułapkującego
CLEAR_DIGOUT(1) 'wyłączenie pola magnetycznego
CLEAR_DIGOUT(0) 'wyłączenie wiązki repompera

FOR i=1 TO spadanie 'TOF + dalsze otwieranie migawki
NOP
NEXT i

SET_DIGOUT(0) 'włączenie repompera
SET_DIGOUT(4) 'włączenie wiązki obrazującej

FOR i=1 TO wiazka 'miganie wiązkami
NOP
NEXT i

CLEAR_DIGOUT(0) 'wyłączenie repompera
CLEAR_DIGOUT(4) 'wyłączenie wiązki obrazującej

CLEAR_DIGOUT(2) 'wylaczenie migawki

FOR i = 1 TO opozn 'przerwa między zdjęciami
NOP
NEXT i

'zdjęcie tła
```

DODATEK C. PRZYKŁADOWE PROGRAMY DO SEKWENCJI CZASOWYCH68

```
CLEAR_DIGOUT(1) 'wyłączenie pola magnetycznego
SET_DIGOUT(0) 'włączenie wiązki repumpera
SET_DIGOUT(3) 'włączenie wiązki lasera pułapkującego
CLEAR_DIGOUT(4) 'wyłączenie wiązki obrazującej (na wszelki wypadek)

'opóźnienie, żeby były takie same warunki jak przy pierwszym zdjęciu (tzn.
wiązki są włączone, gdy zaczyna się otwierać migawka)
FOR i = 1 TO 50*4000
NOP
NEXT i

SET_DIGOUT(2) 'włączenie migawki aparatu

FOR i = 1 TO aparat 'zaczyna otwierać się migawka
NOP
NEXT i

CLEAR_DIGOUT(3) 'wyłączenie wiązki lasera pułapkującego
CLEAR_DIGOUT(1) 'wyłączenie pola magnetycznego
CLEAR_DIGOUT(0) 'wyłączenie wiązki repompera

FOR i=1 TO spadanie 'TOF + dalsze otwieranie migawki
NOP
NEXT i

'miganie wiązkami (w praktyce nie ma wiązek, ale czas wykonywania zdjęcia
musi się zgadzać)
FOR i=1 TO wiązka
NOP
NEXT i

CLEAR_DIGOUT(2) 'wylaczenie migawki

'odtworzenie chmury atomów

FOR i=1 TO 100*4000 'opóźnienie
NOP
NEXT i

SET_DIGOUT(1) 'włączenie pola magnetycznego
```

DODATEK C. PRZYKŁADOWE PROGRAMY DO SEKWENCJI CZASOWYCH69

```
SET_DIGOUT(0) 'włączenie wiązki repompera  
SET_DIGOUT(3) 'włączenie wiązki lasera pułapkującego  
CLEAR_DIGOUT(4) 'wyłączenie wiązki obrazującej  
  
END
```

Program w języku *ADbasic* obsługującym kartę laboratoryjną wykonujący sekwencję czasową w obrazowaniu fluorescencyjnym z wiązkami motowskimi (rozdział 4.1).

'Używane porty DIGOUT karty Adwin:

```
'0 - AOM repompera  
'1 - pole magnetyczne  
'2 - migawka aparatu cyfrowego  
'3 - AOM wiązki pułapkującej  
'4 - AOM wiązki obrazującej
```

```
DIM i AS LONG  
DIM aparat AS FLOAT  
DIM wiazka AS FLOAT  
DIM spadanie AS FLOAT  
DIM opozn AS LONG  
DIM start1 AS LONG  
DIM start2 AS LONG  
DIM end1 AS LONG  
DIM end2 AS LONG
```

INIT:

```
Globaldelay = 4000000  
aparat = 2.5 'określa czas otwarcia migawki przed wyłączeniem wiązek  
wiazka = 2.5 'czas oświetlania chmury atomów  
spadanie = 2 'TOF  
opozn = 700 'opóźnienie między zdjęciami
```

