

Jacek Fiutowski

Fala zanikająca w oddziaływaniach z atomami
i obiektami mezoskopowymi

PRACA DOKTORSKA NAPISANA W INSTYTUCIE FIZYKI
UNIwersYTETU Jagiellońskiego w Krakowie pod
KIERUNKIEM PROF. DRA HAB. TOMASZA DOHNALIKA

Kraków 2009

Spis treści

Abstract	V
Podziękowania	VII
Wprowadzenie	1
1 Fala zanikająca	3
1.1 Wstęp	3
1.2 Monochromatyczna fala na granicy dwóch ośrodków	3
1.3 Całkowite wewnętrzne odbicie i fala zanikająca	5
1.4 Stan polaryzacji fali zanikającej	6
1.5 Wektor Poyntinga dla fali zanikającej	9
1.6 Efekt Goosa-Hänchen	10
1.7 Spektroskopia fali zanikającej i selektywnego odbicia	12
1.8 Fala zanikająca w zastosowaniach	12
2 Eksperymentalne metody pomiaru stanu polaryzacji fali zanikającej	15
2.1 Wstęp	15
2.2 Metoda spektroskopowa	15
2.2.1 Idea pomiaru	15
2.2.2 Efekt optogalwaniczny	17
2.2.3 Układ eksperymentalny	18
2.2.4 Wyniki badań	20
2.2.5 Podsumowanie	25
2.3 Metoda anizotropowej absorpcji	25
2.3.1 Idea pomiaru	25
2.3.2 Nanowłókna organiczne	26

2.3.3	Układ eksperymentalny	33
2.3.4	Wyniki badań	34
2.3.5	Podsumowanie	38
3	Fala zanikająca w optycznym lustrze dipolowym	39
3.1	Wstęp	39
3.2	Manipulowanie atomami za pomocą fali zanikającej	40
3.2.1	Radiacyjna siła dipolowa	41
3.2.2	Optyczny potencjał dipolowy i niekoherentne rozpra- szanie fotonów	43
3.2.3	Ruch atomu w potencjale lustra atomowego	47
3.2.4	Ciśnienie światła w fali zanikającej	49
3.3	Realizacja lusterek optycznych	62
3.4	Pułapka magneto optyczna	63
4	Badanie zagadnienia ciśnienia światła w fali zanikającej	67
4.1	Wstęp	67
4.2	Układ eksperymentalny	68
4.2.1	Układ laserowy	68
4.2.2	Pułapka magneto optyczna dla atomów rubidu	71
4.2.3	System obrazowania	74
4.2.4	Układ próżniowy	77
4.2.5	Sterowanie eksperymentem	78
4.3	Wyniki eksperymentu	80
4.3.1	Optymalizacja ustawień pułapki magneto optycznej	80
4.3.2	Optymalizacja ustawień układu lustra dipolowego	84
4.3.3	Przebieg i wyniki eksperymentu	88
4.4	Podsumowanie i perspektywy	103

Abstract

The first part of the thesis concerns investigation of polarization properties of the evanescent wave with the use of the spectroscopic and the fluorescence methods. The results of performed experiments confirm the existence of the non-transverse electric field component of the evanescent wave. In the first discussed experiment, results have been obtained by applying optogalvanic spectroscopy to observe Zeeman effect in the evanescent wave in Ar gas. In the second, obtained by invoking polarization-sensitive and light-emitting organic nanofibers. In the second part of the dissertation there is described the experiment in the optical mirror set-up, where the evanescent wave as the dipole force was used. This part concerns investigation of the light pressure from the evanescent wave in different configurations and detunings.

Podziękowania

Pragnę wyrazić wdzięczność mojemu promotorowi, prof. dr hab. Tomaszowi Dohnalikowi za opiekę podczas studiów doktoranckich, pomoc podczas powstawania tej pracy oraz wielką życzliwość.

Bardzo dziękuję prof. dr hab. Horstowi-Günterowi Rubahnowi za umożliwienie mi pracy w jego grupie, na Uniwersytecie Południowej Danii w Odense, a następnie w Sonderborgu oraz cenne wskazówki dotyczące wykonywanych eksperymentów.

Dziękuję dr hab. Leszkowi Józefowskiemu za wprowadzenie mnie w sztukę optyki oraz opiekę naukową w trakcie pracy na Uniwersytecie Południowej Danii.

Serdecznie dziękuję dr Tomaszowi Kawalcowi za wieloletnią owocną współpracę, pomoc okazaną podczas powstawania tej pracy, cenne uwagi, dyskusje oraz niezastąpione wsparcie.

Dziękuję mgr Dobrosławie Bartoszek za okazaną pomoc podczas powstawania tej pracy, cenne uwagi oraz za miłą atmosferę panującą w laboratorium.

Wszystkim pracownikom i studentom Zakładu Optyki Atomowej i Zakładu Fotoniki dziękuję za pomoc, życzliwość oraz niepowtarzalną atmosferę towarzyszącą codziennej pracy. Szczególne słowa wdzięczności kieruję do: inż. Józefa Flagi, pana Stanisława Pajki, pani Danuty Myrek, dr Marcina Strojckiego, mgr Krzysztofa Brzozowskiego, mgr Leszka Krzemienia, mgr Adama Wojciechowskiego, a także PhD Jonathana Brewera, PhD Ralfa Frese, msc. Mortena Madsena oraz msc. Kaspera Thilsinga-Hansena z grupy duńskiej.

Wprowadzenie

Tematem przewodnim niniejszej rozprawy jest fala zanikająca oraz badania związane z jej własnościami, a w szczególności jej oddziaływaniami z atomami i obiektami mezoskopowymi. Analiza tych oddziaływań posłużyć może do uzyskania informacji na temat charakteru i zachowania fali, bądź ona sama może stać się narzędziem w rękach eksperymentatora. Opisane eksperymenty wplatają się w nurt ważnych, prowadzonych w ostatnich latach badań, mających na celu (poza wartościami poznawczymi) zbudowanie układów atomowo-powierzchniowych pozwalających na: konstruowanie i analizę atomowych układów jedno- i dwuwymiarowych, budowę bazy do obliczeń kwantowych oraz integrację atomowo-optyczną. Wszystkie te zastosowania wymagają dogłębnej znajomości zarówno oddziaływań atomy-powierzchnia jak i właściwości samej fali zanikającej.

W rozdziale pierwszym przedstawione są podstawy fizyczne zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia oraz podstawowe właściwości fali zanikającej. Zarysowano podstawy związane ze spektroskopią fali zanikającej oraz selektywnego odbicia. Wspomniano także o pewnych zastosowaniach fali zanikającej bazujących na jej właściwościach w różnych dziedzinach fizyki.

Rozdział drugi zawiera opis dwóch eksperymentów poświęconych próbom doświadczalnej weryfikacji przewidywań na temat stanu polaryzacji fali zanikającej, a zarazem historię tego pomiaru. Pierwszy z przedstawionych eksperymentów oparty jest na efekcie optogalwanicznym w Argonie, natomiast drugi wykorzystuje optycznie aktywne nanostruktury (mezostruktury) organiczne.

W rozdziale trzecim przedstawione są podstawy fizyczne działania optycznych lusterek atomowych wykorzystujących falę zanikającą. Zarysowano także zasadę działania pułapek magnetoptycznych oraz różne aspekty manipulowania atomami za pomocą światła. W dużym stopniu rozdział ten poświęcony jest zagadnieniu cienia promieniowania oraz różnym metodą podejścia

do tego problemu.

Rozdział czwarty poświęcony jest opisowi budowy układu optycznego lustra dipolowego dla atomów rubidu. Zawiera opis sposobu optymalizacji ustawień pułapki magnetoptycznej oraz samego lustra dipolowego. Przedstawia także wyniki eksperymentu badającego wpływ ciśnienia światła fali zanikającej, wywieranego na odbijane atomy.

Eksperyment opisany w rozdziale drugim, dotyczący efektu optogalwanicznego, oraz eksperyment związany z atomowym lustrem optycznym zostały wykonane w Zakładzie Optyki Atomowej w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. Natomiast eksperyment dotyczący wykorzystania nanostruktur organicznych wykonany został przy współpracy grupy prof. dr hab. H.-G. Rubahna w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Południowej Danii w Odense.

Rozdział 1

Fala zanikająca

1.1 Wstęp

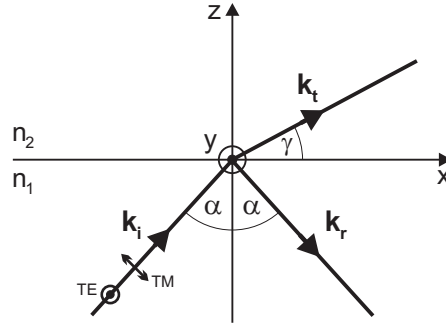
Fala zanikająca jest jednym z możliwych rozwiązań równania falowego w optyce i pojawia się jako wynik przechodzenia światła z ośrodka optycznie gęstszego do ośrodka optycznie rzadszego podczas zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia. Jej istnienie zostało przewidziane już przez I. Newtona, a pierwsze zastosowania miały miejsce na początku XX wieku (Mikroskop ciemnego pola 1906r.). W niniejszym rozdziale przedstawiono opis podstawowych właściwości fali zanikającej w domenie elektromagnetycznej i optycznej.

1.2 Monochromatyczna fala na granicy dwóch ośrodków

Założmy, że na granicę rozdziału dwóch dielektryków, o współczynnikach załamania odpowiednio n_1 i n_2 , pada płaska fala monochromatyczna postaci [1]:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)) + c.c., \quad (1.1)$$

gdzie $\vec{E}_0 = const.$ jest jej amplitudą, $\vec{k}$ – wektorem falowym, a ω – częstotliwością. Równania falowe dla fal: padającej (i), odbitej (r) oraz załamanej (t) można



Rysunek 1.1: Monochromatyczna fala na granicy rozdziału dwóch dielektryków. Na wykresie zaznaczono dwie rozpatrywane polaryzacje fali: TE (z ang. Transverse Electric) i TM (Transverse Magnetic).

zapisać jako:

$$\begin{aligned}\vec{E}_i &= \vec{E}_{i0} \exp \left(i \left(\vec{k}_i \vec{r} - \omega t \right) \right), \\ \vec{E}_r &= \vec{E}_{i0} \exp \left(i \left(\vec{k}_r \vec{r} - \omega t \right) \right), \\ \vec{E}_t &= \vec{E}_{i0} \exp \left(i \left(\vec{k}_t \vec{r} - \omega t \right) \right).\end{aligned}\tag{1.2}$$

Amplitudy tych fal opisywane są przez tzw. równania Fresnela, które wraz z prawami załamania i odbicia fal wynikają z równań Maxwella i warunków ciągłości odpowiednich składowych wektorów indukcji oraz natężenia pola elektrycznego i magnetycznego na granicy rozdziału dielektryków. Uwzględnienie tych warunków prowadzi do następującej postaci wzorów Fresnela [2]:

$$\begin{aligned}r_{TE} &= \frac{E_r^{TE}}{E_i^{TE}} = \frac{\cos \theta - \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta}}, \\ t_{TE} &= \frac{E_t^{TE}}{E_i^{TE}} = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta}}, \\ r_{TM} &= \frac{E_r^{TM}}{E_i^{TM}} = \frac{n_{21}^2 \cos \theta - \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta}}{n_{21}^2 \cos \theta + \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta}}, \\ t_{TM} &= \frac{E_t^{TM}}{E_i^{TM}} = \frac{2 n_{21} \cos \theta}{n_{21}^2 \cos \theta + \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta}},\end{aligned}\tag{1.3}$$

gdzie indeksy TM i TE odnoszą się do polaryzacji fali padającej, odpowiednio równoległej i prostopadłej do płaszczyzny padania.

1.3 Całkowite wewnętrzne odbicie i fala zanikająca

Jeżeli monochromatyczna fala płaska pada na granicę dwóch ośrodków, od strony ośrodka optycznie gęstszego ($n_1 > n_2$) to wraz ze wzrostem kąta padania, fala załamana propaguje się w sposób coraz bardziej równoległy do powierzchni rozdziału. Z prawa Snella można zdefiniować kąt graniczny ($\alpha = \arcsin n_2/n_1$), dla którego fala ta jest równoległa do powierzchni granicznej dwóch ośrodków. Powyżej kąta granicznego, kąt załamania przyjmuje wartość urojoną ($\sin \gamma > 1$). Interpretuje się to jako brak płaskiej fali załamanej w ośrodku rzadszym, a zjawisko to nosi nazwę całkowitego wewnętrznego odbicia. Podczas takiego odbicia dwie składowe wektora E_i fali padającej (prostopadła i równoległa) doznają różnych zmian fazy. Odpowiednie składowe wektora E_r fali odbitej wiążą się ze składowymi fali padającej następująco [3, 4]:

$$\begin{aligned} E_r^{TE} &= E_i^{TE} e^{i\delta^{TE}}, \\ E_r^{TM} &= E_i^{TM} e^{i\delta^{TM}}, \end{aligned} \quad (1.4)$$

gdzie:

$$\tan \frac{\delta^{TE}}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}}{\cos \theta}, \quad (1.5)$$

$$\tan \frac{\delta^{TM}}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}}{n_{21}^2 \cos \theta}, \quad (1.6)$$

to skoki faz, które powodują zmianę polaryzacji światła odbitego w stosunku do polaryzacji fali padającej. Pomimo całkowitego odbicia pole elektromagnetyczne w ośrodku rzadszym nie jest zerowe, a z równań Maxwella otrzymujemy zależność:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \Rightarrow k_x^2 + k_z^2 = k_0^2. \quad (1.7)$$

Co prowadzi do następujących postaci składowych wektora falowego fali załamanej:

$$k_{tx} = \frac{\omega}{c} n_1 \sin \theta, \quad (1.8)$$

$$k_{tz} = i \frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}. \quad (1.9)$$

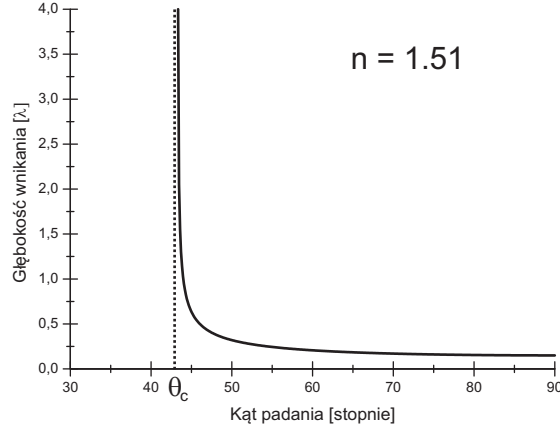
Stąd fala załamana w ośrodku rzadszym posiada czynnik fazowy:

$$\exp \left[-ix \left(\frac{\omega}{c} n_1 \sin \theta \right) \right] \exp \left[-z \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2} \right) \right] \exp [-i\omega t], \quad (1.10)$$

co interpretujemy jako fakt, że fala rozprzestrzenia się wzdłuż granicy rozdziału dielektryków i zanika wykładniczo ze wzrostem odległości od tej granicy. Można zdefiniować także tzw. głębokość wnikania d fali zanikającej:

$$d = |k_{tz}|^{-1} = \frac{1}{\frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}} = \frac{\lambda_0}{2\pi \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}}. \quad (1.11)$$

Widać, że jest ona porównywalna z długością fali λ .



Rysunek 1.2: Głębokość wnikania fali zanikającej w funkcji kąta padania.

1.4 Stan polaryzacji fali zanikającej

Rozważając odpowiednio dwie ortogonalne polaryzacje (TM i TE) fali padającej można obliczyć średnie wartości kwadratowe pola elektrycznego w rzadszym ośrodku dla kątów padania w zakresie od 0 do 90 stopni [5]:

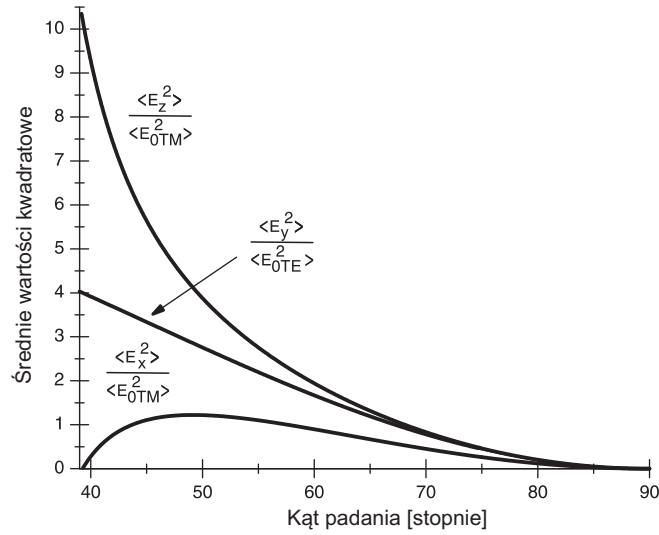
$$\langle E_y^2 \rangle = \frac{1}{2} |t_{TE}|^2 e^{-4\pi z / \lambda \text{Im} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta}} E_{0TE}^2, \quad (1.12)$$

$$\langle E_x^2 \rangle = \frac{1}{2} \left| \frac{\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta}}{n_2} t_{TM} \right|^2 e^{-4\pi z / \lambda \text{Im} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta}} E_{0TM}^2, \quad (1.13)$$

$$\langle E_z^2 \rangle = \frac{1}{2} \left| \frac{n_1 \sin \theta}{n_2} t_{TM} \right|^2 e^{-4\pi z / \lambda \text{Im} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta}} E_{0TM}^2, \quad (1.14)$$

gdzie t_{TE} i t_{TM} to współczynniki transmisji.

Przy pomocy równań 1.12 i 1.14 można obliczyć średnie kwadratowe wartości wektora elektrycznego na granicy ośrodków ($z = 0$), w funkcji kąta padania.



Rysunek 1.3: Średnie kwadratowe wartości wektora elektrycznego na granicy ośrodków $n_1 = 1.51$ i $n_2 = 1$ w funkcji kąta padania.

Wygodnie jest obliczyć składniki pola elektrycznego fali zanikającej, w celu pokazania odpowiednich relacji fazowych pomiędzy składowymi wektora pola elektrycznego [3]:

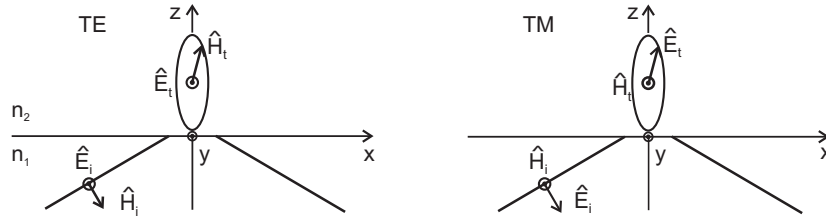
$$\frac{E_{tx}}{E_i^{TM}} = \frac{2 \cos \theta \sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}}{\sqrt{n_{21}^4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta - n_{21}^2}} e^{(-i(\delta^{TM} + \pi)/2)}, \quad (1.15)$$

$$\frac{E_{ty}}{E_i^{TE}} = \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{1 - n_{21}^2}} e^{(-i\delta^{TE}/2)}, \quad (1.16)$$

$$\frac{E_{tz}}{E_i^{TM}} = \frac{2 \cos \theta \sin \theta}{\sqrt{n_{21}^4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta - n_{21}^2}} e^{(-i\delta^{TM}/2)}, \quad (1.17)$$

gdzie $n_{21}=n_2/n_1$, a δ^{TM} i δ^{TE} to przesunięcia fazowe.

Jak można zauważyć polaryzacja fali zanikającej jest liniowa dla polaryzacji TE fali padającej oraz eliptyczna (składowe E_x i E_z są przesunięte w fazie $\pi/2$) dla polaryzacji TM fali padającej. Należy także zauważyć, w przypadku polaryzacji TM fali zanikającej, że wektor pola elektrycznego zakreśla elipsę w płaszczyźnie propagacji fali, to znaczy, że fala zanikająca nie jest w tym przypadku falą poprzeczną. Jednocześnie jest falą poprzeczną ze względu na kierunek drgań wektora magnetycznego [3, 4, 6].



Rysunek 1.4: Teoretyczne przewidywania na temat stanu polaryzacji fali zanikającej dla polaryzacji TM i TE fali padającej [3, 4].

Istotną rzeczą, biorąc pod uwagę aspekty polaryzacyjne fali zanikającej, jest natężenie tej fali. Efektywne natężenie fali zanikającej można przedstawić jako:

$$I = \frac{1}{2} n \varepsilon_0 c |\vec{E}_t|^2. \quad (1.18)$$

Definiując natężeniowe współczynniki transmisji można na bazie równań Fresnla obliczyć dla $z = 0$ natężenie fali zanikającej znając polaryzację i natężenie fali padającej.

$$T_{TM} = \frac{I_t^{TM}}{I_i^{TM}} = \frac{n_2 |\hat{E}_t^{TM}|^2}{n_1 |\hat{E}_i^{TM}|^2}, \quad (1.19)$$

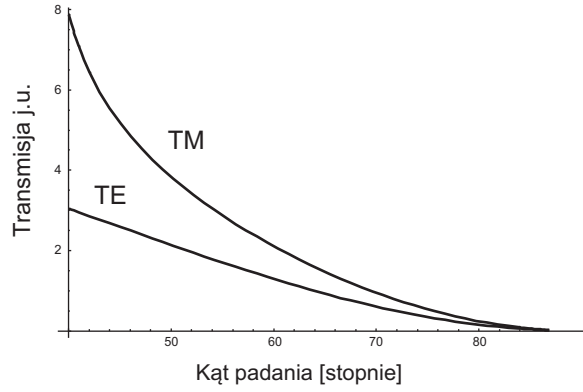
$$T_{TE} = \frac{I_t^{TE}}{I_i^{TE}} = \frac{n_2 |\hat{E}_t^{TE}|^2}{n_1 |\hat{E}_i^{TE}|^2}. \quad (1.20)$$

Wykorzystanie wzorów Fresnla dla zespolonych współczynników transmisji t_{TE} i t_{TM} ($\theta > \theta_c$) prowadzi do postaci:

$$T_{TM} = n_{21} \frac{4 \cos^2 \theta (2 \sin^2 \theta - n_{21}^2)}{n_{21}^4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta - n_{21}^2}, \quad (1.21)$$

$$T_{TE} = n_{21} \frac{4 \cos^2 \theta}{1 - n_{21}^2}, \quad (1.22)$$

co ilustruje rysunek 1.5. Fakt ten ma szczególne znaczenie przy budowie tzw.



Rysunek 1.5: Współczynniki transmisji dla fali zanikającej, dla polaryzacji TM i TE fali padającej w funkcji kąta padania.

optycznych luster atomowych i jego wykorzystanie będzie opisane w dalszej części pracy.

1.5 Wektor Poyntinga dla fali zanikającej

Mimo obecności pola elektrycznego w optycznie rzadszym ośrodku, średni strumień energii przepływający przez granicę dielektryków wynosi 0. Wektor Poyntinga reprezentuje przepływ energii przez jednostkę powierzchni w jednostce czasu [4]:

$$\vec{S} = \vec{E}_t(\vec{r}, t) \times \vec{H}_t(\vec{r}, t). \quad (1.23)$$

Składowe wektora $\vec{S}$ wyliczone i uśrednione dla jednego okresu fali przedstawione są poniżej [4]:

$$\begin{aligned} \bar{S}_x = \frac{1}{2} n_1 \sin \theta \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(|t_{TM}|^2 |E_t^{TM}|^2 + |t_{TE}|^2 |E_t^{TE}|^2 \right) \times \\ \times \exp \left(-2kz \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2} \right), \end{aligned} \quad (1.24)$$

$$\bar{S}_y = \frac{1}{2} n_1 \sin \theta \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}}{n_2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \Re \left(2i t_{TM} t_{TE}^* E_t^{TM} E_t^{TE*} \right) \times \exp \left(-2kz \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2} \right), \quad (1.25)$$

$$\bar{S}_z = 0. \quad (1.26)$$

Symbol $\Re$ oznacza część rzeczywistą. Współczynniki t_{TM} i t_{TE} mają postać:

$$t_{TE} = \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{1 - n_{21}^2}} e^{(-i\delta^{TE}/2)}, \quad (1.27)$$

$$t_{TM} = n_{21} \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{n_{21}^4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta - n_{21}^2}} e^{(-i\delta^{TM}/2)}. \quad (1.28)$$

Z powyższych wzorów wynika, że nie ma składowej energii w kierunku prostopadłym do powierzchni rozdziału (z). Składowa x -owa zawierająca się w płaszczyźnie padania jest zawsze niezerowa, natomiast składowa y -owa jest niezerowa tylko wtedy, gdy niezerowe są obie składowe polaryzacji fali padającej.

1.6 Efekt Goosa-Hänchen

Jeżeli na granicę rozdziału dwóch ośrodków, od strony ośrodka gęstszego, pada ograniczona przestrzennie wiązka światła wystąpi również tzw. efekt Goosa-Hänchen. Polega on na tym, że punkt padania wiązki na płaszczyznę rozdziału i jej punkt odbicia są przestrzennie rozdzielone względem siebie.

Rodzaj przesunięcia zależy od stanu polaryzacji fali padającej. W przypadku liniowej polaryzacji TE lub TM mamy do czynienia z tzw. podłużnym przesunięciem Goosa - Hänchen. Można go wyrazić ogólnym wzorem [7]:

$$x_s = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\delta(\theta)}{d\theta}, \quad (1.29)$$

gdzie $\delta(\theta)$ to zmiana fazy wiązki odbitej względem padającej, będąca funkcją kąta padania. Proste rachunki, w których wiązkę padającą przedstawia się jako superpozycję dwóch fal płaskich, prowadzą do następujących zależności [6]:

$$x_s^{TE} = \frac{2}{k_i} \frac{\tan \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}}, \quad (1.30)$$

$$x_s^{TM} = \frac{2}{k_i n_{21}^2} \frac{\tan \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}}. \quad (1.31)$$

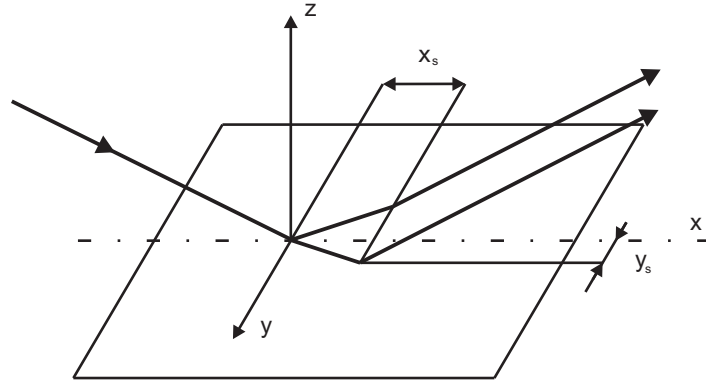
Są one słuszne dla kątów padania bliskich kątowi granicznemu. Z powyższych wzorów wynika, że wielkość przesunięcia Goosa-Hänchen jest zbliżona do długości fali padającej.

W przypadku gdy fala padająca ma polaryzację eliptyczną bądź kołową mamy do czynienia z tzw. poprzecznym przesunięciem Goosa-Hänchen. Ma ono maksymalną wartość dla polaryzacji kołowej i jest o rząd wielkości mniejsze od efektu podłużnego. Dla przypadku polaryzacji kołowej fali padającej można obliczyć wartości obydwu przesunięć i wynoszą one odpowiednio [6]:

$$x_s = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\sin^2 \theta \cos(1 + n_{21}^2)}{\sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2} (\cos^2 \theta n_{21}^4 + \sin^2 \theta - n_{21}^2)}, \quad (1.32)$$

dla przesunięcia podłużnego, a dla przesunięcia poprzecznego (patrz rysunek 1.6):

$$y_s = \pm \frac{\sin^3 \theta \cos \theta}{n_{21}^4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta - n_{21}^2}. \quad (1.33)$$



Rysunek 1.6: Przesunięcia poprzeczne i podłużne Goosa-Hänchen dla polaryzacji kołowej fali padającej [8].

Istnienie obydwu przesunięć można wyjaśnić na podstawie zasady zachowania energii, w połączeniu z wnioskami z poprzedniego paragrafu, dotyczącymi istnienia odpowiednich niezerowych składowych wektora Poyntinga. Omawiany efekt przesunięcia podłużnego został przewidziany przez I. Newtona, a zademonstrowany doświadczalnie w 1943 roku przez F. Goosa i H.

Hänchen (wyniki pomiarów opublikowano w roku 1947). Przesunięcie poprzeczne zostało przewidziane dopiero w 1955 roku przez F.I. Fedorova, a zmierzone w 1972 roku przez O. Costa de Beauregrda i C. Imberta [9].

1.7 Spektroskopia fali zanikającej i selektywnego odbicia

W typowych badaniach z dziedziny optyki atomowej, w których wykorzystuje się falę zanikającą, ośrodkiem rzadszym optycznie są pary atomowe, dla których zachodzi $n_2 \approx 1$. Rejestrując natężenie fali odbitej od granicy rozdziału dielektryków można zauważyć znaczące modyfikacje, w zależności od częstości ω fali padającej. Omawiane modyfikacje zachodzą w sytuacji, gdy częstość ω jest bliska częstości rezonansowej par atomowych i dotyczy zarówno przypadku normalnego odbicia, jak i całkowitego wewnętrznego odbicia.

W przypadku odbicia pod kątem mniejszym od kąta granicznego, zwanego selektywnym odbiciem [10, 11], zmiany natężenia odbitej fali wynikają z zależności współczynnika załamania n_2 od częstotliwości ω . Uwzględnienie tej zależności we wzorach Fresnela, pozwala na otrzymanie wartości współczynnika odbicia fali, jako funkcji częstości ω . W tym przypadku spektroskopowa postać sygnału selektywnego odbicia jest splotem odpowiednich krzywych dyspersyjnych i absorpcyjnych.

Przy zjawisku całkowitego wewnętrznego odbicia, zmiany natężenia fali odbitej wynikają z absorpcji fali zanikającej w warstwie przypowierzchniowej par atomowych. Również w tym przypadku zaobserwować można zależności współczynnika załamania n_2 od częstotliwości ω . W przypadku propagacji fal o ortogonalnych polaryzacjach (TM i TE) obserwuje się różnice amplitudowe w widmach absorpcyjnych, co również wynika wprost z równań Fresnela [12, 13].

1.8 Fala zanikająca w zastosowaniach

Od czasów Newtona, kiedy to po raz pierwszy zostało przewidziane istnienie fali, poznawano coraz więcej jej specyficznych właściwości. Obecnie znajduje ona wiele zastosowań, głównie naukowych ale także bardziej komercyjnych.

Fala zanikająca, powstająca w wyniku całkowitego wewnętrznego odbicia, jest bezpośrednio wykorzystywana w różnych typach mikroskopii – m.in.

w tzw. mikroskopii całkowitego wewnętrznego odbicia, będącej szczególnym przypadkiem mikroskopii ciemnego pola oraz w fotonowo-tunelowym mikroskopie skaningowym, w skrócie PSTM (z ang. Photon Scanning Tunneling Microscopy). Fala zanikająca jest tam używana do oświetlenia badanych próbek, a sposób detekcji definiuje odpowiedni typ mikroskopii. W przypadku mikroskopii całkowitego odbicia rejestruje się wyłącznie fluorescencję próbki, co daje możliwość obserwacji powierzchni próbki lecz w bardzo zawężonym obszarze. W fotonowo-tunelowym mikroskopie skaningowym fala zanikająca nie tylko oświetla badaną próbkę, ale może pełnić rolę referencji do rejestracji holograficznej. Jednak główną ideą tego rodzaju mikroskopii jest rejestracja oddziaływań bliskiego pola za pomocą specjalnie przygotowanej końcówki światłowodu zbliżanej do powierzchni próbki na odległość mniejszą niż długość fali (w obszar bliskiego pola) [3, 14]. Konfiguracja taka pozwala na rejestrację topografii próbki ze zdolnością rozdzielczą dwadzieścia razy mniejszą od długości fali.

Istotnym obszarem zastosowań fali zanikającej jest manipulowanie atomami przy powierzchni dielektryka w optycznych lustrach atomowych [15]. Podstawy fizyczne ich działania, zastosowania oraz realizacja eksperymentalna zostanie szczegółowo opisana w kolejnych rozdziałach niniejszej pracy. Warto zwrócić uwagę na fakt iż fala zanikająca wykorzystywana jest w wielu eksperymentach fizycznych jako fala detekcyjna w pomiarach niedestrukcyjnych bądź do wszelkich pomiarów czasu przelotu (TOF) [16].

Innym zastosowaniem fali zanikającej jest wykorzystanie jej do wzbudzenia tzw. powierzchniowych fal plazmy, zwanych potocznie plazmonami. Są to kolektywne oscylacje gazu elektronów swobodnych. Wzbudzenie plazmonów następuje poprzez zamianę energii fali elektromagnetycznej na energię kinetyczną elektronów, a zatem towarzyszy mu spadek natężenia wiązki podlegającej całkowitemu wewnętrznemu odbiciu.

Plazmony powierzchniowe, znane również jako polarytony powierzchniowych plazmonów (w sprzężeniu z fotonami), powstają na powierzchniach metalicznych podczas wzbudzeń pod ściśle określonym kątem. Obecnie najważniejszym zastosowaniem efektu plazmonów są pokryte złotem, szklane biosensory, które wyczuwają obecność pewnych protein lub DNA. Trwają również prace w zupełnie nowej dziedzinie nauki i techniki jaką jest plazmonika, które mają doprowadzić m.in. do stworzenia plazmonowych komponentów do układów scalonych. Największą korzyścią układów plazmonowych jest to, że łączą w sobie cechy elektroniki i fotoniki tzn. mogą mieć rozmiary

układów elektronicznych ale przekazywać informacje z prędkością plazmonu.

Fala zanikająca stoi także u podstaw wszelkich technik światłowodowych o bardzo szerokich zastosowaniach w nauce i technice.

Rozdział 2

Eksperymentalne metody pomiaru stanu polaryzacji fali zanikającej

2.1 Wstęp

Niniejszy rozdział poświęcony jest eksperymentalnym próbom pomiaru stanu polaryzacji fali znikającej. Wybrano i przedstawiono dwie główne metody pomiaru w celu weryfikacji przewidywań teoretycznych. W pierwszym eksperymencie zbadano oddziaływania atomów z falą znikającą za pomocą efektu optogalwanicznego, natomiast w drugiej metodzie wykorzystano optycznie aktywne nanostruktury organiczne. Pierwszy z eksperymentów został przeprowadzony w Zakładzie Optyki Atomowej w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, natomiast drugi przy współpracy grupy prof. dra hab. H-G Rubahna w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Południowej Danii w Odense.

2.2 Metoda spektroskopowa

2.2.1 Idea pomiaru

Badania dotyczące efektu optogalwanicznego już od kilku lat były przeprowadzane w Grupie Spektroskopii Fali Znikającej, której członkiem jest autor niniejszej rozprawy. Pierwsze próby dotyczyły samej możliwości obserwacji oddziaływań fala znikająca - atom [17]. Kolejne prace, przy wkładzie grupy,

pozwołyły na rozbudowanie pierwotnej formy układu eksperymentalnego do postaci opisanej w niniejszym rozdziale. W ten sposób układ doświadczalny wykorzystujący efekt optogalwaniczny do spektroskopii fali zanikającej stał się bardzo czułym narzędziem, który mógł posłużyć kolejnym podejmowanym badaniom.

Po raz pierwszy pomiaru stanu polaryzacji fali zanikającej dokonano badając widma absorpcji poprzez rejestrację natężenia wiązki laserowej podczas zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia. W obszar propagacji wprowadzono statyczne pole magnetyczne w celu rozszczepienia widma absorpcyjnego na składowe, związane z przejściami promienistymi pomiędzy poszczególnymi podpoziomami magnetycznymi stanu podstawowego i wzbudzonego atomu.

Zgodnie z regułami wyboru, przejścia takie zachodzą tylko dla określonych składowych polaryzacji fali. Badając widma absorpcji fali zanikającej dla poszczególnych konfiguracji pola magnetycznego, można wnioskować o udziale odpowiednich składowych polaryzacji i określić całkowity stan polaryzacji fali zanikającej.

Do pierwszego tego typu eksperymentu, w Grupie Spektroskopii Fali Zanikającej, użyto szklanej komórki z parami atomów Rb^{85} i Rb^{87} [18, 19, 20]. Jednak niewielka amplituda sygnału absorpcyjnego uzyskiwanego w tej konfiguracji umożliwiała dokonanie pomiaru jedynie dla kątów do kilkunastu miliradianów powyżej kąta granicznego. Problemem okazało się również górne ograniczenie gęstości par atomowych, jakie można uzyskać w szklanej komórce.

W celu weryfikacji wyników uzyskanych w tym eksperymencie, postanowiono wprowadzić niezwykle czułą technikę polegającą na wykorzystaniu efektu optogalwanicznego do detekcji oddziaływania fali zanikającej i atomów w fazie gazowej. Pierwsza próba tego typu pomiaru została zaprezentowana w pracy [13]. Jednak ze względu na pewne niedoskonałości eksperymentalne związane m.in. z jakością powierzchni użytego pryzmatu, a także osiąganym poziomem próżni, wynikła potrzeba ponownego przeprowadzenia pomiarów po uprzedniej poprawie warunków eksperymentalnych. W tym celu poprawiono jakość wykonania i sposób montażu pryzmatu oraz znacznie obniżono dolny poziom osiąganą próżni.

Wyniki przedstawione w niniejszym rozdziale zostały wykonane na zmodyfikowanym układzie próżniowym i przebudowanym przez autora rozprawy układzie laserowym umożliwiającym łatwą zmianę kąta padania wiązki lase-

rowej, co umożliwiło bardziej dokładny pomiar zależności kątowych. Należy także nadmienić, że wyniki tych pomiarów są częścią publikacji grupowej: „*Spectroscopic measurements of the evanescent wave polarization state*”, T. Kawalec, L. Józefowski, J. Fiutowski, M.J. Kasprowicz, T. Dohnalik, Opt. Commun. 274, 341 (2007) [21].

2.2.2 Efekt optogalwaniczny

Efekt optogalwaniczny polega na zmianie parametrów wyładowania elektrycznego w gazie, składającym się z atomów bądź molekuł, podczas oświetlania go promieniowaniem będącym w rezonansie z odpowiednim przejściem optycznym dla gazu.

Jako pierwszy zjawisko to zaobserwował Pening w roku 1928, zbliżając do siebie dwie rury wewnątrz których odbywało się wyładowanie w neonie. Zauważył zmianę natężenia prądu wewnątrz jednej z rur na skutek emitowanego promieniowania rezonansowego przez drugą rurę. Kolejne prace na ten temat miały miejsce w latach pięćdziesiątych za sprawą Kenty'ego (1950) oraz Meissnera i Millera (1953). Jednak spektroskopia optogalwaniczna rozpoczęła się dopiero, wraz z rozwojem przestrajalnych laserów barwnikowych, od prac Green'a i innych (1976), którzy za pomocą tych właśnie źródeł światła otrzymali widma cząsteczek gazu, stwierdzając bardzo wysoką czułość tej metody. Od tej pory ta technika stała się alternatywną do spektroskopii absorpcyjnej czy fluorescencyjnej.

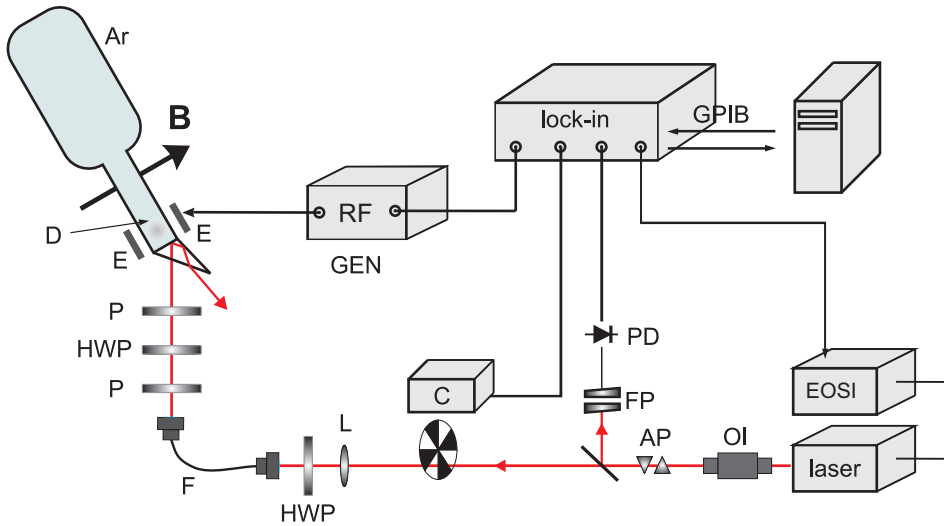
W zjawisku optogalwanicznym bada się oddziaływanie światła z atomami lub molekułami poddając analizie własności materii, zmodyfikowane przez to oddziaływanie. Natomiast w alternatywnych technikach analizuje się własności światła zmodyfikowane przez materię. Aby sygnał nadawał się do dalszego przetwarzania należy strumień fotonów zamienić na sygnał elektryczny. W przypadku zaś efektu optogalwanicznego sygnał ma od razu charakter elektryczny. Istotną cechą zjawiska optogalwanicznego jest liniowy związek między zmianami impedancji wyładowania a natężeniem światła, które je wywołuje. Eksperymentalnie zbadane charakterystyki wyładowania zaburzone światłem laserowym, potwierdzają że można uznać sygnał optogalwaniczny za proporcjonalny do liczby fotonów, a już dla niewielkich gęstości mocy wiązki laserowej rzędu kW/m^2 uzyskuje się duże sygnały w wyładowaniach gazowych o natężeniach prądu rzędu miliamperów.

Podstawy fizyczne zjawiska optogalwanicznego wraz z przykładami odpo-

wiednich konfiguracji eksperymentalnych można znaleźć w pozycjach [22][23][20].

2.2.3 Układ eksperymentalny

Idea eksperymentu zakładała wykorzystanie efektu Zeemana oraz detekcji optogalwanicznej dla atomów argonu przy wzbudzeniu falą zanikającą. Rozszczepione, w różnych konfiguracjach pola magnetycznego, zeemanowskie składowe przejść π i σ ujawniać miały odpowiednie składowe wektora polaryzacji fali zanikającej. Podstawę układu eksperymentalnego przedstawio-

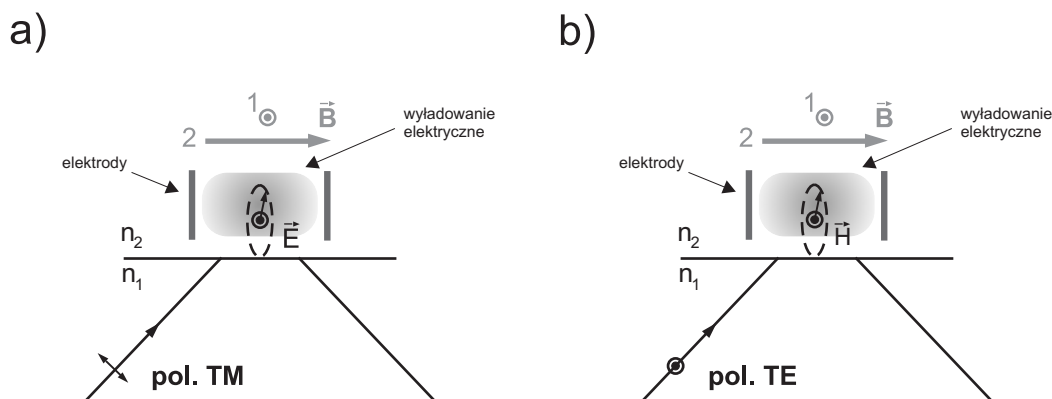


Rysunek 2.1: Układ eksperymentalny: OI-izolator optyczny, AP-pryzmaty anamorficzne, FP-interferometr Fabry-Pérot (FSR-724 MHz), PD-fotodioda, C-przerywacz wiązki, L-soczewka, F-światłowód, P-polaryzator, HWP- płytki półfalowa, Ar-komora szklana z argonem, E-elektrody, D-wyładowanie elektryczne w gazie, GEN- generator radio-częstości(RF)[21].

nego na rysunku 2.1, stanowiły między innymi: szklana komora, z możliwością zmiany ciśnienia (argonu) wewnątrz, magnesy stałe, generator radio-częstości (RF) oraz interferometr Fabry-Pérot. Atomy argonu wzbudzane były za pomocą jednomodowego lasera diodowego z zewnętrznym rezonatorem Littmana - Metcalfa (EOSI typ 2001). Część światła z lasera przechodziła przez interferometr Fabry-Pérot o przedziale dyspersji równym 724 ± 2 MHz, pozwalającym na względną kalibrację częstotliwości w otrzymywanych widmach.

W celu wytworzenia fali zanikającej, do jednej ze ścianek komory dołączony (na stałe) został szklany pryzmat, o specyficznym asymetrycznym kształcie w celu uniknięcia powrotnych rozprożeń światła laserowego. Wiązka laserowa kierowana była za pomocą jednomodowego światłowodu, na którego końcu umieszczony był układ dwóch polaryzatorów i płytki pół-falowej w celu osiągnięcia jak najlepszej liniowej polaryzacji wiązki padającej.

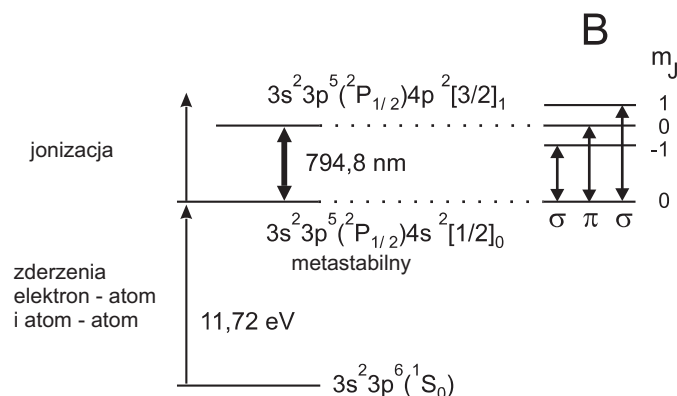
Sygnal optogalwaniczny otrzymywano przy pomocy cyfrowego wzmacniacza fazoczułego, poprzez pomiar napięcia na oporniku o wartości $7.8\text{ k}\Omega$, włączonym szeregowo w obwód zasilania lampowego generatora wysokiej częstotliwości, zapewniającego utrzymanie wyładowania elektrycznego w komórce. Jako sygnał referencyjny dla wzmacniacza fazoczułego wykorzystywano impulsy z przerywacza wiązki laserowej, o częstotliwości około 800 Hz.



Rysunek 2.2: Schemat głównej części eksperymentu wraz z zaznaczonymi konfiguracjami pola magnetycznego. a) Polaryzacja TM fali padającej b) Polaryzacja TE fali padającej [21].

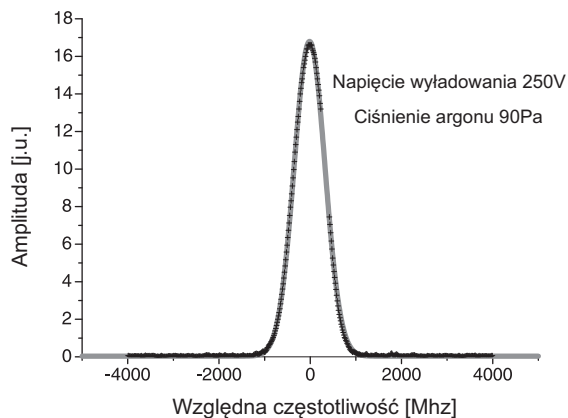
Pole magnetyczne było wytwarzane przez parę magnesów stałych, a wielkość indukcji pola magnetycznego była regulowana poprzez zmianę odległości pomiędzy tymi magnesami (0.1 - 0.3 T). Pomiary były przeprowadzone dla dwóch różnych konfiguracji pola magnetycznego, konfiguracja „1” prostopadła i „2” równoległa do płaszczyzny padania (rysunek 2.2). Wykorzystywano dwie liniowe polaryzacje (TM i TE) fali padającej dla przejścia w argonie $4s^2[1/2]_0 \rightarrow 4p^2[3/2]_1$ (sprzężenie Racah o notacji $^{2s+1}[K]_J$) dla $\lambda = 794.8\text{ nm}$. Na powierzchni komórki montowane były elektrody, zawsze w taki sposób, aby kierunek wytwarzanego przez nie pola elektrycznego był równoległy do kierunku pola magnetycznego. W takiej konfiguracji wpływ pola magne-

tycznego na ruch cząstek naładowanych w obszarze wyładowania był najmniejszy.



Rysunek 2.3: Schemat wybranych poziomów atomu argonu [21].

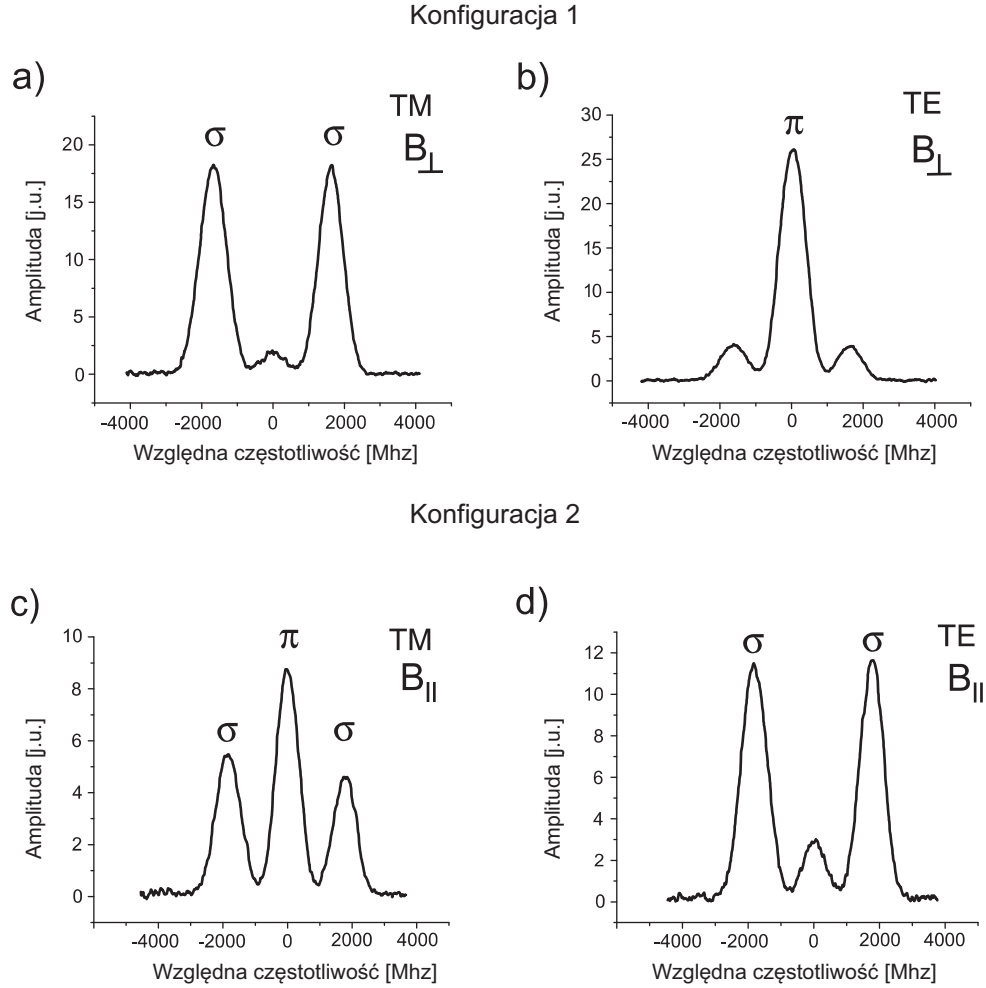
2.2.4 Wyniki badań



Rysunek 2.4: Przykładowy sygnał spektroskopii optogalwanicznej bez zewnętrznego pola magnetycznego dla $\lambda = 794.5$ nm. Wraz z dopasowaną funkcją Gaussa [21].