```
'w milisekundach  
aparat = aparat*4000  
wiazka = wiazka*4000  
spadanie = spadanie*4000  
opozn = opozn*4000
```


DODATEK C. PRZYKŁADOWE PROGRAMY DO SEKWENCJI CZASOWYCH70

EVENT:

'zdjecie chmury atomów wypuszczonych z pułapki

start1 = READ_TIMER() 'odczytuje czas początku sekwencji

CLEAR_DIGOUT(4) 'wyłączenie na wszelki wypadek wiązki obrazującej

SET_DIGOUT(2) 'włączenie migawki aparatu

FOR i = 1 TO aparat 'otwiera się migawka

 NOP

NEXT i

CLEAR_DIGOUT(3) 'wyłączenie wiązki lasera pułapkującego

CLEAR_DIGOUT(1) 'wyłączenie pola magnetycznego

CLEAR_DIGOUT(0) 'wyłączenie wiązki repompera

FOR i=1 TO spadanie 'TOF + dalsze otwieranie migawki

 NOP

NEXT i

SET_DIGOUT(0) 'włączenie repompera

SET_DIGOUT(3) 'włączenie wiązek pułapkujących

FOR i=1 TO wiazka 'miganie wiązkami

 NOP

NEXT i

CLEAR_DIGOUT(0) 'wyłączenie repompera

CLEAR_DIGOUT(3) 'wyłączenie wiązek pułapkujących

CLEAR_DIGOUT(2) 'wylaczenie migawki

end1 = READ_TIMER() 'koniec pomiaru czasu

FOR i = 1 TO opozn 'przerwa między zdjęciami

 NOP

NEXT i

'zdjęcie tła (wiązki i pole wyłączone na początku, następuje tylko „migawka”)

DODATEK C. PRZYKŁADOWE PROGRAMY DO SEKWENCJI CZASOWYCH71

start2 = READ_TIMER() 'początek kolejnego pomiaru czasu

SET_DIGOUT(2) 'włączenie migawki aparatu

FOR i = 1 TO aparat 'otwiera się migawka
NOP
NEXT i

FOR i=1 TO spadanie 'TOF + dalsze otwieranie migawki
NOP
NEXT i

SET_DIGOUT(0) 'włączenie repompera
SET_DIGOUT(3) 'włączenie wiązek pułapkujących

FOR i=1 TO wiązka 'miganie wiązkami
NOP
NEXT i

CLEAR_DIGOUT(0) 'wyłączenie repompera
CLEAR_DIGOUT(3) 'wyłączenie wiązek pułapkujących

CLEAR_DIGOUT(2) 'wylaczenie migawki

end2 = READ_TIMER() 'koniec pomiaru czasu

'odtworzenie chmury atomów

FOR i=1 TO 100*4000 'opóźnienie
NOP
NEXT i

SET_DIGOUT(1) 'włączenie pola magnetycznego
SET_DIGOUT(0) 'włączenie wiązki repompera
SET_DIGOUT(3) 'włączenie wiązki lasera pułapkującego
CLEAR_DIGOUT(4) 'wyłączenie wiązki obrazującej

PAR_1 = (end1 - start1) *25E-5 'pokazuje czas trwania pierwszej części
PAR_2 = (end2 - start2) *25E-5 'pokazuje czas trwania drugiej części

END

DODATEK C. PRZYKŁADOWE PROGRAMY DO SEKWENCJI CZASOWYCH72

Program w języku *ADbasic* obsługującym kartę laboratoryjną wykonujący sekwencję czasową w obrazowaniu fluorescencyjnym z wiązką motowską (rozdział 4.1) różni się tylko jednym fragmentem kodu w obu częściach sekwencji:

```
SET_DIGOUT(4) 'włączenie wiązki obrazującej
```

```
FOR i=1 TO wiazka 'miganie wiązką  
NOP  
NEXT i
```

```
CLEAR_DIGOUT(4) 'wyłączenie wiązki obrazującej
```

Bibliografia

- [1] T. Kawalec. *Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka*. Rozprawa doktorska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2005)
- [2] K. Kiersnowski. *Badanie własności zimnych atomów przy powierzchni oraz ich modów orbitalnych w pułapce magnetoptycznej*. Rozprawa doktorska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2007)
- [3] C. Cohen-Tannoudji. *Manipulowanie atomami za pomocą fotonów. wykład noblowski*. Postępy fizyki, **50** (1999)
- [4] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg. *Atom-Photon Interactions. Basic Process and Applications*. John Wiley & Sons, Inc. (1992)
- [5] R. Grimm, M. Weidemüller, Y. Ovchinnikov. *Optical dipole traps for neutral atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys., **42** (2000)
- [6] C. Cohen-Tannoudji, J. Dalibard. *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*. J. Opt. Soc. Am. B, **2** (1985)
- [7] P. Lett, W. Phillips, S. Rolston, C. Tanner, R. Watt, C. Westbrook. *Optical molasses*. J. Opt. Soc. A, **6** (1989): 2084
- [8] D. Siwińska. *Diagnostyka kinematyki zimnych atomów 85Rb metodą spektroskopii ramanowskiej*. Praca magisterska, Zakład Fotoniki UJ (2007)
- [9] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji. *Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. J. Opt. Soc. A, **6** (1989): 2023
- [10] M. Zawada. *Diagnostyka pułapki magnetoptycznej*. Praca magisterska, Zakład Optyki Atomowej UJ (1999)
- [11] M. Mączyńska. *Pułapkowanie i pomiar temperatury zimnych atomów*. Praca magisterska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2001)

- [12] T. Brzozowski, M. Mączyńska, M. Zawada, J. Zachorowski, W. Gawlik. *Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances*. J. Opt. B, **4** (2002): 62
- [13] D. A. Steck. *Rubidium 87 D line data* (2003). Theoretical Division (T-8), MS B285; Los Alamos National Laboratory; NM 87545
- [14] G. Reinaudi, T. Lahaye, Z. Wang, D. Guery-Odelin. *Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms*. Opt. Lett., **32** (2007): 3143
- [15] S. Kadlecek, J. Sebby, R. Newell, T. Walker. *Non-destructive spatial heterodyne imaging of cold atoms*. Opt. Lett., **26** (2001): 137
- [16] W. Ketterle, D. Durfee, D. Stamper-Kurn. *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*. W: *Bose-Einstein condensation in atomic gases*, (pod redakcją M. Inguscio, S. Stringari, C. Wieman). International School of Physics 'Enrico Fermi', Course CXL, IOS Press, Amsterdam (1999), str. 67–176
- [17] J. Arlt. *Experiments on Bose-Einstein Condensation*. Rozprawa doktorska, University of Oxford (2000)
- [18] C. Bradley, C. Sackett, R. Hulet. *Bose-Einstein condensation of lithium: Observation of limited condensate number*. Phys. Rev. Lett., **78** (1997): 985
- [19] M. Mączyńska, T. Brzozowski. *Krótki kurs efektywnego justowania układu optycznego*
- [20] DL 100 Grating Stabilized Diode Laser Head Manual — instrukcja obsługi lasera TOPTICA Photonics
- [21] A. Noga. *Budowa i diagnostyka pułapki magneto – optycznej. Badanie zderzeń zimnych atomów rubidu w polu świetlnym*. Praca magisterska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2001)
- [22] W. Demtroeder. *Spektroskopia laserowa*. PWN, Warszawa (1993)
- [23] M. Brzozowska. *Efekty odrzutu i lokalizacji atomów w pułapce magneto-optycznej*. Rozprawa doktorska, Zakład Fotoniki UJ (2005)
- [24] J. Kim, D. Cho. *Dark-spot magneto-optical trap of cesium atoms*. Journal of the Korean Physical Society, **39** (2001): 864
- [25] W. Ketterle, K. Davis, M. Joffe, A. Martin, D. Pritchard. *High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap*. Phys. Rev. Lett., **70** (1993): 2253

- [26] W. Phillips, P. Lett, S. Rolston, C. Tanner, R. Watts, C. Westbrook, C. Salomon, J. Dalibard, A. Clairon, S. Guellati. *Optical molasses: Cold atoms for precision measurements*. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, **40** (1991): 78
- [27] M. Bradley, J. Porto, S. Rainville, J. Thompson, D. Pritchard. *Penning trap measurements of the masses of ^{133}Cs , $^{87,85}\text{Rb}$, and ^{23}Na with uncertainties 10.2 ppb*. Phys. Rev. Lett., **83** (1999): 4510
- [28] H. Metcalf, P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer (1999)
- [29] A. Aidan. *Preparation and Manipulation of an ^{87}Rb Bose-Einstein Condensate*. Rozprawa doktorska, University of Sussex (1999)