Przykładowy sygnał optogalwaniczny w funkcji długości fali (w skali częstotliwości) przedstawiony jest na rysunku 2.4. Napięcie wyładowania pomiędzy elektrodami wynosiło 250 V, ciśnienie argonu wewnątrz komory około 90 Pa.

Sygnały optogalwaniczne w obecności odpowiednich konfiguracji zewnętrznego pola magnetycznego przedstawia rysunek 2.5. Zależnie od konfiguracji



Rysunek 2.5: Sygnał optogalwaniczny dla fali zanikającej (kąt padania około 5° powyżej kąta granicznego) w obecności zewnętrznego pola magnetycznego dla konfiguracji „1” i „2”, z zaznaczonymi składowymi Zeemanowskimi π i σ . Indeksy $\perp$ i $\parallel$ oznaczają kierunek prostopadły i równoległy do płaszczyzny padania fali [21].

pola magnetycznego składowe π i σ oznaczają różne składowe wektora pola elektrycznego fali zanikającej. W konfiguracji „1”, gdzie pole magnetyczne jest prostopadłe do płaszczyzny padania, tylko składowa E_{ty} może być związana ze składową π . Natomiast obie składowe E_{tx} i E_{ty} mogą być związane ze składową σ .

W przypadku konfiguracji „2”, gdzie pole magnetyczne jest równoległe do płaszczyzny padania, tylko E_{tx} może być związana ze składową π , natomiast E_{ty} i E_{tz} ze składową σ .

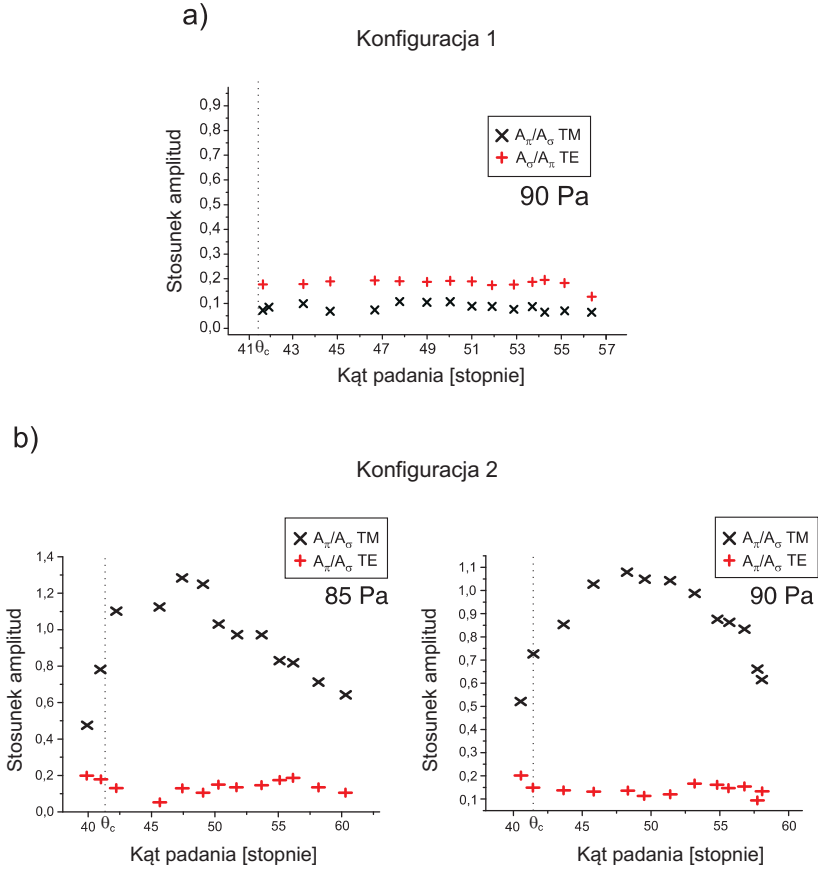
Na rysunku 2.5 przedstawione są cztery przypadki (a), b), c) i d)) różnych konfiguracji pola magnetycznego i polaryzacji fali padającej. Najbardziej interesujący jest przypadek b) i c). W konfiguracji b) polaryzacja fali padającej jest liniowa z wektorem pola elektrycznego i kierunkiem pola magnetycznego, wzajemnie równoległym i zarazem prostopadłym do płaszczyzny padania. Równania Fresnela przewidują w tym przypadku, że fala zanikająca zachowuje polaryzację fali padającej, co oznacza że fala zanikająca jest liniowo spolaryzowana w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny padania. W tym przypadku w sygnale optogalwanicznym powinno się zaobserwować jedynie składową π , natomiast składowa σ powinna być niewidoczna. Na rysunku 2.5 b), w widmie dominuje linia π , ale widoczne są także szczątkowe fragmenty linii σ .

W przypadku c) pole magnetyczne jest skierowane równoległe do kierunku propagacji fali zanikającej i wektor elektryczny fali padającej leży w płaszczyźnie padania. Równania Fresnela dla tego przypadku zakładają eliptyczny charakter polaryzacji fali zanikającej. W sygnale optogalwanicznym powinno zaobserwować się linie π i σ o porównywalnych natężeniach, tak jak w przypadku wykresu: 2.5 c).

Obecność szczątkowych fragmentów linii σ w przypadku b) oraz linii π w przypadku a) i d) pokazują pewne ograniczenia eksperymentu. Pomimo specjalnego asymetrycznego kształtu pryzmatu, w celu ograniczenia wstecznych rozproszeń światła, wciąż było obecne pewne rozproszenie wynikające z niedoskonałego kształtu powierzchni pryzmatu ($\lambda/4$). To rozproszone światło mogło oddziaływać z całą objętością wyładowania i niemożliwa była jego eliminacja bądź wyodrębnienie od sygnału pochodzącego od fali zanikającej.

W celu dokładniejszej interpretacji i analizy otrzymanych wyników do każdego profilu linii sygnału optogalwanicznego dopasowana została funkcja Gaussa, do ilościowych porównań stosunków natężeń poszczególnych składowych. Na rysunku 2.6 zostały przedstawione odpowiednie stosunki linii π i σ w zależności od kąta padania.

Dla przypadku a), b), i c) z rysunku 2.5 szczątkowe linie zostały potraktowane jako linie π i σ . Biorąc pod uwagę obliczenia teoretyczne, odpowiednie stosunki dla polaryzacji TE w konfiguracji „2” (2.6 b)) i dla polaryzacji TE i TM w konfiguracji „1” (2.6 a)); powinny wynosić zero. Ich różna od zera

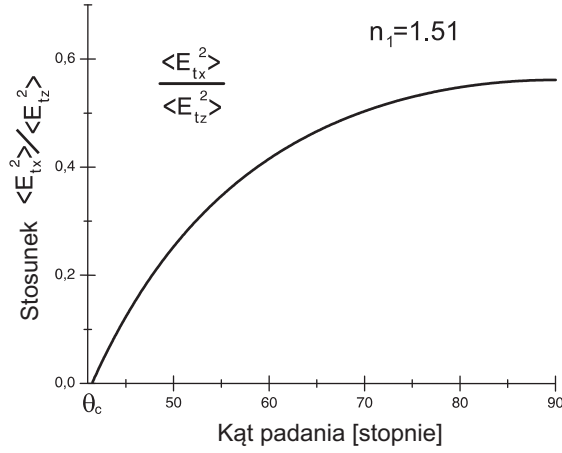


Rysunek 2.6: Eksperymentalne stosunki amplitud A_π/A_σ i A_σ/A_π dla polaryzacji TM i TE fali padającej, w polu magnetycznym w konfiguracji „1” a) i „2” b) [21].

wartość wskazuje zatem na obecność wyżej wspomnianych ograniczeń eksperymentalnych.

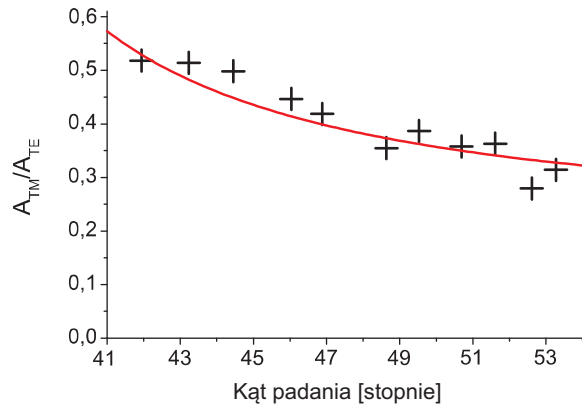
W przypadku polaryzacji TM w konfiguracji „2” (2.6 b)) obliczone proporcje pokazujące eliptyczny charakter polaryzacji fali zanikającej różnią się od przewidywań teoretycznych wynikających z równań Fresnela (rysunek 2.7).

Do dalszej analizy zostały porównane eksperymentalne amplitudy składowych σ (konfiguracja „2”) dla polaryzacji TM i TE fali padającej, z teoretycznymi natężeniowymi współczynnikami transmisji. Porównanie tych dwóch stosunków pokazane jest na rysunku: 2.8. Czynn timer skalujący pomiędzy krzywą teoretyczną i eksperymentalną wynosi około 1/4. Oznacza to, że amplitu-



Rysunek 2.7: Obliczony stosunek $\langle E_{tx}^2 \rangle / \langle E_{tz}^2 \rangle$ rozważany w eksperymencie [21].

da sygnału optogalwanicznego dla polaryzacji TM jest względnie około 4 razy mniejsza niż wynika to z eksperymentów i teorii dla spektroskopii całkowitego wewnętrznego odbicia. Jest to prawdopodobnie związane z anizotropią ośrodka gazowego w pobliżu ($\lesssim 150$ nm) powierzchni pryzmatu. Bliskość powierzchni wprowadza pewne modyfikacje optycznych właściwości atomów, zależne od stanu polaryzacji fali zanikającej. Wielkość tych modyfikacji zależy od kierunku drgań wyindukowanego dipola atomowego, względem płaszczyzny rozdziału dielektryk-próżnia.



Rysunek 2.8: Stosunki amplitud A_{TM}/A_{TE} składowych σ (konfiguracja „2”) wraz z przeskalowanym stosunkiem obliczonym teoretycznie $\langle E_{tx}^2 \rangle / \langle E_{ty}^2 \rangle$ [21].

2.2.5 Podsumowanie

Wyniki eksperymentu potwierdziły postulowany liniowy charakter polaryzacji fali zanikającej, w przypadku polaryzacji TE fali padającej. Potwierdziły również istnienie niepoprzecznej składowej pola elektrycznego w fali zanikającej, dla polaryzacji TM wiązki padającej. Ponadto wykazano, że udział tej składowej zmienia się wraz ze zwiększaniem kąta padania. Niestety w wyniku ograniczeń eksperymentalnych nie można było dokonać obliczeń ilościowych na temat stanu polaryzacji fali zanikającej.

Efekt optogalwaniczny okazał się nie do końca wygodnym narzędziem pomiarowym. Stosunek sygnału do szumu zależy w olbrzymim stopniu od czystości gazu, a także od geometrii rozmieszczenia elektrod, miejsca wprowadzania wiązki laserowej w obszar wyładowania, parametrów generatora. Przy pomiarach dla fali zanikającej, nie jest możliwe całkowite pozbycie się wpływu światła rozproszonego – światło to bowiem jest obecne w całej objętości wyładowania, znacznie większej niż objętość oddziaływania fali zanikającej.

Podjęta została również próba spektroskopii fali zanikającej polegająca na rejestracji natężenia wiązki laserowej wychodzącej po całkowitym wewnętrznym odbiciu. W tym przypadku zamiast zastosowania przerywacza wiązki, modulowano amplitudowo wyładowanie pomiędzy elektrodami. Jednak w wyniku braku spodziewanych efektów zaprzestano używania tej techniki.

W celu uniknięcia wyżej opisanych ograniczeń przeprowadzony został kolejny eksperyment dotyczący bezpośrednio tej tematyki. Tym razem jednak pomysł polegał na wykorzystaniu optycznie aktywnych nanostruktur organicznych.

2.3 Metoda anizotropowej absorpcji

2.3.1 Idea pomiaru

Grupa Spektroskopii Fali Zanikającej współpracuje od kilku lat z grupą prof. dra hab. H-G Rubahna, która obecnie działa na terenie Instytutu Madsa Clausena, Uniwersytetu Południowej Danii w Sønderborgu. Współpraca dotyczy zarówno badań na temat fali zanikającej [24, 25], fotodesorpcji [26, 25], jak i nanostruktur organicznych [27, 28], gdzie ostatnie z wymienionych, stały się obecnie głównym tematem badań tejże grupy. Powstała stąd idea aby

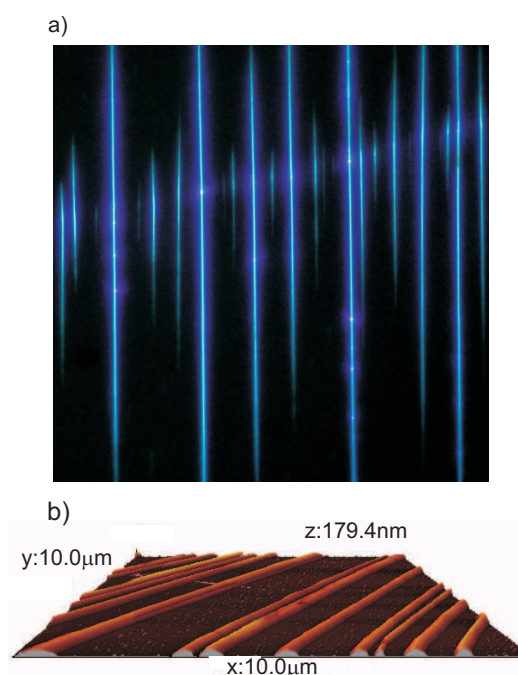
wykorzystać struktury organiczne, do nowej metody badań mającej na celu dostarczenia ilościowych wyników eksperymentalnych, dotyczących określenia stanu polaryzacji fali zanikającej. Włókna organiczne zwane również, ze względu na swój kształt „nanoigłami”, są strukturami optycznie aktywnymi. Jedną z ich podstawowych cech jest anizotropia, co oznacza że absorbują i emitują zarazem światło w sposób kierunkowy, zależny od polaryzacji. Wzbudzając zatem nanowłókno falą zanikającą o różnych stanch polaryzacji i rejestrując jednocześnie fluorescencję takiego włókna można dokonać pewnych ilościowych szacowań na temat polaryzacji tej fali.

Cały eksperyment opisany w niniejszym rozdziale wykonany został w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Południowej Danii w Odense. Zarówno układ eksperymentalny, jak i przedstawione wyniki pomiarów zostały wykonane bezpośrednio przez autora tej rozprawy, natomiast pomysłodawcą i kierującym projektem był dr hab. Leszek Józefowski. Opis całego eksperymentu stał się częścią publikacji grupowej: „Direct measurement of the evanescent-wave polarization state”, L. Józefowski, J. Fiutowski, T. Kawalec, H.-G. Rubahn, J. Opt. Soc. Am. B 24, 624 (2007) [24].

2.3.2 Nanowłókna organiczne

W ciągu ostatnich kilku lat wielokrotnie demonstrowano [29, 30, 31], że molekuły *para*-heksafenyli (*p*-6p) mogą tworzyć w określonych warunkach dobrze zorganizowane, igło-kształtne, optycznie aktywne, struktury na powierzchni muskowitu, czyli minerału należącego do grupy mik.

Wzrost epitaksjalny struktur [29] sprawia, że ich molekuły ułożone są niemal równolegle do powierzchni kryształu i prostopadle do długiej osi włókien. Nanowłókna *p*-6P mają około kilkaset nanometrów szerokości, kilkadziesiąt nanometrów wysokości oraz do kilkuset mikrometrów długości. Badania przy pomocy mikroskopii elektronowej (TEM) pozwoliły na poznanie budowy i rozmiarów pojedynczych struktur krystalicznych włókien. Wykazują one wiele interesujących fonicznych właściwości, pozwalających m.in. na propagację światła wewnątrz włókien ("waveguiding") [32, 33], na anizotropową i spolaryzowaną fluorescencję [28], a także na badania morfologicznych zależności spektroskopowych [34]. Ze względu na swoje specyficzne optyczne, morfologiczne oraz elektryczne właściwości stanowią one duży potencjał do zastosowań w przyszłej mikro-rozmiarowej fotonice i elektronice.



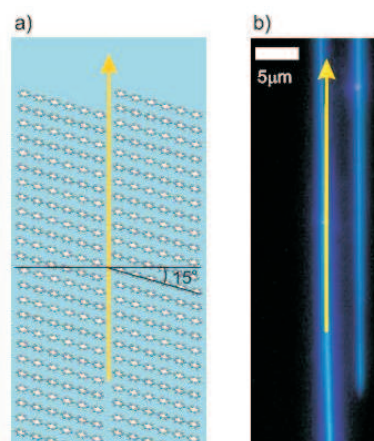
Rysunek 2.9: a) Fluorescencyjne zdjęcie nanowłókien na kryształach miki, przy oświetleniu lampą rtęciową ($100 \times 100 \mu m^2$). b) Zdjęcie nanowłókien wykonane za pomocą mikroskopu sił atomowych (AFM) [35].

Wzrost i budowa nanowłókien

Proces wzrostu nanostruktur organicznych przedstawionych w tej pracy odbywał się w komorze próżniowej w ściśle kontrolowanych warunkach. Jako podłoże na którym organizowały się struktury wybrano arkusz miki, a dokładniej muskowitu, który po ścięciu górnej warstwy, niezwłocznie umieszczany był wewnątrz komory próżniowej. Na tak przygotowanym podłożu, w warunkach próżni 10^{-7} Pa, deponowany był materiał organiczny *p*-6p. Kluczowym parametrem decydującym o formowaniu się nanowłókien była temperatura podłoża, która wynosiła około kilkudziesięciu stopni Celsjusza. Temperatura ta decydowała o ruchliwości molekuł, które następnie dokonywały samoorganizacji. Zbyt niska lub zbyt wysoka temperatura, prowadziła do powstania cienkiej jednorodnej warstwy materiału *p*-6p, zamiast zorganizowanych struktur. W odpowiednich warunkach na powierzchni kryształu powstawały domeny, czyli obszary o rozmiarach dochodzących nawet do kilku milimetrów, równolegle ułożonych nanowłókien. Rozmiary „nono-igieł”

regulować można było za pomocą tzw. parametrów wzrostu, to znaczy temperatury podłoża, dawki deponowania materiału *p*-6p oraz czasu depozycji. Dokładniejsze badania na temat budowy nano-włókien [30, 29] wykazały, że ich wzrost następuje zawsze wzdłuż linii symetrii podłoża. Procesy, które decydują o samoorganizacji struktur to oddziaływania dipol-dipol pomiędzy dipolami podłoża i molekuł oraz wzrost epitaksjalny, czyli technika wzrostu warstwy monokryształu na istniejącym podłożu krystalicznym z powieleniem jego sieci krystalicznej.

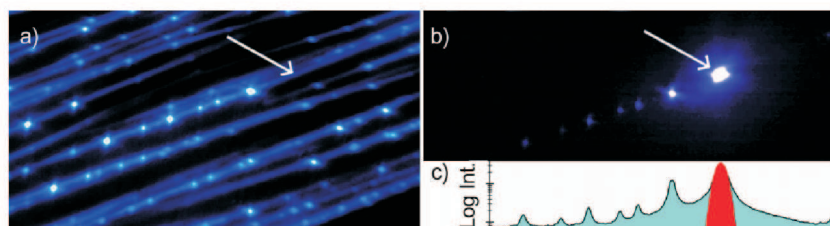
Podczas obserwacji za pomocą mikroskopu fluorescencyjnego (wzbudzenie 365 nm), można zaobserwować włókna jako matrycę jasnych, niebieskich "igieł" (rys. 2.9 a). Emitowane światło jest dobrze spolaryzowane i anizotropowe, a jest to spowodowane ułożeniem molekuł tworzących włókno. Pomiarzy pokazały że płaszczyzna polaryzacji jest odchylona od normalnej długiej osi włókna o około 15 stopni (rys. 2.10). Dalsze pomiary za pomocą dyfrakcji promieni-X (XRD), wykazały że molekuły *p*-6p leżące wzdłuż długiej osi są dodatkowo pochylone o 5 stopni w stosunku do podłoża. Co powoduje, że moment dipolowy dla przejść absorpcji i emisji światła jest niemal prostopadły do długiej osi włókna i równoległy do podłoża.



Rysunek 2.10: a) Schemat pokazujący orientację molekuł *p*-6p w stosunku do długiej osi nano-igły. Strzałka pokazuje kierunek długiej osi. b) Zdjęcie fluorescencyjne nano-igły [35].

Optyczne właściwości nanowłókien *p*-6p

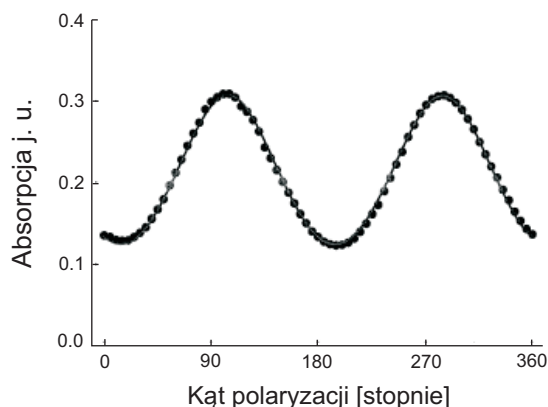
Jak już zostało wspomniane nanowłókna *p*-6p posiadają bardzo interesujące właściwości optyczne. Ich podstawową cechą jest możliwość propagacji światła w ich wnętrzu (tzw. waveguiding). Zjawisko to można zaobserwować wzbudzając lokalnie jeden koniec włókna, obserwując jednocześnie propagację fluorescencji wzdłuż oraz drugi jego koniec, co przedstawia rysunek 2.11. Jak widać światło propaguje wewnątrz, wyświecając jedynie w miejscach defektów struktury lub na końcach „nano-igieł”. Analizując jednocześnie profil natężenia emitowanego światła, widać że jest ono osłabiane również podczas propagacji w wyniku wewnętrznej reabsorpcji. Jednocześnie propagacja jest możliwa tylko dla nano-włókien o szerokości przekraczającej tzw. szerokość graniczną, co jest związane z ich morfologią (ułożeniem molekuł, siecią krystaliczną etc.).



Rysunek 2.11: a) Zdjęcie fluorescencyjne (74×42) μm^2 , wzbudzenie przy oświetleniu lampą rtęciową dla $\lambda = 364$ nm. b) Pojedyncze dwu fotonowe miejsca wzbudzenia dla $\lambda = 750$ nm. Strzałki wskazują miejsca wzbudzenia. c) Logarytmiczny profil natężeniowy wzdłuż włókna. Światło jest osłabiane podczas propagacji w wyniku wewnętrznej reabsorpcji ale maleje znacznie wolniej w porównaniu do gaussowskiego profilu wzbudzającego (kolor czerwony) [35].

Rysunek 2.12 przedstawia wyżej wspomniane polaryzacyjne pomiary fluorescencji *p*-6p, które dostarczyły m.in. informacji na temat morfologii nanowłókien. Domeny wzbudzone za pomocą niespolaryzowanego światła $\lambda = 364$ nm, natomiast detekcja poprzez obrót liniowego polaryzatora. Widać, że światło emitowane jest całkowicie liniowo spolaryzowane. Wynik jest identyczny przy odwrotnej konfiguracji, to znaczy wzbudzeniu światłem liniowo spolaryzowanym i detekcji światła podczas obrotu domeną o kąt 360 stopni.

Atomy węgla w pierścieniach benzenowych tworzących molekuły, są ze sobą sprzęgnięte za pomocą kowalentnych wiązań π i σ . Orbitale π są naj-

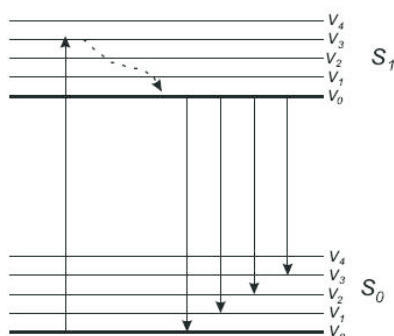


Rysunek 2.12: Zależność absorpcji światła dla długości fali $\lambda = 364$ nm od kąta liniowej polaryzacji.

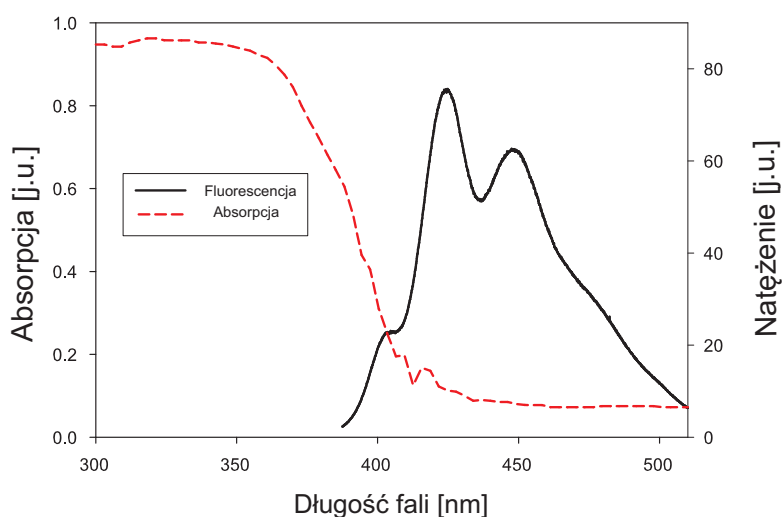
wyższymi zapełnionymi orbitalami molekularnymi (HOMO), a mając niską energię wzbudzenia łatwo absorbują światło ultra-fioletowe. Przejścia promieniste odpowiedzialne za absorpcję i emisję to odpowiednio przejścia pomiędzy stanami singletowymi $S_0 \rightarrow S_1$ i $S_1 \rightarrow S_0$. Obecność bogatej struktury stanów wibracyjnych sprawia, że emitowane światło z zakresu niebieskiego ma dość szerokie widmo (rys. 2.13). Przejścia zachodzą zatem pomiędzy $(S_1, v_0) \rightarrow (S_0, v_n)$, gdzie $n = 1, 2, 3, \dots$. Przykładowe widma absorpcji i fluorescencji przedstawione są na rysunku 2.14. Widać że centrum promieniowania przypada na długość fali $\lambda = 420 - 450$ nm co będzie miało znaczenie w dalszej części pracy.

Jak już zostało powiedziane struktury *p*-6p absorbują światło z zakresu UV, absorpcja może zachodzić także podczas wzbudzeń dwu-fotonowych wtedy pochłaniane jest światło o podwojonej częstotliwości czyli z zakresu podczerwieni. Na rysunku 2.15 przedstawiono przykładowe widma emisji nano-włókien *p*-6p podczas wzbudzeń dwu-fotonowych w funkcji długości fali promieniowania absorbowanego.

Interesującą właściwością struktur *p*-6p jest tzw. blaknięcie (ang. bleaching) czyli postępujący zanik fluorescencji i absorpcji. W wyniku wzbudzeń promieniowaniem świetlnym materiał *p*-6p jest podgrzewany i jednocześnie utleniany co prowadzi do jego degradacji i odparowania. Blaknięcie przede wszystkim zależy od natężenia wiązki świetlnej którą oświetlamy włókna, jak przedstawia rysunek 2.16. Przeprowadzane były różne próby pokonania tego problemu [36], mające na celu ograniczenie czynników wpływających na blak-

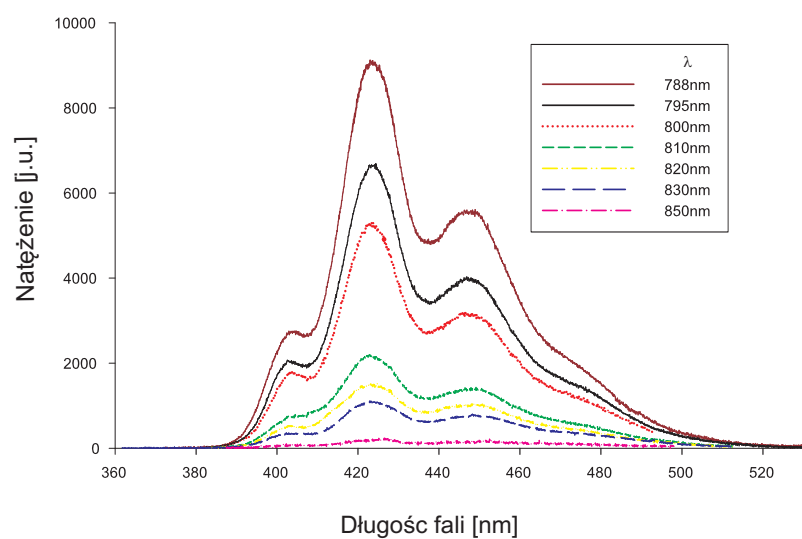


Rysunek 2.13: Schemat możliwych przejść pomiędzy stanami singletowymi. Wzbudzenie prowadzi do stanu (S_1, v_n) , gdzie $(n=1,2,3..)$, następnie zachodzą przejścia bezpromienne do stanu (S_1, v_0) . Stamtąd przejścia promienne do stanu (S_0) .



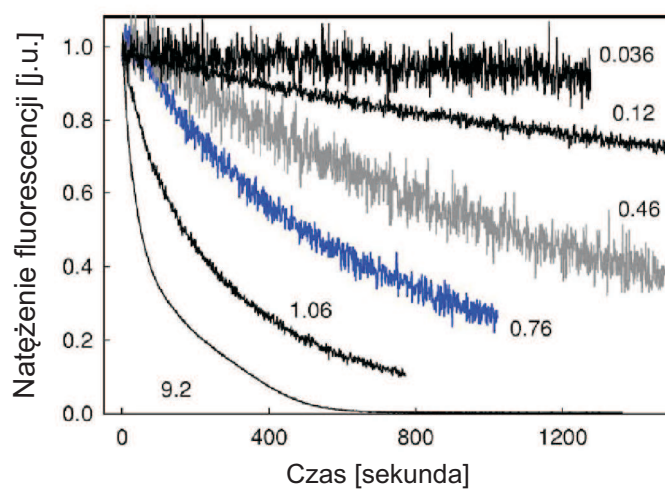
Rysunek 2.14: Czerwona linia pokazuje widmo absorpcji dla nano-igieł p -6p wraz z uwzględnioną absorpcją podłoża. Linia czarna to widmo emisji przy wzbudzeniu laserem He-Cd o długości fali $\lambda = 325$ nm [35].

nięcie. Czynniki te okazały się zewnętrznym powietrzem otaczającym badaną próbkę jak i samo podłoże na którym struktury się organizowały. Prowadzone były badania mające na celu porównanie stopnia degradacji próbki w komorze próżniowej oraz w normalnych warunkach laboratoryjnych. Znaczną poprawę zauważa się również po pokryciu badanej próbki warstwą ochronną



Rysunek 2.15: Widmo nanowłókien p -6p wzbudzanych dwu-fotonowo w funkcji długości fali [35].

np. SiO_x .



Rysunek 2.16: Zależność czasu blaknięcia nano-igieł p -6p od natężenia wiązki oświetlającej. Wartości podane pod krzywymi dotyczą natężenia i wyrażone są w W/cm^2 [35].

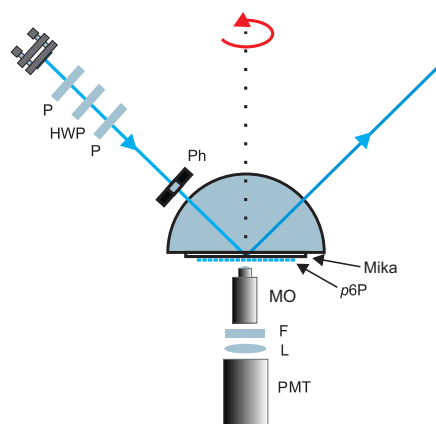
2.3.3 Układ eksperymentalny

Główną ideą eksperymentu było zatem wykorzystanie optycznych właściwości, poprzez obrót domeny równolegle ułożonych nanoigieł o kąt 2π , wzbudzając je „ultrafioletową” falą zanikającą i rejestrując jednocześnie natężenie emitowanego promieniowania.

W przypadku polaryzacji TE fali padającej zarejestrować powinno się sinusoidalny rozkład natężeń, w funkcji kąta obrotu domeną, z dwoma maksimumami odpowiadającymi superpozycji optycznej osi molekuł włókien i wektora elektrycznego fali zanikającej. To znaczy wynik powinien być identyczny jak dla wzbudzenia normalnego z rysunku 2.12. Natomiast dla polaryzacji TM fali padającej w przypadku braku postulowanej eliptyczności w polaryzacji fali zanikającej, powinno zaobserwować się „płaski” sygnał fluorescencji podczas obrotu domeny. Jest to spowodowane faktem, iż molekuly leżą niemalże płasko na powierzchni i obrót nie zmienia ich kąta w stosunku do wektora pola elektrycznego fali zanikającej. Jakikolwiek rozkład sinusoidalny będzie zatem spowodowany istnieniem składowej pola elektrycznego w kierunku x , co będzie dowodem na eliptyczny charakter polaryzacji fali zanikającej w tej konfiguracji. Ponadto w przypadku rejestracji sygnałów sinusoidalnych, rozkłady dla polaryzacji TM i TE powinny być przesunięte względem siebie o kąt $\pi/2$.

Do uzyskania fali zanikającej użyto półsfery kwarcowej o współczynniku załamania $n=1.48$ dla długości fali $\lambda = 325$ nm i promieniu $r = 10$ mm, umieszczonej na stoliku obrotowym. Próbką zawierającą nano-struktury na podłożu miki była umieszczana od spodu, do podstawy czaszy za pomocą olejku immersyjnego, stroną wolną od struktur. W ten sposób igły znajdowały się w tzw. konfiguracji dwu-fazowej, to znaczy całkowite wewnętrzne odbicie miało miejsce na granicy mika - powietrze.

Liniowo spolaryzowana (ekstynkcja - 500) wiązka ultrafioletowa, o długości fali $\lambda = 325$ nm, z lasera He-Cd, była kierowana na środek podstawy półsfery jak pokazano na rysunku 2.17. Polaryzacja TM i TE była definiowana za pomocą dwóch polaryzatorów i płytki półfalowej pomiędzy nimi. Wartość ekstynkcji po przejściu przez polaryzatory wynosiła 10^5 . Promienianie emitowane z nanoigieł, rejestrowane było za pomocą fotopowielacza umieszczonego za filtrem pasmowo-przepustowym lub wymiennie filtrem interferencyjnym, podczas obrotu próbki wraz z czaszą o kąt 2π . Oś obrotu była prostopadła do powierzchni miki i ustawiona na środek podstawy cza-



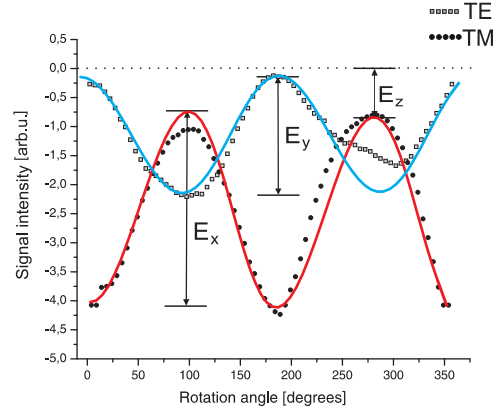
Rysunek 2.17: Układ eksperymentalny: MO - obiektyw mikroskopowy, F - filtr, PMT - fotopowielacz, Ph - pinhola, P - polaryzator, HWP - płytka półfalowa.

szy. Wiązka lasera przed wejściem do czaszy była odpowiednio skolimowana, w taki sposób aby jej rozbieżność była mniejsza niż 0.7 stopnia, a miejsce oświetlenia podstawy miało rozmiar około $300\ \mu\text{m}$ średnicy.

2.3.4 Wyniki badań

Podczas obrotu próbką obserwowane były fluorescencyjne maksima odpowiadające superpozycji wektora elektrycznego fali zanikającej z momentem dipolowym molekuł. Przeprowadzona została seria pomiarów dla obu polaryzacji (TM i TE) fali padającej przy tym samym natężeniu wiązki laserowej ($500\ \text{mW}/\text{cm}^2$) dla różnych kątów padania powyżej i poniżej kąta granicznego. Typowy przykład rejestrowanych sygnałów dla dwóch różnych polaryzacji przedstawia rysunek 2.18.

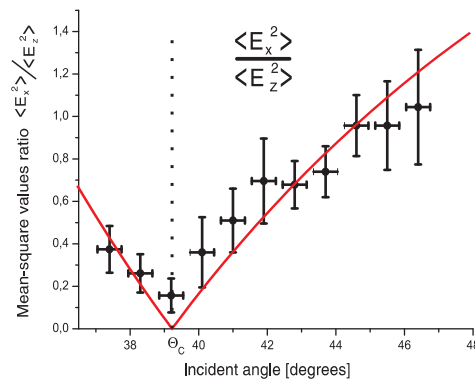
Jak widać w obu przypadkach widoczna jest przewidywana sinusoidalna zależność a krzywe są przesunięte o $\pi/2$ w stosunku do siebie. Jest to mocny jakościowy dowód na istnienie eliptycznego charakteru polaryzacji fali zanikającej. Do każdej krzywej została dopasowana funkcja sinus kwadrat, a jej amplituda była traktowana jako wielkość proporcjonalna do odpowiedniej średniej kwadratowej wartości wektora elektrycznego. W ten sposób składowe równoległe do osi molekuł podczas obrotu to E_x i E_y , natomiast składowa E_z jest brana jako pewnego rodzaju „piedestał” (po odjęciu poziomu tła), w przypadku polaryzacji TM, co przedstawia rysunek 2.18. Obecność "piedestału" związana była z faktem iż molekuly ułożone są pod kątem 5 stopni w



Rysunek 2.18: Typowy rejestrowany w eksperymencie natężeniowy sygnał dla polaryzacji TM i TE, w konfiguracji dwu fazowej w funkcji kąta obrotu. Do każdego sygnału została dopasowana funkcja $\sin^2 \alpha$

stosunku do podłoża [37].

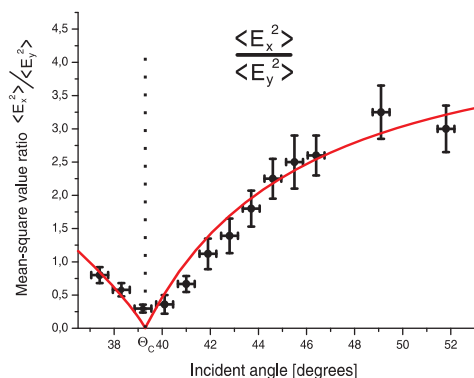
W przypadku polaryzacji TM fali padającej za sinusoidalny kształt sygnału odpowiedzialna jest x-owa składowa wektora elektrycznego fali zanikającej, natomiast płaski „piedestał” to wynik obecności składowej z. Proporcja tych dwóch składowych przedstawiona jest na rysunku 2.19 wraz z dopasowanym przewidywaniem teoretycznym dla konfiguracji dwu fazowej. Przewidywania teoretyczne mają bardzo dobrą zgodność z wynikiem eksperymentalnym, po przemnożeniu przez czynnik skalujący 5.



Rysunek 2.19: Teoretyczne i eksperymentalne stosunki średnich kwadratowych wartości wektora elektrycznego fali zanikającej dla polaryzacji TM i konfiguracji dwu fazowej, w zależności od kąta padania. $n_1 = 1.58$ i $n_2 = 1$.

W tzw. konfiguracji dwu fazowej przeprowadzono zastała seria pomiarów kolejno dla polaryzacji TM i TE, jeden po drugim dla wybranego kąta padania i jednakowym natężeniu wiązki padającej. W ten sposób można było oszacować proporcje pozostałych składowych pola fali zanikającej, unikając jednocześnie błędu systematycznego wynikającego z postępującego blaknięcia „nanoigieł” w trakcie iluminacji.

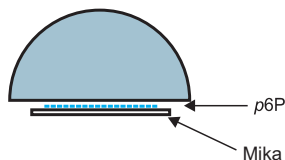
Odpowiednie proporcje natężeń dla polaryzacji TM i TE w funkcji kąta padania wraz z przewidywaniami teoretycznymi przedstawia rysunek 2.20. Tym razem czynnik skalujący wynosił 6. Wartość czynnika skalującego determinowana była przez stopień dichroizmu użytego podłoża miki, który różnił się dla próbek umieszczonych na różnych fragmentach muskowitu. Aby oszacować stopień dichroizmu przeprowadzone były pomiary na próbce niezawierającej nanostruktur. Wyniki tych pomiarów dowiodły obecności dichroizmu ale przede wszystkim wykazały brak jego zależności od kąta padania w zakresie od 40 do 50 stopni. Istotne było także wykazanie, że w użytej konfiguracji dwu fazowej światło propagujące przez arkusz miki nie zmienia swojej polaryzacji, co w przeciwnym wypadku uniemożliwiłoby uzyskania wiarygodnych wyników.



Rysunek 2.20: Teoretyczne i eksperymentalne stosunki średnich kwadratowych wartości odpowiednich składowych elektrycznego wektora fali zanikającej dla polaryzacji TM i TE w funkcji kąta padania. Wynik dla konfiguracji dwu fazowej przy $n_1 = 1.58$ i $n_2 = 1$.

Kolejnym krokiem było wykonanie serii pomiarów w tzw. konfiguracji trzy-fazowej (kwarc, powietrze, mika, patrz rysunek 2.21). „Nanoigły” na kryształach miki przyciśnięte były bezpośrednio do powierzchni półsfery kwarcowej, tworząc w ten sposób przerwę powietrzną (około 200 nm) pomiędzy

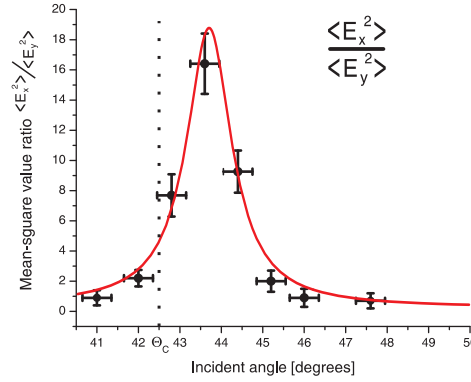
miką a kwarcem. Ta właśnie przerwa powietrzna odróżniała ten układ od poprzedniej konfiguracji dwóch faz.



Rysunek 2.21: Schemat układu konfiguracji trzy fazowej do badania polaryzacji fali zanikającej

Wykonana została seria pomiarów dla polaryzacji TM i TE fali padającej przy tych samych natężeniach wiązki laserowej. Następnie, analogicznie jak dla wyników w poprzedniej konfiguracji, obliczone zostały proporcje $\langle E_x^2 \rangle / \langle E_y^2 \rangle$. Wynik wraz z dopasowaną krzywą teoretyczną przedstawia rysunek 2.22. Postać dopasowanej krzywej wynika z obliczeń przedstawionych w [38], a wysokość oraz pozycja maksimum silnie zależy od zasięgu pola elektrycznego fali zanikającej tj. od rozmiarów przerwy powietrznej między półsferą (czyli miejscem gdzie zachodzi całkowite wewnętrzne odbicie) a miką. Najlepsze dopasowanie krzywej teoretycznej do danych doświadczalnych uzyskano dla grubości igieł 50 nm, co zgadza się z pomiarami doświadczalnymi dokonanymi za pomocą mikroskopu sił atomowych. W ten sposób uzyskano bardzo dobrą zgodność danych eksperymentalnych z przewidywaniami teoretycznymi.

Porównując wyniki otrzymane dla obydwu konfiguracji widać bardzo dobrą zgodność otrzymanych wyników eksperymentalnych z przewidywaniami teoretycznymi. Należy jednakże zwrócić uwagę na rozmiar niepewności pomiarowych, które są znacznie mniejsze dla stosunków E_x do E_y , niż E_x do E_z . W pierwszym przypadku brany jest stosunek amplitud dwóch kwadratowych funkcji sinusoidalnych o porównywalnych wielkościach. Natomiast w drugim stosunek amplitudy kwadratowej funkcji sinusoidalnej do jej piedestału, który obarczony jest znaczną niepewnością pomiarową. W obydwu seriach pomiarowych w konfiguracji dwóch faz, przy obliczaniu stosunków odpowiednich składowych nie jest osiągane zero. Ta niewielka rozbieżność z obliczeniami może być spowodowana niedostateczną kolimacją wiązki laserowej lub/i rozproszaniem światła na nieciągłościach materiału organicznego.



Rysunek 2.22: Obliczone teoretycznie i zmierzone stosunku średnich kwadratowych odpowiednich składowych elektrycznych dla konfiguracji trzy-fazowej. Współczynniki załamania wynoszą odpowiednio: $n_1 = 1.48, n_2 = 1, n_3 = 1.58$.

2.3.5 Podsumowanie

Wyniki eksperymentu dowiodły wprost eliptycznego charakteru polaryzacji fali zanikającej w przypadku polaryzacji TM fali padającej, poprzez wykorzystanie optycznie aktywnych nanostruktur organicznych. W konfiguracji dwóch faz, eliptyczność polaryzacji w funkcji kąta padania została potwierdzona bezpośrednio poprzez pomiar proporcji $\langle E_x^2 \rangle / \langle E_z^2 \rangle$ oraz pośrednio przez pomiar $\langle E_x^2 \rangle / \langle E_y^2 \rangle$. W konfiguracji trzech faz, pomimo znacznie słabszego sygnału, również otrzymano bardzo dobrą zgodność z obliczeniami teoretycznymi przy pomiarze stosunków $\langle E_x^2 \rangle / \langle E_y^2 \rangle$ odpowiednich składowych. Reasumując eksperyment ten potwierdził przewidywany teoretycznie charakter polaryzacji fali zanikającej w funkcji kąta padania dla polaryzacji TM i TE fali padającej.

Rozdział 3

Fala zanikająca w optycznym lustrze dipolowym

3.1 Wstęp

Wraz z rozwojem fizyki laserów odkryto techniki pozwalające na efektywne spowalnianie i chłodzenie atomów, co otworzyło drogę do bardzo precyzyjnych pomiarów spektroskopowych. Zimne atomy stały się źródłem dodatkowej informacji o otaczającym nas świecie i zachodzących w nim zjawiskach. Laserowe chłodzenie i pułapkowanie otworzyło możliwości manipulowania atomami, dlatego też pułapki magnetoptyczne stały się źródłem atomów w eksperymentach przeprowadzanych z optycznymi lustrami dipolowymi.

Powierzchniowe układy optyczne z wykorzystaniem fali zanikającej (w tym lustra dipolowe) mogą być alternatywą dla magnetycznych układów powierzchniowych typu „atom chips” [39]. Ich główną wadą jest bowiem obecność promieniowania generowanego przez szum Johnsona, z powodu użycia około dwumikrometrowej grubości przewodników w pobliżu których magnetycznie pułapkowane są atomy. Promieniowanie to powoduje redystrybucję populacji podpoziomów zeemanowskich w atomach i prowadzi do dekoherencji oraz strat w liczbie atomów. Kontrola i detekcja stanu atomów w układach powierzchniowych może być przeprowadzona przy użyciu fali zanikającej. W takiej sytuacji zazwyczaj pracuje się w reżimie bardzo małych odstrożeń od rezonansu. Istotną rzeczą jest zatem zbadanie wpływu takiej rezonansowej fali na wewnętrzne i zewnętrzne stopnie swobody atomu. Temat oddziaływania atomów z falą zanikającą ma również istotne znaczenie poznawcze. Wiąże

się bowiem z takimi zagadnieniami jak: przekaz pseudopędu [40, 41] czy też związek między wektorem Poyntinga a ciśnieniem światła.

W rozdziale tym zostanie przedstawiona teoretyczna zasada działania optycznych luster atomowych, wykorzystujących oddziaływanie atomów z falą zanikającą, a także elementarny opis pułapki magnetooptycznej.

3.2 Manipulowanie atomami za pomocą fali zanikającej

Główną metodą manipulowania atomami przy pomocy fali zanikającej jest wykorzystanie sił radiacyjnych w oddziaływaniu z atomami. Prowadzi to do konstrukcji tak zwanego dipolowego lustra optycznego, w którym główną rolę gra zarówno dyspersyjna jak i absorpcyjna część siły radiacyjnej. Fala zanikająca, odpowiednio odstrojona od częstotliwości przejścia atomowego może prowadzić do powstania potencjału odpychającego, działającego jako optyczne lustro atomowe dla atomów neutralnych.

Przykładem zupełnie innego sposobu manipulowania atomami z użyciem fali zanikającej jest jej wykorzystanie w procesach desorpcji atomów z powierzchni ciał stałych, na przykład w tzw. zjawisku LIAD (Light Induced Atomic Desorption) [42, 43].

Wykorzystanie fali zanikającej jako odpychającej bariery optycznej zostało po raz pierwszy zaproponowane przez R.J. Cooka i R.K. Hilla w 1982 roku [44], zaproponowali oni również sposób pułapkowania atomów za pomocą lustra z falą zanikającą. Pierwsza demonstracja eksperymentalna idei Cooka i Hilla została przeprowadzona w 1987 przez Balykina [45], dla odbicia pod kątem ślizgowym wiązki termicznych atomów. Kilka lat później w 1990 roku, Kasevich jako pierwszy zaobserwował odbicie zimnych atomów w padaniu normalnym [46].

Główną ideą działania optycznych luster atomowych jest to, że chmura zimnych atomów, przygotowana w pułapce magnetooptycznej, opadając pod wpływem siły grawitacji, może zostać odbita wskutek działania radiacyjnej siły dipolowej. Siła ta wytwarzana jest przez falę zanikającą tuż nad powierzchnią i efektywnie działa tylko w odległości kilku długości fali od tej powierzchni. W obszarze tym ujawnia swoje działanie także siła van der Waalsa, wyrażająca oddziaływanie atomów z powierzchnią dielektryczną lub metaliczną. Siła ta przyciąga atomy ku powierzchni, a co za tym idzie stanowi

czynnik osłabiający radiacyjną siłę dipolową.

3.2.1 Radiacyjna siła dipolowa

Siła radiacyjna, będąca wynikiem oddziaływania atomu z promieniowaniem, posiada dwie składowe: siłę spontaniczną, związaną z gradientem fazy fali oraz siłę dipolową lub reaktywną, związaną z gradientem amplitudy fali elektromagnetycznej. Odbicie jest możliwe dzięki istnieniu odpychającej siły dipolowej, pochodzącej z dyspersyjnej części oddziaływania pomiędzy wyindukowanym w atomach momentem dipolowym i falą zanikającą.

Relatywnie prostą interpretację źródła siły dipolowej można pokazać z punktu widzenia atomu ubranego [47]. Dla atomu ubranego położenie poziomów energetycznych, sprzęgniętych z fotonami, zależy od amplitudy fali pola promieniowania. Jeżeli natężenie światła jest przestrzennie modulowane, to modulowane jest także przesunięcie poziomów. Dla atomów poruszających się dostatecznie wolno zaniedbać można nieadiabatyczne przejścia między poziomami atomu ubranego. W związku z tym atom opuszczając region o wysokim natężeniu podąża adiabaticznie za stanem, w którym był początkowo. Zatem energia poruszającego się atomu, którą można traktować jako jego efektywną energię potencjalną, zmienia się w przestrzeni, co powoduje doznawanie przez atom siły pochodzącej od pola promieniowania.

Zakładając że atom ubrany znajduje się w stanie $|1, n, \vec{r}\rangle$ ¹ (atom sprzężony z n fotonami, w położeniu $\vec{r}$) o energii $U_1(\vec{r})$ lub w stanie $|2, n, \vec{r}\rangle$ o energii $U_2(\vec{r})$ (rysunek 3.1) można przedstawić siły działające na atomy w tych stanach jako [48, 47]:

$$\vec{F}_1 = -\vec{\nabla}U_1(\vec{r}), \quad (3.1)$$

$$\vec{F}_2 = -\vec{\nabla}U_2(\vec{r}), \quad (3.2)$$

utożsamiając je z tzw. siłą dipolową. Zatem przy założeniu o braku nieadiabatycznych przejść, średnia siła dipolowa $\langle \vec{F}_{dip}(\vec{r}) \rangle$ działająca na atomy powinna

¹Stany atomu ubranego można zdefiniować w następujący sposób [47]:

$$|1, n; \vec{r}\rangle = e^{(i\varphi(\vec{r})/2)} \cos \theta(\vec{r}) |e, n\rangle + e^{(-i\varphi(\vec{r})/2)} \sin \theta(\vec{r}) |g, n+1\rangle,$$

$$|2, n; \vec{r}\rangle = -e^{(i\varphi(\vec{r})/2)} \sin \theta(\vec{r}) |e, n\rangle + e^{(-i\varphi(\vec{r})/2)} \cos \theta(\vec{r}) |g, n+1\rangle,$$

gdzie: $tg2\theta = -\frac{\Omega_1}{\delta}$, faza $\varphi(\vec{r})$ definiowana jest jako $g\sqrt{\langle n+1 \rangle} = \frac{\hbar\Omega_1}{2}\varphi^{i\varphi(\vec{r})}$, g to stała sprzężenia, a Ω_1 oznacza częstość Rabi'ego atomu dwupoziomowego oddziałującego rezonansowo z falą elektromagnetyczną (def: $\Omega_1 = \Gamma\sqrt{\frac{I}{2I_s}}$, a I_s to natężenie nasycenia).

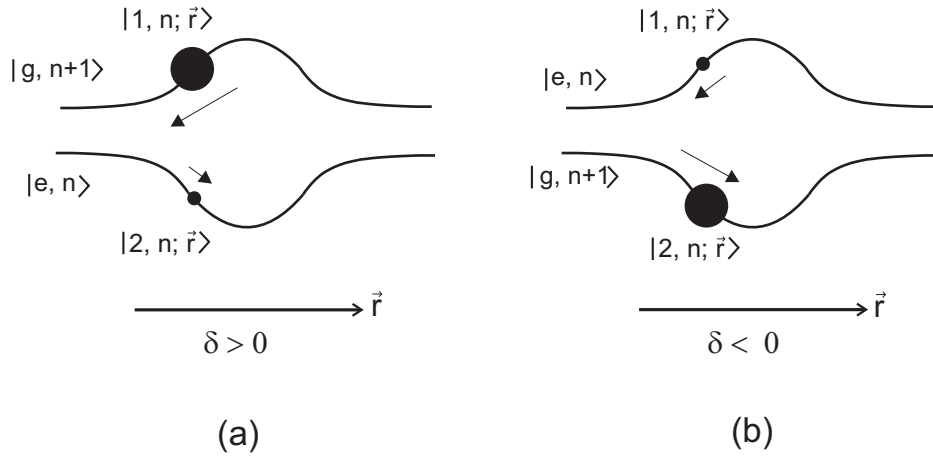
być średnią ważoną sił $\vec{F}_1$ i $\vec{F}_2$ z wagami będącymi prawdopodobieństwami przebywania atomu w danym stanie ubranym [47]:

$$\langle \vec{F}_{dip}(\vec{r}) \rangle = -\Pi_1^{st} \vec{\nabla} U_1 - \Pi_2^{st} \vec{\nabla} U_2 = -\frac{\hbar}{2} \vec{\nabla} \Omega_1 [\Pi_1^{st} - \Pi_2^{st}] \quad (3.3)$$

gdzie Π_i^{st} oznacza populację danego stanu, a Ω_1 to częstość Rabiego. Ostatecznie średnią siłę dipolową można zapisać w postaci [48, 47]:

$$\langle \vec{F}_{dip}(\vec{r}) \rangle = -\frac{\hbar\delta}{2} \vec{\nabla} \left[\ln \left(1 + \frac{\Omega_1^2}{2\delta^2} \right) \right], \quad (3.4)$$

gdzie δ to odstrojenie częstości padającego promieniowania od częstości przejścia atomowego, Γ to szerokość naturalna przejścia atomowego.



Rysunek 3.1: Rysunek ilustrujący zależność kierunku działania uśrednionej siły dipolowej (średnia ważona z wagą będącą prawdopodobieństwem przebywania atomu w danym stanie ubranym) od znaku odstrojenia δ . Środkowa część obydwu rysunków odpowiada poziomom atomu ubranego (atom w sprzężeniu z fotonami pola), a części boczne to stany niesprężone. W przypadku a) $\delta > 0$ atom ubrany jest głównie w stanie $|1, n, \vec{r}\rangle$ i średnia siła dipolowa ma zwrot zgonny z kierunkiem chwilowej siły $\vec{F}_1$, w przypadku b) $\delta < 0$ zwrot średniej siły jest przeciwny [47].

O zwrocie tej siły decyduje znak odstrojenia częstości światła od częstości rezonansowej wybranego przejścia (rysunek 3.1). Określając stosunek pomiędzy populacjami stanów, określa się wkład chwilowych sił dipolowych do wartości siły uśrednionej.

Wykorzystanie postaci siły dipolowej z równ. 3.4, w celu wyprowadzenia wyrażenia na potencjał dipolowy w zależności od wybranego przedziału odstrojenia, przedstawione zostanie w dalszej części rozprawy.

3.2.2 Optyczny potencjał dipolowy i niekoherentne rozpraszanie fotonów

W paragrafie tym przedstawiony zostanie najczęściej spotykany sposób opisu procesów fizycznych zachodzących w optycznym lustrze dipolowym. Natomiast pełniejszemu opisowi z uwzględnieniem efektów nasyceniowych poświęcony jest paragraf 3.2.4.

Jak wspomniano w poprzednim paragrafie, odbicie może zachodzić w wyniku działania siły dipolowej ($\vec{F}_{dip} = -\vec{\nabla}U_{dip}$) pochodzącej z dyspersyjnej części oddziaływania pomiędzy wyindukowanym w atomach momentem dipolowym i falą zanikającą. W czasie odbicia może dochodzić również do spontanicznego rozpraszania fotonów, prowadzącego w konsekwencji do przekazu pędu pomiędzy fotonami i atomami, co jest wynikiem działania absorpcyjnej części wspomnianego oddziaływania.

Rozważając atom dwupoziomowy jako klasyczny oscylator oddziałujący z klasycznym polem elektromagnetycznym, wyprowadzić można wyrażenia na potencjał dipolowy i częstość spontanicznego rozpraszania fotonów. Ograniczając się jedynie do przypadku dużego odstrojenia δ od rezonansu ($\delta \gg \Gamma$) mają one postać [15]:

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}), \quad (3.5)$$

$$\Gamma_{sp}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\vec{r}), \quad (3.6)$$

gdzie ω to częstość fali, ω_0 – częstość rezonansowa przejścia optycznego w atomie, Γ – szerokość naturalna poziomu wzbudzonego, a $I(\vec{r})$ – natężenie fali elektromagnetycznej.

W większości eksperymentów odstrojenie lasera jest relatywnie niewielkie w stosunku do rezonansu ω_0 , spełniając warunek $|\delta| \ll \omega_0$ (ale $\delta \gg \Gamma$). W tym przypadku stosując przybliżenie fali rotującej (RWA), otrzymujemy równania 3.5 i 3.6 w uproszczonej postaci [15]:

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\delta} I(\vec{r}), \quad (3.7)$$

$$\Gamma_{sp}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\delta} \right)^2 I(\vec{r}). \quad (3.8)$$

Zachodzi prosta relacja pomiędzy potencjałem dipolowym i częstością spontanicznego rozpraszania [15]:

$$\hbar\Gamma_{sp} = \frac{\Gamma}{\delta} U_{dip}, \quad (3.9)$$

k która jest prostą konsekwencją fundamentalnej relacji pomiędzy absorpcyjną i dyspersyjną odpowiedzią oscylatora. Z równań tych wynikają również dwa zasadnicze wnioski: 1) Pierwszy dotyczy znaku odstrojenia wiązki laserowej. W przypadku odstrojenia poniżej częstości rezonansowej (odstrojenie „ku czerwonemu”, $\delta < 0$) potencjał dipolowy jest ujemny i powoduje przyciąganie atomów w kierunku większego natężenia pola świetlnego. Powyżej rezonansu (odstrojenie „ku niebieskiemu”, $\delta > 0$) potencjał wypycha atomy z pola promieniowania. 2) Drugi dotyczy odstrojenia i natężenia. Wielkości U_{dip} oraz Γ_{sp} skalują się odpowiednio jak I/δ i I/δ^2 . Aby częstość spontanicznego rozpraszania fotonów (prowadzącego do podgrzewania atomów) była jak najmniejsza, w tradycyjnych pułapkach dipolowych, a także powierzchniowych, wybiera się duże odstrojenie δ przy dużym natężeniu światła I .

W przypadku lustra optycznego opartego na fali zanikającej w miejsce $I(\vec{r})$ (natężenie fali zanikającej) należy wstawić natężenie fali²:

$$I(\vec{r}) = I_0 \exp\left(-\frac{x^2}{\omega_x^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{\omega_y^2}\right) \exp\left(-\frac{2z}{d}\right) \approx I(z) = I_0 \exp(-2z/d), \quad (3.10)$$

gdzie I_0 to natężenie fali na powierzchni pryzmatu ($z = 0$), d to głębokość wnikania, a $\omega_{x,y}$ to gaussowskie promienie (e^{-2}) wiązki świetlnej na powierzchni pryzmatu. Wkład do siły dipolowej pochodzi jedynie od czynnika $\exp(-2z/d)$ potencjału dipolowego, ponieważ składowa „ z ” gradientu $-\nabla U_{dip}(\vec{r})$ jest znacznie większa od składowych w pozostałych dwóch kierunkach.

Postać potencjału, w ujęciu kwantowym dla atomu dwupoziomowego, można ponadto przedstawić poprzez częstość Rabiego (Ω_1) bądź parametr nasycenia $s(z)$ [49, 50, 51]:

$$U_{dip}(z) = \frac{\hbar\Omega_1^2}{4\delta} \exp\left(-\frac{2z}{d}\right) = \frac{\hbar\Omega_1^2(z)}{4\delta} = \frac{\hbar\delta s(z)}{2}, \quad (3.11)$$

$$s(z) = \frac{\Omega_1^2(z)}{2\delta^2} = \frac{1}{2\delta^2} \frac{I(z)}{2I_s} \Gamma^2, \text{ gdzie } I_s = \frac{\hbar\Gamma\omega_0^3}{12\pi c^2}. \quad (3.12)$$

²Oznaczenia osi układu współrzędnych jak na rysunku 1.1.

Istotną wielkością charakteryzującą dipolowe lustra optyczne jest prawdopodobieństwo wystąpienia przypadku niekoherentnego, tzn. prowadzącego do powstania tzw. siły promieniowania. Wyliczyć ją można całkując zależną od natężenia częstość spontanicznego rozpraszania (Γ_{sp}) po klasycznej trajektorii atomu w potencjale odpychającym:

Aby zastosować przedstawiony opis w warunkach rzeczywistych, należy uwzględnić w rachunkach strukturę nadsubtelną stanu podstawowego i wzbudzonego atomu. Można tego dokonać traktując światło laserowe, oddziałujące z poziomami atomowymi, jako zaburzenie w rozwinięciu perturbacyjnym [15]. W niezależnym od czasu rachunku zaburzeń drugiego rzędu, oddziaływanie to prowadzi do zmiany energii i -tego poziomu:

$$\Delta E_i = \sum_{i \neq j} \frac{|\langle j | \mathcal{H}_1 | i \rangle|^2}{\varepsilon_i - \varepsilon_j}, \quad (3.13)$$

gdzie $\mathcal{H}_1$ to hamiltonian oddziaływania światło-atom, a ε_i i ε_j to niezaburzone energie poziomu podstawowego i poziomów wzbudzonych atomu ubrane go. Redukując elementy macierzowe można przedstawić przesunięcie energii stanu podstawowego atomu w postaci [15]:

$$\Delta E_i = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^2} \sum_j \frac{c_{ij}^2}{\delta_{ij}}, \quad (3.14)$$

gdzie sumowanie zachodzi po wszystkich stanach wzbudzonych. Oznacza to, że obliczając potencjał dipolowy $U_{dip,i} = \Delta \varepsilon_i$ należy wziąć pod uwagę odpowiednie współczynniki natężeniowe linii c_{ij}^2 oraz odstrojenia δ_{ij} (odstrojenie względem częstości przejścia między niezaburzonymi poziomami: i oraz poziomami wzbudzonymi j).

W większości eksperymentów dotyczących chłodzenia i pułapkowania atomów wykorzystuje się atomy alkaliczne za względu na ich relatywnie prostą konfigurację elektronową oraz dogodny zakres spektralny. Sprzężenie spin-orbita w stanie wzbudzonym atomu prowadzi do powstania dobrze znanego dubletu linii D $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}, ^2P_{3/2}$ (δ'_{FS}). Na bazie równania 3.14 można wyprowadzić ogólny wzór na potencjał dipolowy, który jest ważny dla linii D_1 i D_2 oraz liniowej polaryzacji światła tworzącego lustro, przy założeniu odstrojeń znacznie mniejszych niż rozszczepienie subtelne stanu wzbudzonego, ale większych niż nadsubtelne [15]:

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{2}{\delta_{2,F}} + \frac{1}{\delta_{1,F}} \right) I(\vec{r}). \quad (3.15)$$

Odstrojenia $\delta_{2,F}$ i $\delta_{1,F}$ odpowiadają odpowiednio liniom D_2 i D_1 , określając jednocześnie ich wkład do całkowitego potencjału dipolowego.

Przy tych samych założeniach można otrzymać ogólny wzór na częstość spontanicznego rozpraszania dla liniowej polaryzacji światła [15]:

$$\Gamma_{sp}(\vec{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma^2}{2 \hbar \omega_0^3} \left(\frac{2}{\delta_{2,F}^2} + \frac{1}{\delta_{1,F}^2} \right) I(\vec{r}). \quad (3.16)$$

Dla rzeczywistej sytuacji eksperymentalnej rozpatrywanej w dalszej części niniejszej rozprawy, zakładając liniową polaryzację światła, wygodnie jest przedstawić potencjały dipolowe oraz częstość spontanicznego rozpraszania dla linii D_1 i D_2 w postaci [15]:

$$U_{dip}^{D_1}(z) = \frac{1}{2} \frac{\Gamma \pi c^2}{\omega_0^3} \frac{I(z)}{\delta}, \quad \Gamma_{sp}^{D_1}(z) = \frac{1}{2} \frac{\pi c^2}{\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\delta} \right)^2 I(z), \quad (3.17)$$

$$U_{dip}^{D_2}(z) = \frac{\Gamma \pi c^2}{\omega_0^3} \frac{I(z)}{\delta}, \quad \Gamma_{sp}^{D_2}(z) = \frac{\pi c^2}{\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\delta} \right)^2 I(z). \quad (3.18)$$

Na bazie powyższych wzorów łatwo zauważyć, że potencjał dipolowy dla linii D_2 jest dwa razy większy niż dla linii D_1 , ale przy dwa razy większej częstości spontanicznego rozpraszania. Jednakże rozpraszanie można ograniczać przez odpowiednio dobrane odstojenie δ .

Powyższe rozważania na temat potencjału dipolowego (U_{dip}) należy uzupełnić o oddziaływania atomu z powierzchnią (potencjał van der Waalsa). Energie poziomów atomowych zostają przesunięte na skutek bliskości powierzchni; w intuicyjnym modelu wyindukowany elektryczny moment dipolowy oddziałuje ze swoim obrazem znajdującym się pod powierzchnią dielektryka. Hamiltonian tego oddziaływania, bazujący na modelu Lennarda-Jonesa oddziaływania elektrostatycznego pomiędzy dipolem atomowym i jego obrazem w dielektryku, można zapisać jako [52]:

$$\delta \hat{H}_{vdW} = - \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \frac{1}{64 \pi \epsilon_0} \frac{\hat{W}}{z^3}, \quad (3.19)$$

gdzie n to współczynnik załamania materiału z którego wykonany jest pryzmat, a operator $\hat{W}$ postaci:

$$\hat{W} = e^2 (\hat{x}_e^2 + \hat{y}_e^2 + \hat{z}_e^2) = \hat{W}_S + \hat{W}_Q \quad (3.20)$$

zależy jedynie od wewnętrznego stanu atomu. $\hat{W}_S$ to część skalarna, a $\hat{W}_Q$ część kwadrupolowa tego operatora, natomiast $\hat{x}_e^2 + \hat{y}_e^2 + \hat{z}_e^2$ to operatory

położenia elektronu względem środka masy atomu. Funkcja falowa atomu znajdującego się w stanie opisanym przez liczbę kwantową $J \leq 1/2$ nie posiada składowej kwadrupolowej, tak jak w przypadku przejść dla obu linii rubidu. W obliczeniach można przyjąć, że operator $\hat{W}$ składa się jedynie z części skalarnej i w ten sposób potencjał van der Waalsa dla atomów rubidu wyrazić jako:

$$U_{vdW} = -\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \frac{1}{64\pi\epsilon_0} \frac{\frac{4}{3}e^2 a_0^2 \cdot 28.2}{z^3}, \quad (3.21)$$

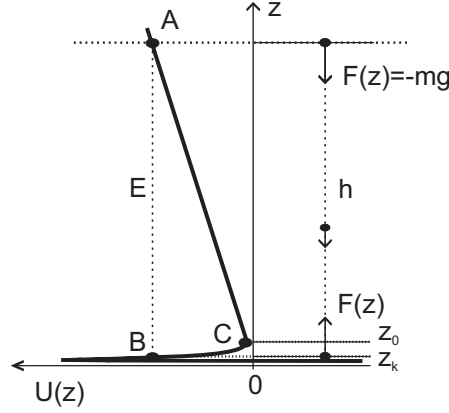
gdzie a_0 to promień Bohra. Zasięg oddziaływania van der Waalsa jest rzędu $\lambda_0/(2\pi)$, czyli dla atomów rubidu około 125 nm, gdzie λ_0 to długość fali dominującego przejścia optycznego.

3.2.3 Ruch atomu w potencjale lustra atomowego

Całkowity potencjał lustra, w którym będzie poruszał się atom, należy uzupełnić jeszcze o działanie siły grawitacji, powodującej opadanie atomu w stronę powierzchni dielektryka. Wszystkie trzy siły, siła dipolowa, van der Waalsa i grawitacji, działają w kierunku z , można zatem w ich opisie ograniczyć się tylko do kierunku z . Zatem całkowity potencjał lustra będzie postaci:

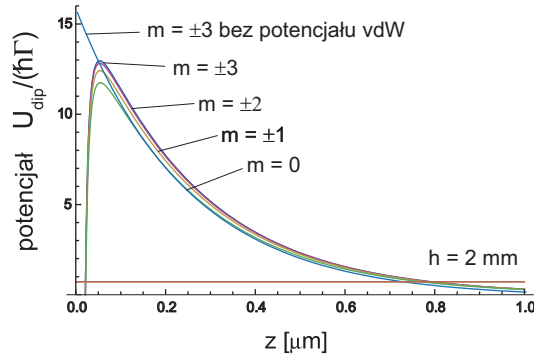
$$U(z) = U_{dip}(z) + U_{vdw}(z) + U_g(z). \quad (3.22)$$

W zależności od wysokości chmury zimnych atomów nad powierzchnią, zmienia się wkład poszczególnych sił tworzących całkowity potencjał. Dla odległości $z \gg \lambda$ jedyną efektywnie działającą siłą będzie siła grawitacji, natomiast tuż nad powierzchnią ($z \sim \lambda$) będzie ona zaniedbywalna w porównaniu z siłą dipolową i van der Waalsa. Rysunek 3.2 przedstawia zmiany potencjału działającego na atom. Zaczynając swój ruch w punkcie A, atom o zerowej prędkości początkowej ma całkowitą energię mechaniczną równą $E = mgh$. W klasycznym punkcie zwrotu oznaczonym jako B($z = z_k$), atom zatrzymuje się, a energia potencjalna przyjmuje wartość całkowitej energii mechanicznej. Siła działająca wzdłuż kierunku z wyraża się przez gradient potencjału wzięty ze znakiem minus. Atom poddany początkowo działaniu siły grawitacji, zaczyna odczuwać działanie siły dipolowej, pochodzącej od fali zanikającej, tuż przy powierzchni dielektryka. W punkcie C($z = z_0$) całkowita siła wynosi zero, atom osiąga tam największą prędkość, gdyż jest to minimum energii potencjalnej. Od tego momentu zaczyna działać na niego siła skierowana pionowo do góry, powodując jego bardzo szybkie wyhamowanie, zatrzymanie, a



Rysunek 3.2: Ruch atomu w potencjale $U(z)$ lustra atomowego. Położenie punktów A,B,C jest pokazane nie w skali. Opis w tekście.

następnie ruch w stronę zgodną z działaniem siły dipolowej. Interpretować ten ruch można jako odbicie od hipotetycznej sprężystej trampoliny, z którą atom zaczyna oddziaływać w odległości $z = z_0$.



Rysunek 3.3: Potencjał dipolowy dla typowych warunków eksperymentalnych. Przyjęto odstrojenie $\delta = 500$ MHz od przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Linia pozioma przedstawia całkowitą energię atomów spadających z wysokości $h = 2$ mm.

Rysunek 3.3 przedstawia zależność potencjału lustra dipolowego od odległości od powierzchni dielektryka dla typowych warunków eksperymentalnych. Część pochodzącą od fali zanikającej obliczono przekształcając wzór 3.14 do postaci:

$$U_{Fm}^{dip}(z) = (2J' + 1) \frac{3}{4} \frac{\Gamma \pi c^2}{\omega_0^3} I(z) \sum_{F'} \frac{|C_{Fm, F'm}|^2}{\delta_{FF'}}, \quad (3.23)$$

gdzie $\delta_{FF'}$ jest odstrojeniem światła (fali zanikającej) od przejścia $F \rightarrow F'$, a współczynniki $C_{Fm,F'm'}$ zależą jedynie od liczb kwantowych m, m', F, F' i J, J' . Współczynniki $C_{Fm,F'm'}$ można wyliczyć, korzystając z wartości symboli 3j i 6j Wignera dla polaryzacji liniowej³:

$$|C_{Fm,F'm}|^2 = (2F' + 1)(2F + 1)(2J + 1) \left| \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m & 0 & -m \end{pmatrix} \right|^2. \quad (3.24)$$

W podanym przykładzie przyjęto odstrojenie⁴ $\delta = 500$ MHz od przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 4$ i wysokość początkową chmury atomów $h = 2$ mm, natomiast część pochodzącą od oddziaływania van der Waalsa na podstawie wzoru 3.21:

$$\frac{U_{vdW}}{\hbar\Gamma} = -\frac{150 \cdot 10^{-6}}{z^3[\mu m^3]}. \quad (3.25)$$

Obliczenie tego potencjału dało możliwość przeanalizowania i doboru kluczowych parametrów lustra optycznego realizowanego w ramach tej rozprawy.

3.2.4 Ciśnienie światła w fali zanikającej

Zagadnienie przekazu pędu pomiędzy falą zanikającą a atomami nie jest trywialne. Dotyczy to trzech zagadnień: 1) samej wartości siły ciśnienia światła; 2) jej kierunku; 3) zależności wartości i kierunku siły od polaryzacji fali zanikającej.

Podczas pojedynczego aktu absorpcji fotonu przez atom w fali zanikającej, przekazywany jest pęd równy $\hbar\vec{k}$. Dla fali zanikającej wektor falowy przyjmuje postać⁵: $\vec{k} = (k_x, 0, k_z)$. Ponieważ składowa k_x jest jedyną rzeczywistą składową, a składowe wektora Poyntinga $\bar{S}_y$ i $\bar{S}_z$ (patrz równ. 1.24) wynoszą zero (przekaz energii tylko w kierunku x), pęd odrzutu przekazywany przez falę zanikającą w pojedynczym akcie absorpcji w czasie odbicia wynosi:

$$p_{sc} = k_x \hbar \hat{x}. \quad (3.26)$$

Rozważając składową wektora falowego:

$$k_x = k_0 n \sin \theta_i, \quad (3.27)$$

³Wartości symboli 3j i 6j można wyliczyć przy pomocy funkcji ThreeJSymbol i SixJSymbol w standardowym pakiecie *Mathematica* firmy *Wolfram Research*.

⁴Uwaga: w rzeczywistości wartości podanych odstrojeń fali zanikającej wynoszą $\delta \cdot 2\pi$.

⁵Oznaczenia osi układu współrzędnych jak na rysunku 1.1.

gdzie $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ jest wektorem falowym w próżni, wnioskować można, że przekaz pędu od fali zanikającej jest większy od pędu przekazywanego przez zwykłą falę elektromagnetyczną w próżni o czynnik $n\sin\theta_i$.

Wzór 3.26 jest prawdziwy tylko w przypadku liniowej polaryzacji fali zanikającej, czyli w przypadku polaryzacji TE [53, 54, 55]. Dla polaryzacji TM należy wprowadzić poprawki związane z eliptycznością, która dokonuje niewielkich modyfikacji wartości siły promieniowania, nie zmieniając jednak kierunku jej działania [53]. Jednakże biorąc pod uwagę, że analizowana w poprzednich rozdziałach eliptyczność polaryzacji w przypadku TM wykazuje zależność kątową [3, 4] (stopień eliptyczności rośnie wraz z kątem padania), dla kątów bliskich granicznemu można stosować wzór 3.26 również dla polaryzacji TM, gdyż wartość tej poprawki jest zaniedbywalna [53, 54].

W przypadku obecności równocześnie obu składowych polaryzacji TE i TM fali zanikającej, wektor Poyntinga posiada niezerową składową w kierunku y ($\bar{S}_y \neq 0$). Jednocześnie na atomy działa wypadkowa siła, której kierunek jest różny od kierunku propagacji fali zanikającej, a jej wartość jest maksymalna dla przypadku polaryzacji kołowej fali zanikającej [53].

Polaryzacja kołowa fali zanikającej może być osiągnięta poprzez zastosowanie pojedynczej wiązki świetlnej (ulegającej całkowitemu wewnętrznemu odbiciu) o odpowiedniej wejściowej polaryzacji eliptycznej [55]. Definiując eliptyczność jako stosunek pólosi małej do pólosi wielkiej elipsy zakreślanej przez wektor pola elektrycznego, obliczyć można, że wymagana eliptyczność wejściowa dla uzyskania polaryzacji kołowej fali zanikającej, odpowiada odwrotności współczynnika załamania ośrodka $1/n$, w którym propaguje się wiązka. Kąt ϕ pomiędzy wielką osią elipsy a płaszczyzną padania x-z, zależy od kąta padania wiązki θ_i , a postać tej zależności można przedstawić w następujący sposób [55]:

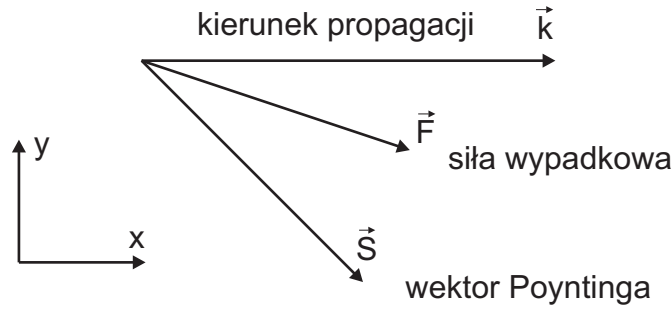
$$\tan \phi = -\frac{\sqrt{n^2 \sin^2 \theta_i - 1}}{\cos \theta_i}. \quad (3.28)$$

Dla kątów bliskich granicznemu, $\phi \approx 0$ i wielka pólś elipsy jest prostopadła do płaszczyzny padania. Płaszczyzna polaryzacji kołowo spolaryzowanej fali zanikającej jest zawsze prostopadła do wektora Poyntinga, który jak wiadomo z poprzednich rozważań, ze względu na obecność dwóch składowych w tej konfiguracji ($\bar{S}_x$ i $\bar{S}_y$), nie jest równoległy do wektora falowego k_x , a odchylony od niego o kąt χ . Zależność pomiędzy odchyleniem χ a kątem padania θ_i ,

można przedstawić w następujący sposób [55]:

$$\tan \chi = \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_i - 1}. \quad (3.29)$$

Jednak dla kątów bliskich granicznemu, $\chi \approx 0$, płaszczyzna polaryzacji fali zanikającej staje się prostopadła do wektora falowego, tak jak w przypadku zwykłej fali elektromagnetycznej. Dla kątów padania wiązki świetlnej znacznie większych od kąta granicznego, gdzie wektor Poyntinga jest odchylony od kierunku propagacji fali zanikającej, kierunek działania siły związanej z ciśnieniem promieniowania pozostaje nierównoległy zarówno w stosunku do wektora falowego fali zanikającej jak i do wektora Poyntinga (rysunek 3.4) [53], dodatkowo kierunek ten zależy także od chwilowej odległości od dielektryka (z).



Rysunek 3.4: Rysunek przedstawiający kierunek działania siły promieniowania dla kołowej polaryzacji fali zanikającej.

Za powstanie siły promieniowania odpowiedzialna jest siła spontaniczna (dyssypatywna) związana z gradientem fazy fali elektromagnetycznej. W przypadku atomu dwupoziomowego przedstawić można postać siły dyssypatywnej [56]:

$$\vec{F} = \left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle_{scat} \hbar \vec{k}, \quad (3.30)$$

gdzie $\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle_{scat}$ to średnia liczba rozproszonych fotonów na jednostkę czasu w stanie stacjonarnym ($N = p_{sp}$)⁶. W akcie absorpcji fotonu przez atom, foton oddaje niesiony pęd $\hbar \vec{k}$, po czym następuje proces reemisji. Dla emisji spontanicznej, ze względu na jej izotropowość, bilans pędu jest niezerowy, a

⁶ p_{sp} to liczba rozproszonych fotonów w fali zanikającej; N to liczba rozproszonych fotonów w fali objętościowej.

średni przekaz pędu następuje w kierunku propagacji wiązki świetlnej. Atomy doznają siły promieniowania związanej z przekazem pędu podczas absorpcji, jednocześnie fotony z padającej wiązki są rozpraszane. Przekazany pęd z fali zanikającej do atomu po p_{sp} rozproszeniach fotonów można przedstawić w postaci:

$$p_{sc} = p_{sp}\hbar\vec{k} = p_{sp}\hbar k_x \hat{x}. \quad (3.31)$$

Istotną zatem wielkością charakteryzującą dipolowe lustra optyczne, jest prawdopodobieństwo wystąpienia przypadku niekoherentnego, tzn. rozproszenia fotonu prowadzącego do powstania ciśnienia promieniowania. Wyliczyć ją można całkując zależną od natężenia częstość spontanicznego rozpraszania (Γ_{sp}) po klasycznej trajektorii atomu w potencjale odpychającym, pod warunkiem, że czas w którym może nastąpić rozproszenie jest dłuższy niż $1/\Gamma$ [46]:

$$p_{sp} = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_{sp}(t) dt. \quad (3.32)$$

Jedną z pierwszych eksperymentalnych prac bezpośrednio dotycząca zagadnienia ciśnienia światła od fali zanikającej była praca S. Kawaty i T. Sugiury z 1992 roku [57]. Opisywała ona wpływ działania ciśnienia promieniowania wywieranego na szklane oraz polistyrenowe obiekty (o średnicy 1-27 μm) zanurzone w roztworze wodnym. Analizowano ruch wspomnianych obiektów w periodycznie włączanym lub wyłączanym polu fali świetlnej. Mierzone były zależności pomiędzy kątem padania wiązki laserowej, a prędkością uzyskiwaną przez te obiekty w wyniku oddziaływania z falą zanikającą. Prace te były kontynuowane również w latach późniejszych [58].

Kolejnymi były prace T. Matsudo et al. z 1997 roku [40, 41], podejmujące bezpośrednio temat przekazu pędu od fali zanikającej. W omawianych eksperymentach obserwowano poszerzenia profili absorpcyjnych linii atomowych w zależności od kąta padania wiązki laserowej ulegającej całkowitemu wewnętrznemu odbiciu. W pracy [40] w konfiguracji pojedynczej fali zanikającej, a w pracy [41] w konfiguracji dwóch przeciwbieżnych fal zanikających. W przypadku dwóch fal, dodatkowo zostały zbadane zależności pomiędzy rozseparowaniem obserwowanych rezonansów krzyżowych, a wzajemną różnicą w kącie padania wiązek laserowych. Rozważano dwie ortogonalne liniowe polaryzacje wiązek padających, po raz pierwszy eksperymentalnie wykazano w ten sposób, że przekaz pędu od fali zanikającej jest większy niż przekaz

pędu od zwykłej fali elektromagnetycznej w próżni.

Tematyka wpływu ciśnienia światła od fali zanikającej na odbijane atomy była poruszana jedynie w pracach: [54, 55]. Zakres odstrojeń fali zanikającej od rezonansu przyjęty w tych pracach wynosił od 190 MHz do 1.4 GHz. W żadnej pracy nie został jak dotąd podjęty problem odstrojeń bliskich rezonansu i związanych z tym efektów nasyceniowych. Dodatkowo, analizując wyniki przeprowadzonych eksperymentów, należy zwrócić uwagę na widoczne odstępstwa przewidywań teoretycznych na temat liczby rozproszonych fotonów z fali zanikającej w funkcji odstrojenia tejże fali. Natomiast zawarta w pracy [55] obszerna dyskusja otrzymanych wyników, wylicza szereg ograniczeń układu eksperymentalnego, które miały wpływ na wynik końcowy eksperymentu.

Ze względu na podejmowane w dalszej części rozprawy rozważania na temat ciśnienia światła od fali zanikającej, warto przedstawić postać siły dyssypatywnej z uwzględnieniem efektów nasyceniowych, wyprowadzoną z Optycznych Równań Blocha [56]. Rozważając 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 , Optyczne Równania Blocha można przedstawić w postaci [56]:

$$\dot{u} = v\delta - \frac{\Gamma}{2}u \quad (3.33)$$

$$\dot{v} = -u\delta - \Omega_1 w - \frac{\Gamma}{2}v \quad (3.34)$$

$$\dot{w} = \Omega_1 v - \Gamma w - \frac{\Gamma}{2}, \quad (3.35)$$

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

$$u = \frac{1}{2}(\hat{\sigma}_{ab} + \hat{\sigma}_{ba}) \quad (3.36)$$

$$v = \frac{1}{2i}(\hat{\sigma}_{ab} - \hat{\sigma}_{ba}) \quad (3.37)$$

$$w = \frac{1}{2}(\hat{\sigma}_{bb} - \hat{\sigma}_{aa}). \quad (3.38)$$

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

$\frac{d}{dt}(u, v, w) = 0$, składowe wektora Blocha przyjmują postać [56]:

$$u_{st} = \frac{\Omega_1}{2} \frac{\delta}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_1^2}{2}}, \quad (3.39)$$

$$v_{st} = \frac{\Omega_1}{2} \frac{\frac{\Gamma}{2}}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_1^2}{2}}, \quad (3.40)$$

$$w_{st} + \frac{1}{2} = \sigma_{bb}^{st} = \frac{\Omega_1^2}{4} \frac{1}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_1^2}{2}}. \quad (3.41)$$

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 [56]:

$$s = \frac{\frac{\Omega_1^2}{2}}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (3.42)$$

Siłę promieniowania przedstawić można zatem w następujący sposób:

$$\vec{F} = \Gamma \sigma_{bb}^{st} \hbar \vec{k}, \quad (3.43)$$

gdzie $\langle \frac{dN}{dt} \rangle_{scat} = \Gamma \sigma_{bb}^{st}$, natomiast podstawiając wartość σ_{bb}^{st} otrzymujemy końcowy wzór opisujący siłę dyssypatywną [56]:

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega_1^2}{2}}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_1^2}{2}}. \quad (3.44)$$

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

$$\vec{F}_{sat} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2}. \quad (3.45)$$

Zanim przystąpiono do realizacji eksperymentu, przeanalizowano od strony teoretycznej poszukiwane zależności liczby rozproszonych fotonów z fali zanikającej od odstrojenia tej fali.

Powracając do postaci siły dipolowej 3.4, która jak opisano w poprzednim paragrafie jest średnią ważoną sił działających na atom w stanie podstawowym i wzbudzonym atomu ubranego:

$$\vec{F}_{dip}(\vec{r}) = -\frac{\hbar \delta}{2} \vec{\nabla} \left[\ln \left(1 + \frac{\Omega_1^2}{2\delta^2} \right) \right],$$

można pokazać różnicę stosowanych przybliżeń oraz metod obliczania potencjału dipolowego w zależności od przedziału przyjętego odstrojenia.

Potencjał dipolowy w ogólnej postaci można przedstawić jako:

$$U_{dip}(z) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln \left(1 + \frac{\Omega_1^2(z)}{2\delta^2} \right). \quad (3.46)$$

W większości przypadków luster dipolowych, pracujących w zakresie tzw. dużych odstrojeń, warunki eksperymentalne dobiera się tak, aby układ charakteryzował się małą wartością wielkości $\Omega_1^2/2\delta^2$. Pozwala to na zastosowanie do wzoru na siłę dipolową rozwinięcia Taylora postaci: $\ln(1+x) \approx x$ i wyliczenie przybliżonego potencjału radiacyjnego postaci:

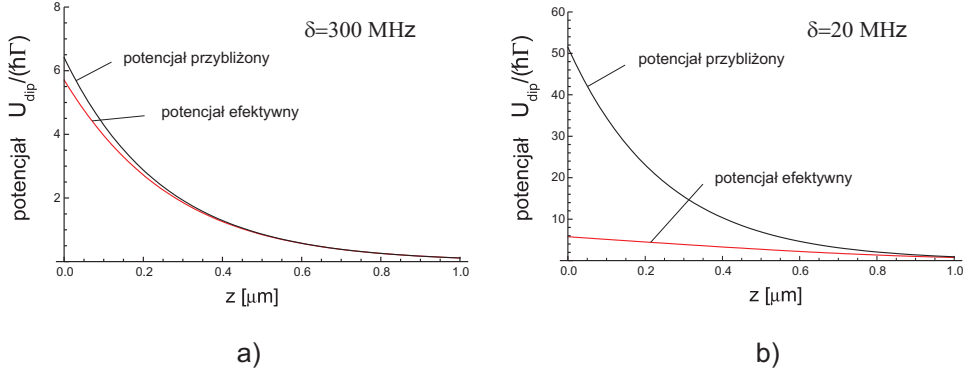
$$U_{dip}(z) = \frac{1}{4} \frac{\hbar}{\delta} \Omega_1^2(z). \quad (3.47)$$

Taka uproszczona postać potencjału pozwala m.in. na wyprowadzenie wzoru na liczbę rozpraszanych fotonów w czasie pojedynczego odbicia w sposób analityczny.

W przypadku zaś tzw. małych odstrojeń (duża wartość $\Omega_1^2/2\delta^2$), poprawki związane z obsadzeniem stanu wzbudzonego nie są zanedbywalne, należy zatem w obliczaniu potencjału dipolowego przyjąć całkowitą postać potencjału dipolowego 3.46. Potencjał taki w dalszej części rozprawy będzie nazywany potencjałem efektywnym. Przy czym zaznaczyć należy, że potencjał efektywny jest potencjałem uśrednionym po populacjach, a zatem niedefiniowanym dla pojedynczego atomu. Rysunek 3.5 przedstawia porównanie omawianego potencjału efektywnego i przybliżonego dla dwóch różnych odstrojeń fali zanikającej. W przypadku a) widać dobre przekrycie obydwu potencjałów świadczące o poprawności zastosowanego przybliżenia dla wybranego odstrojenia 300 MHz. Analizując rozbieżności w części b) rysunku, widać konieczność stosowania pełnej postaci potencjału efektywnego przy obliczeniach dotyczących tzw. małych odstrojeń, co ze względu na obecność logarytmu we wzorze 3.46 implikuje pewne trudności w dokonywanych obliczeniach.

W celu wyliczenia liczby spontanicznie rozpraszanych fotonów w zależności od dobranego odstrojenia, wygodnie jest wyprowadzić postać częstości rozpraszania fotonów (Γ_{sp}), również za pomocą Optycznych Równań Blocha [56, 55]:

$$\Gamma_{sp} = \Gamma \sigma_{bb}^{st} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s+1} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I(z)}{I_s}}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2 + \frac{I(z)}{I_s}}, \quad (3.48)$$



Rysunek 3.5: Wyliczony potencjał lustra dipolowego. Potencjał efektywny (linia czerwona) zakłada wpływ efektów nasyceniowych (na podstawie równania 3.4). Potencjał przybliżony (linia czarna) zakłada brak efektów nasyceniowych. Przypadek a) odnosi się do odstrojenia 300 MHz fali zanikającej; b) odstrojenie 20 MHz, przy założeniu polaryzacji TM i natężeniu 1670 mW/cm^2 .

gdzie $I(z)$ jest natężeniem fali zanikającej, a I_s oznacza natężenie nasycenia. Poniżej przedstawione zostały dwie metody obliczania liczby spontanicznie rozpraszanych fotonów, które można stosować w zależności od dobranego przedziału odstrojeń fali zanikającej

Przedział dużych odstrojeń fali zanikającej

Dla przedziału dużych odstrojeń można przybliżyć parametr nasycenia przez $s \approx (\Gamma/2\delta)^2 I(z)/I_s$, przybliżając częstość spontanicznego rozpraszania do postaci:

$$\Gamma_{sp} \approx \frac{1}{2} s \Gamma \approx \frac{\Omega_1^2 \Gamma}{4\delta^2} = \frac{\Gamma^3}{8\delta^2} \frac{I(z)}{I_s}. \quad (3.49)$$

Rozważając atom dwupoziomowy i ograniczając się jedynie do dużego odstrojenia δ od rezonansu ($\delta \gg \Gamma$), liczbę spontanicznie rozpraszonych fotonów obliczyć można całkując równ. 3.8 [59]:

$$p_{sp} = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_{sp}(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Gamma s(t)}{2} dt. \quad (3.50)$$

Dla uproszczenia rachunków wygodnie jest obliczyć trajektorię $s(t)$, zamiast $z(t)$, zakładając że: $s(t) \propto \exp(-2z(t)/d)$. Korzystając z zasady zachowania energii [15, 59]:

$$\frac{m}{2} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + U_{dip}(z) = E_{\perp}, \quad (3.51)$$

gdzie $E_{\perp} = \frac{mv_{\perp}^2}{2}$, a $v_{\perp}$ to składowa maksymalnej prędkości atomu w kierunku z (przy której atom zaczyna oddziaływać z falą zanikającą), otrzymuje się [15]:

$$s(t) = \frac{2E_{\perp}}{\hbar\delta} \left(1 - \left(\tanh \frac{v_{\perp}|t|}{d} \right)^2 \right). \quad (3.52)$$

Przyjmując postać potencjału dipolowego: $\sim \exp(-2z/d)$, ostatecznie otrzymuje się postać [15, 59]:

$$p_{sp} = \frac{md}{\hbar} \frac{\Gamma}{\delta} v_{\perp}. \quad (3.53)$$

W ten sposób prosta relacja 3.53 jest wynikiem fundamentalnego połączenia absorpcyjnego i dyspersyjnego efektu oddziaływania z polem świetlnym. Interesującą konsekwencją eksponencjalnego charakteru potencjału fali zanikającej jest fakt, że wielkość p_{sp} nie zależy od natężenia fali zanikającej. Wyższe bądź niższe natężenie prowadzi do płytszej lub głębszej penetracji pola fali zanikającej przez atom. Wielkość p_{sp} zależy natomiast w oczywisty sposób od odstrojenia δ i głębokości wnikania d . W rzeczywistości, liczba rozpraszanych fotonów rośnie nieznacznie wraz ze wzrostem natężenia fali, ze względu na rozpraszanie światła na niejednorodnościach powierzchni pryzmatu [54].

Dla konkretnego przypadku eksperymentalnego (^{85}Rb), w granicy tzw. dużych odstrojeń (odstrojenie użyte w eksperymencie to przedział 30 - 2500 MHz), bazując na przybliżonym potencjale dipolowym i rozpatrując przypadek przejścia pomiędzy dwoma stanami struktury nadsubtelnej ($F, m \rightarrow F', m$), można znaleźć postać tego potencjału w sytuacji, gdy jest on tworzony przez falę zanikającą postaci $I = I_0 \exp(-2z/d)$ (dokładne wyprowadzenie tej postaci można znaleźć w pracy [48]):

$$U_{Fm} = U_0 u_{Fm} e^{-2z/d}, \quad (3.54)$$

gdzie U_0 wynosi:

$$U_0 = \frac{3}{16} \frac{\Gamma \lambda_0^3}{\pi^2 c} I_0, \quad (3.55)$$

natomiast u_{Fm} to współczynniki strukturalny postaci:

$$u_{Fm} = \sum_{F'} \frac{|C_{Fm,F'm}|^2}{\delta_{FF'}}. \quad (3.56)$$

W celu wyliczenia liczby rozproszonych fotonów z fali zanikającej przypadających na pojedyncze odbicie chmury atomów od powierzchni lustra, należy do rozważań wprowadzić częstość spontanicznego rozpraszania postaci:

$$\Gamma_{sp}^{Fm,F'm}(z) = \frac{\Gamma}{\hbar \delta_{FF'}} U_{Fm,F'm}(z), \quad (3.57)$$

$$\Gamma_{sp}^{Fm}(z) = \sum_{F'} \Gamma_{sp}^{Fm,F'm}(z) = \frac{\Gamma}{\hbar} U_0 e^{-2z/d} g_{Fm}, \quad (3.58)$$

gdzie g_{Fm} to czynnik strukturalny postaci:

$$g_{Fm} = \sum_{F'} \frac{|C_{Fm,F'm}|^2}{\delta_{FF'}^2}, \quad (3.59)$$

Liczba rozproszonych fotonów na jedno odbicie na atom wyraża się wzorem:

$$p_{sp}^{Fm} = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_{sp}^{Fm}[z(t)] dt, \quad (3.60)$$

natomiast $z(t)$ oznacza klasyczną trajektorię atomu podczas odbicia. W tym przypadku, podobnie jak dla atomu dwupoziomowego, zamiast wyliczania klasycznej trajektorii $z(t)$, wygodniej jest znaleźć funkcję postaci: $s(t) = e^{-2z/d}$. Dalsze obliczenia należy oprzeć na zasadzie zachowania energii, gdzie ze względu na bliskość powierzchni zaniedbać można potencjał grawitacyjny. Natomiast zasadę zachowania energii mechanicznej zapisać można jako:

$$\frac{m}{2} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + U_{Fm}(z) = E_{\perp}, \quad (3.61)$$

Szczegółowy opis obliczeń znajduje się w pracy [48], natomiast ostatecznie otrzymuje się wyrażenie na liczbę rozproszonych fotonów postaci:

$$p_{sp}^{Fm} = \frac{m d \Gamma (g_{Fm}/u_{Fm})}{\hbar} \sqrt{2gh}. \quad (3.62)$$

Uśredniając po podpoziomach magnetycznych można otrzymać wartość tej wielkości w postaci:

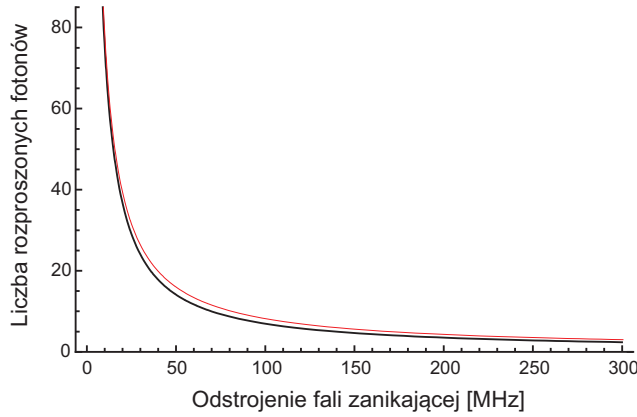
$$p_{sp}^F = \frac{1}{2F+1} \sum_{m=-F}^F p_{sp}^{Fm}. \quad (3.63)$$

Dodatkowo dokonując pewnego uproszczenia, przyjmując że odstrojenie $\delta_{FF'}$ jest znacznie większe od rozszczepienia nadsubtelnego stanu wzbudzonego, podstawiając $\delta_{FF'} = \delta$ dla wszystkich F' oraz korzystając z reguły sumowania:

$$\sum_{F'} |C_{Fm, F'm}|^2 = \frac{1}{3}, \quad (3.64)$$

wzór 3.62 przybliżyć można do ogólnej postaci liczby rozproszonych fotonów 3.53, w którym założono model atomu dwupoziomowego.

Na rysunku 3.6 przedstawiono zależności pomiędzy liczbą spontanicznie rozproszonych fotonów, a odstrojeniem fali zanikającej, na podstawie równania 3.62 (kolor czarny) oraz równania 3.53 (kolor czerwony). Porównując w ten sposób ogólny wzór na rozpraszanie fotonów z zależnością dla wybranego przejścia pomiędzy stanami struktury nadsubtelnej, można zauważyć, że postać ogólna pozostaje w bardzo dobrej zgodności dla bardzo dużego przedziału odstrojeń.



Rysunek 3.6: Wykres przedstawiający wyliczone zależności liczby rozproszonych fotonów z fali zanikającej, w czasie jednego odbicia, od wartości odstrojenia tej fali. Kolor czarny odpowiada zależności dla wybranego przejścia $5^2S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 4)$ w ^{85}Rb . Kolor czerwony to ogólna zależność na atomu dwupoziomowego. Wysokość początkowa chmury 2 mm.

Przedział małych odstrojeń fali zanikającej

W przypadku tzw. małych odstrojeń ($\frac{\Omega_1^2}{2\delta^2} \gg 1$, w eksperymencie 10-30 MHz) liczbę rozpraszonych fotonów znacznie wygodniej jest obliczyć numerycznie. Także tym razem do rozważań należy wprowadzić częstość spontanicznego rozpraszania fotonów Γ_{sc} , uwzględniającej jednak efekty związane z nasyceniem bez żadnych przybliżeń [56, 55]:

$$\Gamma_{sp} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I(z)}{I_s}}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I(z)}{I_s}}, \quad (3.65)$$

W tym przypadku wspomniane efekty nasyceniowe wpływają na obsadzenie stanu wzbudzonego atomu, wymuszając konieczność wprowadzenia poprawek związanych z nieliniową zależnością potencjału dipolowego (równ. 3.46) od natężenia fali zanikającej. Jak widać na rysunku 3.5 znaczne obniżenie potencjału efektywnego, powoduje głębszą penetrację pola fali zanikającej, w porównaniu do potencjału przybliżonego.

Liczbę rozpraszanych fotonów można wyrazić, analogicznie jak w przypadku dużych odstrojeń, wzorem:

$$p_{sp} = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_{sp}[z(t)] dt. \quad (3.66)$$

Trajektorię atomów $z(t)$ wygodnie jest obliczyć numerycznie, wprost z równania Newtona postaci:

$$m\ddot{z} = mg + F_{dip}(z), \quad (3.67)$$

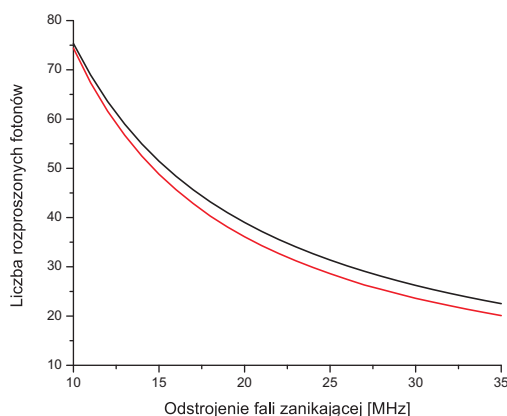
uwzględniając ogólną postać siły dipolowej 3.4 (potencjał efektywny) oraz traktując atom jako układ dwupoziomowy. W obliczeniach przyjęto postać częstości Rabiego Ω_1 :

$$\Omega_1 = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_s}}. \quad (3.68)$$

Wyliczoną postać $z(t)$, podstawiano do wzoru 3.65 i wyliczano numerycznie liczbę spontanicznie rozpraszanych fotonów na jedno odbicie atomu.

Na rysunku 3.7 kolorem czarnym przedstawiono przykładowy wynik całkowania numerycznego ze wzoru 3.66. W obliczeniach przyjęto wysokość chmury 2 mm oraz natężenie fali zanikającej 272 mW/cm^2 (wartość z eksperymentu). Zaznaczyć jednak należy widoczny w symulacjach brak zależ-

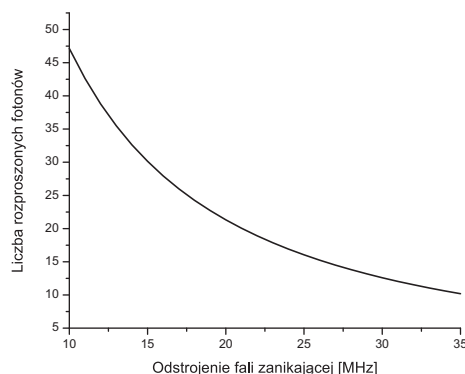
ności liczby spontanicznie rozproszonych fotonów od natężenia fali, co zostanie omówione w dalszej części rozprawy. Kolorem czerwonym przedstawiono krzywą odpowiadającą analogicznej zależności ze wzoru 3.53, która zakłada brak efektów nasyceniowych i przybliżoną postać potencjału (równ. 3.47). Kolejny raz pokazuje to bardzo dobrą zgodność ogólnej postaci wzoru 3.53 dla dużego przedziału odstrojeń. Wzajemne położenie obu krzywych przekłada się wprost na wartość poprawki, związanej z efektami nasyceniowymi, jaką należy uwzględnić przy obliczeniach liczby spontanicznie rozproszonych fotonów, w zależności od dobranego odstrojenia.



Rysunek 3.7: Wykres przedstawiający wyliczoną liczbę rozproszonych fotonów w funkcji odstrojenia fali zanikającej, tzw. zakres małych odstrojeń. Krzywa koloru czarnego wyliczona jest numerycznie dla potencjału efektywnego z uwzględnieniem efektów nasyceniowych, krzywa czerwona (wyliczona analitycznie, równ. 3.53) dla potencjału przybliżonego bez efektów nasyceniowych. Użyta w obliczeniach wysokość początkowa chmury 2 mm.

Zastosowany model obliczeń pozwala także na obliczenie liczby spontanicznie rozproszonych fotonów w przypadku obecności dwóch fal zanikających. Zakładając, że odstrojenie jednej z nich, zwanej dalej *główną* falą zanikającą, będzie na tyle duże aby zminimalizować rozproszenia fotonów, a drugiej tzw. *rezonansowej* ze (względem na jej bliskość do rezonansu), z przedziału małych odstrojeń, obliczyć można liczbę rozpraszanych fotonów analogicznie jak dla przypadku jednej fali w przedziale małych odstrojeń. Obliczając trajektorię atomu $z(t)$ z równania 3.67, w postaci siły dipolowej uwzględnić należy obecność dwóch potencjałów optycznych od dwóch fal zanikających. Natomiast ze względu na bardzo duże odstrojenie jednej z nich, we wzorze

3.65 wystarczy wziąć pod uwagę rozpraszanie jedynie od tzw. *rezonansowej* fali zanikającej. Obliczono w ten sposób teoretyczną zależność liczby rozproszonych fotonów od odstrojenia w konfiguracji dwóch przeciwbieżnych fal zanikających, przedstawioną na rysunku 3.8. W tym wypadku spodziewana jest nieliniowa zależność liczby rozproszonych fotonów od natężenia obydwu fal zanikających, co również zostanie omówione w dalszej części rozprawy.



Rysunek 3.8: Wyliczona zależność liczby rozproszonych fotonów od odstrojenia w konfiguracji dwóch fal zanikających. W obliczeniach przyjęto: wysokość początkową chmury atomów 2 mm, natężenie *głównej* fali zanikającej $(325 \pm 20) \times 10^3 \text{ W/m}^2$, natężenie *rezonansowej* fali zanikającej 272 mW/cm^2 , kąt padania obydwu wiązek 43° , polaryzacja TM.

3.3 Realizacja luster optycznych

Analizując teoretyczne i praktyczne aspekty działających na świecie układów atomowych luster optycznych, zauważyć należy, że zarówno lokalizowanie, jak i odbijanie atomów może przebiegać na różne sposoby [15]. Niewątpliwie bardzo ważnym przypadkiem są tzw. wnęki grawitacyjno-optyczne, zwane również trampolinami optycznymi. W układach tego typu siła ziemskiego pola grawitacyjnego skierowana jest prostopadle do powierzchni pryzmatu, natomiast w celu zapewnienia wielokrotnego odbicia ogranicza się również ruch atomów w pozostałych kierunkach. Dokonuje się tego metodą geometryczną, poprzez zapewnienie odpowiedniego kształtu powierzchni odbijającej [60, 61, 62], bądź metodą optyczną [49].

W takich układach czas pomiędzy kolejnymi odbiciami t_b zależy bezpośrednio od maksymalnej wysokości chmury i jest równy $2v_\perp/g$. Na podstawie

wzoru 3.53 wyliczyć można średnią częstość rozpraszania fotonów $\bar{\Gamma}_{sp}$ [15]:

$$\bar{\Gamma}_{sp} = \frac{p_{sp}}{t_b} = \frac{mgd}{2\hbar} \frac{\Gamma}{\delta}, \quad (3.69)$$

Wartą odnotowania konsekwencją eksponencjalnego kształtu potencjału od fali zanikającej jest fakt braku zależności od energii kinetycznej tej wartości. Dla atomu o mniejszej energii kinetycznej we wnęce grawitacyjno-ptycznej, spadek częstości rozpraszania fotonów jest kompensowany przez większą częstość odbić od lustra.

Układy luster optycznych posłużyły między innymi do pomiaru siły van der Waalsa pomiędzy atomami i powierzchnią dielektryka [63, 64], a także do zbadania wpływu jakości powierzchni pryzmatu na odbicie atomów w tzw. lustrzanym i dyfuzyjnym odbiciu [65].

Innym rodzajem luster są tzw. nieelastyczne lustra optyczne zaproponowane w 1955 roku przez Y.B. Ovchinnikova, J. Södinga i R. Grimma [66] i zrealizowane eksperymentalnie w tym samym roku dla wiązki atomów termicznych [67]. Zakładają one wykorzystanie dodatkowego stopnia chłodzenia odbijanych atomów zwanego chłodzeniem Syzyfa. Dokładny opis takiego procesu dla przypadku lustra nieelastycznego można znaleźć m.in. w pracy [13]. Aby efektywnie chłodzić atomy przy użyciu lustra nieelastycznego, należy ograniczyć ruch atomów w kierunku równoległym do powierzchni pryzmatu, a także wprowadzić dodatkową, słabą wiązkę przepompowującą [68, 69]. Układ taki nazywany jest pułapką optyczną typu GOST (z ang. Gravitational Optical Surface Trap), zapewniającą chłodzenie oraz lokalizowanie atomów.

Ciekawą modyfikacją lustra optycznego było pokrycie powierzchni pryzmatu cienką (około 60 nm) warstwą złota bądź srebra, w celu zwiększenia natężenia fali zanikającej, poprzez wzbudzenie plazmonów powierzchniowych [70, 71]. Tego typu lustro, w wersji nieelastycznej, zostało również użyte do ładowania pułapki dipolowej, po uprzednim schłodzeniu atomów w polu fali zanikającej [72].

3.4 Pułapka magnetoptyczna

Źródłem atomów w eksperymentach przeprowadzanych z lustrami optycznymi są zazwyczaj pułapki magnetoptyczne. Ze względu na bardzo szeroki opis ich budowy i właściwości, obecny w licznych artykułach oraz pracach

naukowych, poniżej zostanie przedstawiona jedynie elementarna zasada ich działania.

Proces chłodzenia atomów z wykorzystaniem ich rezonansowego oddziaływania z polem świetlnym został po raz pierwszy zaproponowany w 1975 roku przez W. Hänscha i A.L. Schawlowa [73], a pierwsza realizacja eksperymentalna miała miejsce w roku 1985 [74].

Wśród procesów fizycznych, wykorzystywanych do manipulowania atomami przy pomocy światła, wyróżnić można dwa rodzaje zjawisk: absorpcyjne (dyssypacyjne) i dyspersyjne (reaktywne). Rezonansowe, nieelastyczne rozpraszanie fotonów przez atomy sprawia, że dochodzi do przekazu pędu z wiązki świetlnej do atomów. W takim przypadku na atomy działa siła, zwana siłą rozpraszania, siłą spontaniczną lub siłą ciśnienia promieniowania, która wykorzystywana jest do chłodzenia atomów (zjawiska absorpcyjne).

Po każdym akcie absorpcji fotonu przez atom z wiązki rezonansowej następuje proces reemisji. Dla ciśnienia światła istotna jest emisja spontaniczna, która ze względu na swoją izotropowość sprawia, że średni przekaz pędu następuje tylko w kierunku wiązki świetlnej. W rezultacie, po wielu aktach absorpcji i emisji spontanicznej, bilans pędu przekazanego między atomem a pochłanianymi i reemitowanymi fotonami jest niezerowy:

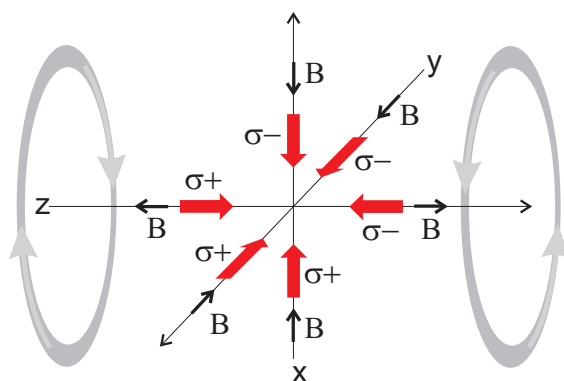
$$\Delta \vec{p} = \sum \hbar \vec{k}_{abs} - \sum \hbar \vec{k}_{em} = \sum \hbar \vec{k}_L - 0 \neq 0, \quad (3.70)$$

gdzie: $\vec{k}_{abs}$ to wektor falowy fotonu absorbowanego, $\vec{k}_{em}$ wektor falowy fotonu emitowanego, a $\vec{k}_L$ wektor falowy fotonu w wiązce laserowej.

Dla grupy atomów w fazie gazowej, ze względu na zjawisko Dopplera, atomy wydajnie absorbują i emitują fotony tylko wtedy, gdy spełniony jest warunek dostrojenia dopplerowskiego częstości fotonu w układzie, w którym atom spoczywa, do częstości własnej atomu, czyli jeśli wiązka światła odstrojona jest od rezonansu, na przykład ku czerwieni. W takim przypadku, atom powracając do stanu podstawowego emituje foton o większej energii niż absorbowany. W efekcie dochodzi do zmniejszenia pędu atomu w kierunku, wzdłuż którego rozchodzą się absorbowane fotony. Ponieważ temperatura jest miarą średniej energii kinetycznej, spowolnienie oznacza ochłodzenie grupy atomów. Po pewnym czasie ustala się równowaga między chłodzeniem spowodowanym siłą spontaniczną, a grzaniem spowodowanym fluktuacjami tej siły.

W eksperymencie, w którym wykorzystuje się pary atomowe i światło laserowe, aby spowolnić atom należy zadziałać na niego ciśnieniem światła z

różnych stron. W tym celu zazwyczaj stosuje się trzy pary przeciwbieżnych wiązek, odpowiednio odstrojonych i rozchodzących się wzdłuż trzech kierunków w przestrzeni. Taki układ zapewnia zmniejszanie prędkości atomów, ale nie wyróżnia w przestrzeni żadnego obszaru, w którym atomy mogłyby się gromadzić. Siły pochodzące od przeciwbieżnych wiązek mają przeciwne zwroty i każda z sił wykazuje rezonans dla niezerowych prędkości, stąd termin melasa optyczna, przez porównanie atomu do cząstki w ośrodku lepkiem (siła wypadkowa $F(v) \propto -\alpha v$). Aby można zlokalizować (spułapkować) atomy w wybranym miejscu pułapki, należy zmodyfikować poziomy atomowe w taki sposób, aby siła działająca na atomy zależała zarówno od prędkości jak i od położenia atomu ($F(x) \propto -\gamma x$). W tym celu stosuje się niejednorodne pole magnetyczne o stałym gradiencie oraz odpowiednią (kołową) polaryzację wiązek laserowych, co przedstawia rysunek 3.9. W ten sposób pułapka magnetooptyczna gromadzi zimne atomy w przestrzeni, tworząc chmurę o symetrii niemalże elipsoidy obrotowej, której kształt w rzeczywistości może być jednak modyfikowany poprzez różne czynniki interferencyjne, natężeniowe, etc..



Rysunek 3.9: Schemat przedstawiający układ wiązek laserowych pułapki magnetooptycznej wraz z zaznaczonym zwrotem pola magnetycznego.

Rozdział 4

Badanie zagadnienia ciśnienia światła w fali zanikającej

4.1 Wstęp

W rozdziale tym opisano układ eksperymentalny pierwszego i jedyne w Polsce, optycznego lustra dipolowego dla atomów neutralnych. Został on gruntownie przebudowany w stosunku do układu przedstawionego w pracach [13, 48, 75], zbudowanego na bazie pułapki magnetoptycznej skonstruowanej w obecnym Zakładzie Fotoniki w Instytucie Fizyki UJ [76, 77]. Wprowadzone zmiany, dokonane przy bezpośrednim udziale autora tejże rozprawy, polegały na:

- zaimplementowaniu nowego układu laserowego, zarówno w układzie pułapki magnetoptycznej jak i samego lustra, co znacznie poprawiło stabilność oraz wydajność układu (nowy laser Toptica DL 100);
- wykorzystaniu innej niż dotychczas linii laserowej (D_2) dla fali zanikającej, co pozwoliło na co najmniej dwukrotne zwiększenie potencjału odpychającego;
- wprowadzeniu kolejnych stopni chłodzenia spulapkowanych atomów, co pozwoliło na znaczne obniżenie otrzymywanych temperatur;
- wprowadzeniu nowej techniki obrazowania, wykorzystywanej do detekcji odbitych atomów oraz diagnostyki pułapki magnetoptycznej;

- modyfikacji układu do sterowania eksperymentem i wprowadzeniu nowego oprogramowania, czyniąc układ eksperymentalny bardziej uniwersalnym, zautomatyzowanym, a przede wszystkim precyzyjnym;

Wszystkie wyżej wymienione zmiany otworzyły drogę nowym badaniom, związanym z pomiarem ciśnienia promieniowania od fali zanikającej, które w poprzedniej wersji układu lustra nie mogły być wykonywane.

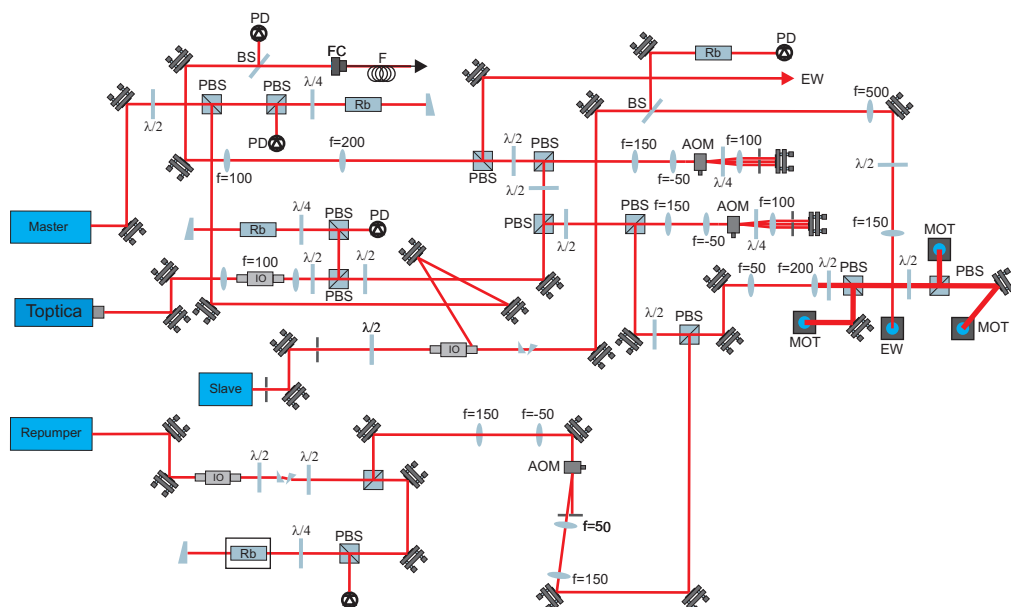
Eksperyment, ze względu na dobrany przedział odstrojeń fali zanikającej, podzielony został na trzy etapy. W pierwszym etapie przedział odstrojeń fali dobrano w zakresie od około 30 do 300 MHz i był to tzw. przedział dużych odstrojeń, natomiast w drugim od około 10 do 30 MHz, tzw. przedział małych odstrojeń. W ten sposób można było porównać wyniki otrzymane w pierwszym etapie z wynikami z prac [54, 55] w celu porównania zdolności eksperymentalnych obu układów, a następnie przeanalizować zakres odstrojeń bliskich rezonansu. Etap trzeci był zasadniczo kombinacją poprzednich, poprzez zastosowanie układu dwóch przeciwbieżnych fal zanikających. Jednej głównej, o dużym natężeniu, ale odstrojonej od rezonansu o około 2.5 GHz w celu zminimalizowania niekoherentnych rozprośnień fotonów oraz pomocniczej (próbkującej) o ściśle kontrolowanym natężeniu, polaryzacji i zarazem liczbie rozpraszanych fotonów.

4.2 Układ eksperymentalny

Układ doświadczalny optycznego lustra atomowego zbudowany został na izolowanym pneumatycznie stole optycznym, na którym wyróżnić można dwie zasadnicze części: tzw. park laserowy z towarzyszącą mu optyką oraz układ próżniowy. Umieszczenie komory próżniowej wraz z systemem pomp na stole optycznym wprowadziło konieczność dobudowania drugiego (górnego) poziomu stołu w celu umieszczenia odpowiednich elementów optycznych, koniecznych w konstrukcji pułapki magneto optycznej jak i samego lustra.

4.2.1 Układ laserowy

Na rysunku 4.1 przedstawiono schemat dolnego poziomu stołu optycznego, gdzie umieszczony został nowy układ laserowy. Konstrukcja pułapki magneto optycznej wymagała użycia dwóch laserów. Głównego lasera pułapkującego oraz tzw. lasera *repumper*. Laserem pułapkującym, odpowiedzialnym także



Rysunek 4.1: Układ doświadczalny dolnego poziomu stołu optycznego. Oznaczenia: PBS - polaryzacyjna kostka światłodziela, IO - izolator optyczny, PD - fotodioda, BS - płytka światłodziela, $\lambda/2$ - płytka półfalowa, $\lambda/4$ - płytka ćwierćfalowa, f - soczewka o ogniskowej f , AOM - modulator akustooptyczny, Rb - komórka z parami rubidu.

za obrazowanie (co zastało opisane w dalszej części tego rozdziału) był 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 rys/mm). Przy natężeniu prądu zasilającego diodę 195 mA, moc wiązki emitowanej wynosiła około 140 mW, co dało możliwość wykorzystania go jako lasera pułapkującego, obrazującego, a także tworzącego lustro dipolowe. Zastosowany rezonator zewnętrzny pozwalał na zawężenie emitowanego promieniowania (kilka MHz) oraz przestrajanie długości fali. Dodatkowa funkcja tzw. „current coupling”, polegająca na sprzężeniu układu elektronicznego przestrajającego rezonator (SC110) z modulem prądowym zasilającym diodę (DCC110), pozwalała na zakres przestrajania wolny od przeskoków modów rzędu 0.03 - 0.05 nm (ok. 24 GHz dla 780 nm). W celu utrzymywania ściśle określonej częstotliwości promieniowania laser stabilizowany był do linii atomowej za pomocą wzmacniacza fazoczułego (LOCK-IN) firmy FEMTO. Wzmacniacz ten posiadał dodatkowy układ SOM-1, który odpowiedzialny był za wprowadzenie modulacji o dużej częstotliwości (10

kHz) na element piezoelektryczny rezonatora, co jest podstawą działania tej techniki stabilizacji. We własnym zakresie dobudowany został sumator który łączył omawiany wzmacniacz fazoczuły (FEMTO) z układem sterującym, przestrającym rezonator (SC110).

Jako laser *repumper* użyty został przestrajany laser diodowy z zewnętrznym rezonatorem typu Littmana-Metcalfa z diodą Hitachi HL7851G o mocy 50 mW. Moduł laserowy wykonany został w całości w Zakładzie Optyki Atomowej Instytutu Fizyki w Krakowie, natomiast dedykowany układ elektroniczny zapewniający stabilizację temperaturową i prądową, przygotowany został przez firmę PROFI, a następnie odpowiednio zmodyfikowany do potrzeb użytej diody laserowej we własnym zakresie. Zmodyfikowany został układ regulatora prądu (dodany układ BUZ-73), dzięki czemu sterowniki prądowe stały się uniwersalne i mogły być używane dla diod laserowych o różnych polaryzacjach. Stabilizację temperatury zapewniał układ sprzężenia zwrotnego typu PID. Dioda laserowa zamocowana była w miedzianym bloczku umieszczonym na module Peltiera. Odczyt i regulacja temperatury możliwe były dzięki termistorowi NTC 47 k Ω , połączonemu z potencjometrem włączonym w układ sprzężenia zwrotnego. Do bloczka miedzianego podłączony był również czujnik LM 35 podający przybliżoną temperaturę w $^{\circ}\text{C}$. Laser stabilizowany był do linii atomowej (w spektroskopii nasyceniowej) za pomocą wzmacniacza fazoczułego (LOCK-IN), także firmy FEMTO. Dodatkowo aby zwiększyć amplitudę sygnału podawanego na wzmacniacz fazoczuły, komórkę z parami Rb używaną do spektroskopii nasyceniowej podgrzewano do kilkadziesiąt $^{\circ}\text{C}$ w celu zwiększenia prężności par. Aby tego dokonać umieszczono ją wewnątrz aluminiowego pudełka, w którym zamontowano równolegle dwa oporniki 20 Ω , na które podawany był prąd rzędu 0.5 A. Rozmieszczenie oporników tuż przy powierzchni okienek wejściowych do komórki Rb zapobiegało osadzaniu się rubidu na ich powierzchniach jako miejscach o najniższej temperaturze.

Aby zapewnić odpowiednio duże natężenie wiązki tworzącej lustro dipolowe, przy odpowiednio wąskiej spektralnie szerokości, posłużono się dwoma laserami w tzw. technice „injection-locking”. W ten sposób do lasera diodowego pracującego w wolnej generacji (tzw. *slave*), z diodą Hitachi HL7852G o mocy 50 mW, wprowadzane było światło z tzw. lasera *master*. Laser wymuszający był laserem diodowym z zewnętrznym rezonatorem typu Littmana-Metcalfa i diodą Hitachi HL7851G. Przy odpowiednim doborze parametrów lasera wzmacnianego (temperatura i prąd), można było skoncentrować jego

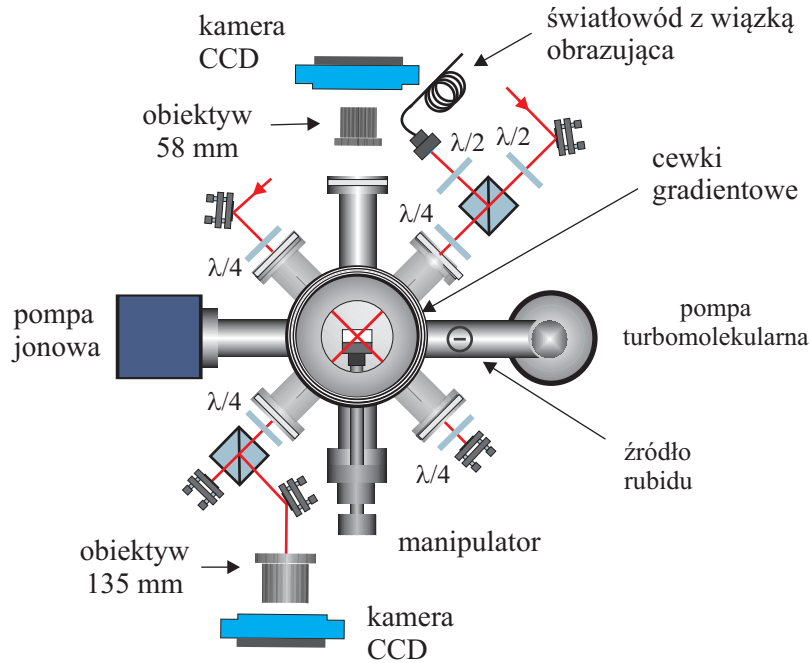
całą moc w jednym wybranym modzie. Zarówno laser wymuszający jak i wymuszany zaopatrzone były w odpowiednie elektroniczne układy stabilizujące, analogicznie jak w przypadku lasera *repumper*. Laser *master* posiadał również możliwość stabilizacji do linii atomowej (w spektroskopii nasyceniowej) za pomocą wzmacniacza fazowego LOCK-IN.

4.2.2 Pułapka magnetoptyczna dla atomów rubidu

Omawiana w niniejszej pracy pułapka magnetoptyczna została zaprojektowana w celu spowalniania (chłodzenia) i pułapkowania atomów metali alkalicznych, a w szczególności izotopu rubidu ^{85}Rb . Do poprawnej pracy pułapki, jak już zostało wspomniane, konieczne jest użycie dwóch laserów: pułapkującego i repompującego. Zadaniem lasera pułapkującego jest dostarczenie promieniowania o ściśle określonej częstotliwości, w przypadku omawianego układu 10 MHz poniżej rezonansowego przejścia $5^2S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 4)$ (tzw. odstrojenie „ku czerwieni”). Aby uzyskać odpowiednie częstotliwości wiązki laserowej zastosowano modulatory akustooptyczne (AOM). Modulator akustooptyczny działa na zasadzie wytworzenia w kryształach biegnącej 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.

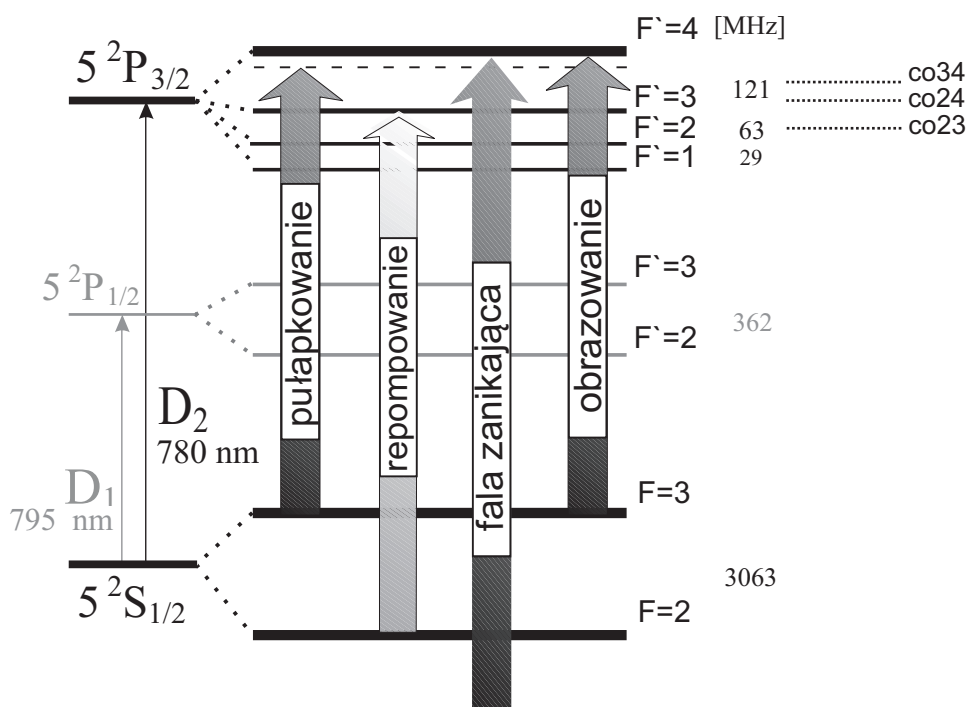
Częstotliwość lasera pułapkującego stabilizowana była do rezonansu krzyżowego $co23$ w spektroskopii nasyceniowej (przejście $5^2S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 2, 3, 4)$). Dzięki takiej konfiguracji po dwukrotnym przejściu przez modulator akustooptyczny o dobranej częstotliwości 71 MHz, uzyskiwana częstotliwość wiązki laserowej była odstrojona od wybranego przejścia pułapkującego o 10 MHz „ku czerwonemu”. Dodatkową zaletą tego rozwiązania była możliwość zmiany mocy oraz częstości wiązki pułapkującej. Na rysunku 4.3 przedstawiono strukturę energetyczną ^{85}Rb z wybranymi przejściami laserowymi. Po przejściu przez modulator wiązka kierowana była, poprzez teleskop powiększający jej średnicę trzykrotnie, na górny poziom stołu optycznego i wprowadzana do komory próżniowej w trzech wzajemnie ortogonalnych ramionach. Po przejściu przez komorę wiązki były zwracane, tworząc w ten sposób układ trzech par przeciwbieżnych i wzajemnie prostopadłych wiązek laserowych (rysunek 4.2).

Laser pułapkujący wzbudza atomy do stanu $5^2P_{3/2} (F' = 4)$, a także – ze



Rysunek 4.2: Układ eksperymentalny przedstawiający górny poziom stołu optycznego. Oznaczenia: $\lambda/2$ - płytki półfalowa, $\lambda/4$ - płytki ćwierćfalowa, pozostałe objaśnione na rysunku.

względem na niewielką odległość między poziomami – do stanu $5^2P_{3/2}$ ($F' = 3$), skąd następuje emisja spontaniczna m.in. do stanu $5^2S_{1/2}$ ($F = 2$). Jest to zjawisko pompowania optycznego, wskutek którego cała populacja atomów zostaje przeniesiona do poziomu energetycznego $5^2S_{1/2}$ ($F = 2$), nieaktywnego z punktu widzenia procesu pułapkowania. Aby temu zapobiec zastosowano laser repompujący (tzw. *repumper*) dostrojony w pobliżu przejścia: $5^2S_{1/2}$ ($F = 2$) $\rightarrow$ $5^2P_{3/2}$ ($F' = 3$), skąd możliwa jest emisja spontaniczna do aktywnego stanu $5^2S_{1/2}$ ($F = 3$). Aby zapewnić możliwość szybkiego włączania i wyłączania wiązki *repumpera*, zastosowano również modulator akustooptyczny sterowany sygnałem TTL. Aby zapewnić częstotliwość wiązki w rezonansie z przejściem: $5^2S_{1/2}$ ($F = 2$) $\rightarrow$ $5^2P_{3/2}$ ($F' = 3$), laser stabilizowano na linii: $5^2S_{1/2}$ ($F = 2$) $\rightarrow$ $5^2P_{3/2}$ ($F' = 1$), a następnie modulator akustooptyczny pracujący w $+1$ rzędzie przesunął jego częstotliwość o 92 MHz do wybranego przejścia repompującego. Umożliwiało to również niezależne sterowanie mocą *repumpera*, poprzez zmianę napięcia podawanego na sterownik AOMa, co wykorzystano m.in. w chłodzeniu w melasie. Wiązka *repumpera* po przejściu



Rysunek 4.3: Struktura energetyczna ^{85}Rb z wybranymi przejściami laserowymi użytymi w eksperymencie.

przez modulator (AOM) była łączona z wiązką lasera pułapkującego i po przejściu przez teleskop powiększający kierowana do trzech ramion pułapki magnetoptycznej.

Pole magnetyczne o symetrii kwadrupolowej, konieczne do uzyskania poprawnie działającej pułapki magnetoptycznej, wytwarzane było za pomocą dwóch cewek o średnicy 13.2 cm i liczbie zwojów $n = 280$ każda, umieszczonych w odległości 8.24 cm od siebie [13]. Tzw. anty-helmholtzowski układ cewek wytwarzał pole magnetyczne o stałym gradientie w obszarze pułapki. Miejsce zerowania gradientu można było przesuwąć wzdłuż osi symetrii cewek poprzez niezależne zmiany wartości prądu płynącego przez cewki, gdyż każda zasilana była oddzielnie. Gradient pola magnetycznego wybrać można było z przedziału 6 – 20 Gs/cm . W celu kompensacji dodatkowych składowych pola magnetycznego, pochodzącego m.in. od przyrządów laboratoryjnych bądź pola ziemskiego, zastosowano dodatkowy układ 3 par cewek w płaszczyznach ortogonalnych w układzie helmholtzowskim [78]. Wyzerowania dodatkowego pola magnetycznego dokonano z dokładnością do 1/100 Gs za pomocą pre-

czyjnego magnetometru MAC 03MCB1000 firmy Bartington, dokonującego pomiaru jednocześnie w trzech kierunkach.

4.2.3 System obrazowania

Jak pokazano na rysunku 4.2, w układzie eksperymentalnym zastosowano dwie metody obrazowania spulpkowanych atomów. Jednakże ze względu na konstrukcję układu, obie metody mogły być stosowane jedynie zamiennie, gdyż wymagają innego ustawienia aparatu wykonującego zdjęcie. Do obrazowania wykorzystano aparat cyfrowy Alta Apogee U32 z monochromatyczną matrycą CCD Kodak *KAF3200*. Matryca miała rozmiar 2184 x 1472 pikseli (o wymiarach 6.8 x 6.8 μm każdy), co dawało obszar czynny o wymiarach 14.85 x 10.01 mm. Matryca aparatu była chłodzona do temp -15 $^{\circ}\text{C}$, co zmniejszało ilość gromadzącego się w matrycy CCD tak zwanego ciemnego ładunku.

Obrazowanie absorpcyjne

Wiązka zastosowana do obrazowania absorpcyjnego wyodrębniona została z głównej wiązki pułapkującej za pomocą kostki światłodzielącej, tuż przed przepuszczeniem przez modulator akustooptyczny. Poprzez zastosowanie oddzielnego modulatora w podwójnym przejściu dla +1 rzędu i 76 MHz, częstotliwość wiązki obrazującej była dostrojona do rezonansu z głównym przejściem pułapkującym. Dalej, za pomocą światłowodu poprawiającego przestrzenny rozkład natężenia, kierowano ją na górną część stołu optycznego. Następnie po przejściu przez układ płytki falowej + kostki światłodzielącej, wprowadzana była do komory, ponownie wzdłuż toru wiązki pułapkującej. Po opuszczeniu komory, za pomocą analogicznego układu z kostką, wiązka obrazująca kierowana była poprzez obiektyw Jupiter-37A (ogniskowa 135 mm) na matrycę aparatu CCD. W ten sposób atomy oświetlane rezonansową wiązką obrazującą o małym natężeniu, absorbując i rozpraszając fotony dawały obraz „cienia” chmury atomów na tle wiązki. W eksperymencie wykonywano trzy kolejne zdjęcia: samej wiązki obrazującej (I_W), wiązki po przejściu przez chmurę (I_A), oraz tła bez wiązki i chmury (I_B). Na tej podstawie obliczana była liczba oraz temperatura spulpkowanych atomów w następujący sposób [79]:

- Od dwóch pierwszych zdjęć odejmowano tło. Znając prawo *Lamberta-*

Beera postaci:

$$I = I_I e^{-OD(x,z)}, \quad (4.1)$$

gdzie I_I to natężenie wiązki padającej, a $OD(x,z)$ to kolumnowa gęstość optyczna, zastępowano I przez $I_A - I_B$, a I_I przez $I_W - I_B$. Następnie dla każdego piksela obliczano kolumnową gęstość optyczną, określającą ilość zaabsorbowanego światła, postaci:

$$OD(x, z) = \ln \left(\frac{I_W - I_B}{I_A - I_B} \right). \quad (4.2)$$

Całkowitą liczbę atomów otrzymano z wyrażenia postaci:

$$N = \int n(x, y, z) dx dy dz = \frac{1}{\sigma} \int OD(x, z) dx dz, \quad (4.3)$$

gdzie $n(x,y,z)$ to gęstość atomów w chmurze, a σ to przekrój czynny na absorpcję fotonów. Przy gaussowskim rozkładzie położenia atomów, kolumnową gęstość optyczną można zapisać w postaci:

$$OD(x, z) = OD_{\max} \exp \left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} \right) \exp \left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2} \right), \quad (4.4)$$

gdzie $OD_{\max}$ to unormowanie rozkładu. Wykonując całkowanie z wzoru 4.3 otrzymuje się postać:

$$N = \frac{OD_{\max}}{\sigma} 2\pi\sigma_x\sigma_z. \quad (4.5)$$

Zakładając, że wiązka padająca na chmurę jest rezonansowa, można wyrazić przekrój czynny na absorpcję w postaci uproszczonej:

$$\sigma = \frac{\Gamma\hbar\omega_L}{2I_s}. \quad (4.6)$$

W ten sposób, dopasowując do przetworzonego zdjęcia wykonanego techniką absorpcyjną dwuwymiarowy rozkład Gaussa, otrzymywano $OD_{\max}$ jako amplitudę i σ_x, σ_z jako promienie chmury atomów. Znając σ dla przejścia pułapkującego otrzymywano wprost liczbę atomów N .

- Temperaturę pułapkowanych atomów obliczano poprzez wykonanie serii zdjęć ekspandującej chmury po różnych czasach od uwolnienia z pułapki magnetoptycznej. Znając promień rozkładu położenia chmury po

wybrany czasie, obliczano promień rozkładu prędkości, a stąd temperaturę atomów [79].

Zakładając, że rozkład rzutu prędkości na dowolny kierunek jest rozkładem Maxwella o szerokości połówkowej $\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{M}}$, można wyznaczyć zależność temperatury atomów od ich rozkładu prędkości:

$$T = \frac{M}{k_B} \sigma_v^2. \quad (4.7)$$

Przyjmując założenie, że po wyłączeniu pułapki atomy wylecą z punktu z w dowolnym kierunku i będą poruszać się 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:

$$n(x, y, z; t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}^3 \sigma_t^3(t)} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_t^2(t)}} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_t^2(t)}} e^{-\frac{(z - \frac{1}{2} g t)^2}{2\sigma_t^2(t)}}, \quad (4.8)$$

gdzie

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2}. \quad (4.9)$$

Tak jak w poprzednim przypadku, do przetworzonego już zdjęcia absorpcyjnego dopasowywano dwuwymiarowy rozkład Gaussa postaci:

$$OD(y, z) = OD_{\max} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_{v_x}^2 t^2}} e^{-\frac{(z - \frac{1}{2} g t)^2}{2\sigma_{v_z}^2 t^2}}. \quad (4.10)$$

Umożliwiało to otrzymanie wartości $\sigma_{v_{x,z}}$, za pośrednictwem której ze wzoru 4.7 obliczano temperaturę atomów w pułapce magnetooptrycznej.

W powyższych obliczeniach dotyczących przekroju czynnego na absorpcję bazowano na modelu atomu dwupoziomowego. W ten sposób wyliczone natężenie nasycenia wynosi, dla omawianego przejścia w ^{85}Rb , $I_S = 1.62 \text{ mW/cm}^2$. Dbając zatem, aby wyliczenia dokonane na podstawie zdjęć chmu-ry były precyzyjne oraz wiarygodne, dążono do uzyskania atomów w stanie efektywnie dwupoziomowym. W tym celu wprowadzono do układu dwie pary cewek kompensujących, tak aby ich wypadkowe pole magnetyczne, rzędu 1 Gs, było równoległe do kierunku propagacji wiązki obrazującej. W wyniku efektu Zeemana znoszona była degeneracja podpoziomów magnetycznych, a

ponieważ wiązka obrazująca była spolaryzowana kołowo, zachodziło pompowanie optyczne. Po przepompowaniu atomów do skrajnego podpoziomu magnetycznego stanu podstawowego, w analizie zdjęć można było przyjąć założenia modelu dwupoziomowego.

Obrazowanie fluorescencyjne

Układ obrazowania fluorescencyjnego znajdował się po przeciwnej stronie komory w stosunku do układu obrazowania absorpcyjnego (rysunek 4.2). Wykorzystywał on osobne okienko komory, za którym umieszczony był obiektyw o ogniskowej 58 mm, który dawał obraz chmury na matrycy aparatu. W tej metodzie rejestrowane było światło rozproszone nieelastycznie przez atomy w wyniku pochłonięcia i reemisji fotonów z wiązek pułapkujących, dostrojonych w momencie robienia zdjęcia do rezonansu. Światło było emitowane w cały kąt bryłowy, lecz rejestrowane tylko z pewnego określonego kąta, więc tylko pewna część fotonów docierała do kamery. Obydwie metody obrazowania były metodami całkowicie destrukcyjnymi i nawet przy skrajnie krótkich czasach naświetlania (rzędu kilkuset μs) prowadziły do ogrzania i przesunięcia chmury atomów (ciśnienie światła). Tak więc w przypadku wszystkich sekwencji czasowych polegających na pomiarze ekspansji chmury, każde pojedyncze zdjęcie wymagało ponownego przygotowania chmury w pułapce magnetoopptycznej.

4.2.4 Układ próżniowy

Głównym elementem układu eksperymentalnego była komora próżniowa ze stali nierdzewnej o pojemności 1.2 l, w której utrzymywana była próżnia rzędu 1×10^{-9} mbara. Źródłem rubidu były dyspenzery firmy Saes Getters, przez które przepływał prąd z przedziału 3 – 4 A, co powodowało ich rozgrzanie, a w rezultacie emisję atomów rubidu. Za utrzymanie wysokiej próżni odpowiedzialna była pompa jonowa firmy Physical Electronics. Natomiast do przygotowania próżni służyła także pompa turbomolekularna firmy Elettora-va, model 100/200 z pompą wstępną firmy Leybold, model Trivac D 5 BHV. Poziom osiąganą próżni monitorowany był poprzez pomiar napięcia na pompie jonowej, które z kolei przeliczane było na wartość osiąganego ciśnienia. Pomiarów ciśnienia w czasie przygotowania próżni dokonywano próżniomierzem z zimną katodą, firmy MKS Instruments (model 943), który podczas

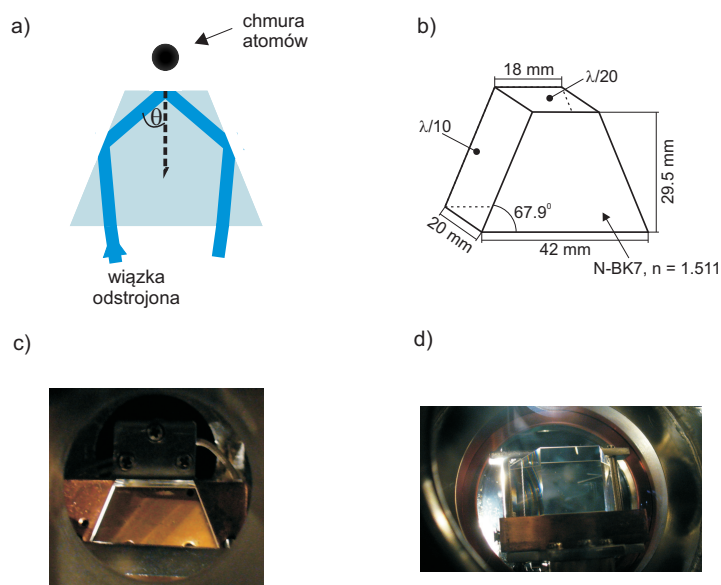
wykonywania eksperymentu był usuwany, ze względu na wprowadzane przez jego głowicę niejednorodne pole magnetyczne.

Wewnątrz komory za pomocą manipulatora umieszczony był szklany pryzmat, tak aby wytworzona w pułapce MOT chmura zimnych atomów znajdowała się dokładnie ponad wzbudzoną na tym pryzmacie falą zanikającą (rysunek 4.4). Do końcówki manipulatora przykręcony był miedziany bloczek, który z jednej strony zaopatrzony był w element grzejny, umożliwiający wygrzewanie pryzmatu, a z drugiej w specjalnie zaprojektowaną obejmę odpowiedzialną za mocowanie pryzmatu. Jako układu grzejnego użyto grzałki oporowej firmy Watlow, model Firerod E1A53, o maksymalnej mocy 150 W, natomiast kontrola temperatury mogła być dokonywana za pomocą termopary. Wygrzewanie pryzmatu było szczególnie istotne podczas procesu przygotowania próżni, kiedy wygrzewano wszystkie elementy komory do temperatury 150 °C, za pomocą lamp grzewczych umieszczonych na zewnątrz komory. Grzanie pryzmatu do temperatury 180 °C zapobiegało osiadaniu zabrudzeń na jego powierzchni jako miejsca o najniższej temperaturze. Do manipulatora podłączona była rotacyjna pompa wstępna (Trivac D 5 BHV), która ze względu na wprowadzane do układu drgania, połączona została z zaworem manipulatora za pomocą węża gumowego.

Cztery spośród sześciu wiązek pułapkujących przebiegały równolegle do górnej powierzchni pryzmatu. Odległość pomiędzy środkami wiązek a tą powierzchnią wynosiła około 5 mm. Pozostałe dwie wiązki pułapkujące przecinały powierzchnię pryzmatu pod kątem prostym. Specjalnie zaprojektowany kształt pryzmatu umożliwiał wygodny sposób wprowadzania dodatkowej wiązki laserowej, która dzięki całkowitemu wewnętrznemu odbiciu na górnej powierzchni pryzmatu powodowała powstanie fali zanikającej. Szczegółowy opis parametrów pryzmatu znajduje się w pracy [48].

4.2.5 Sterowanie eksperymentem

Sterowanie eksperymentem odbywało się za pomocą komputerowej karty laboratoryjnej ADwin-light-16. Wyposażona była ona w szereg wyjść i wejść cyfrowych, analogowych oraz przetworników ADC i DAC. Dobudowany terminal wyposażony w szereg gniazd BNC, pozwolił na wygodne wyprowadzenie wszystkich wyjść i wejść karty sterującej, co znacznie ułatwiło pracę przy rozbudowie i testach poprawności działania układu eksperymentalnego. Program napisany w języku ADbasic (dialekt języka *BASIC*), działający



Rysunek 4.4: a) Schemat ideowy lustra optycznego dla atomów; b) parametry użytego pryzmatu; c) zdjęcie bocznej części pryzmatu wewnątrz komory próżniowej; d) zdjęcia górnej (z góry) części pryzmatu wewnątrz komory próżniowej.

w środowisku ADwin pozwalał na sterowanie sekwencjami czasowymi, które poprzez sygnał TTL odpowiedzialne były za odpowiednie włączanie bądź wyłączanie: modulatorów, cewek pola oraz migawki aparatu. Rozdzielczość czasowa sygnałów generowanych przez kartę wynosiła 25 ns.

Sygnał TTL z karty wyzwał zewnętrznym migawkę aparatu, natomiast wykonane zdjęcie było importowane z kamery za pomocą programu *MaximDL*, który sterował również wszystkimi ustawieniami aparatu począwszy od rozmiaru wykonanego zdjęcia aż do dolnej granicy chłodzenia matrycy CCD. Program *AutoHotkey* odpowiedzialny był za właściwą kolejność automatycznego uruchamiania poszczególnych programów. Odpowiednia jego konfiguracja umożliwiała, za pomocą skrótu klawiszowego, włączenie kolejno programu do archiwizacji zdjęć, sekwencji w środowisku ADwin, a także importowanie wykonanych zdjęć do programu *Mathematica* firmy Wolfram Research. W tym środowisku z kolei wykonywane były wszelkie operacje prowadzące do przetworzenia zdjęć, ich uśrednienia oraz automatycznego wyliczenie liczby i temperatury obrazowanej chmury atomów.

4.3 Wyniki eksperymentu

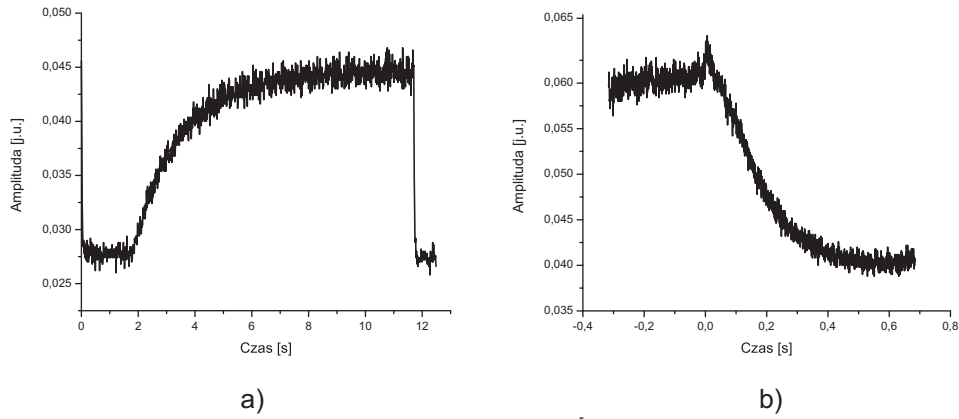
4.3.1 Optymalizacja ustawień pułapki magnetoptycznej

Jednym z najważniejszych etapów eksperymentu było dobranie optymalnych ustawień dla uzyskania pułapki magnetoptycznej. Celem nadrzędnym było otrzymanie jak najniższej temperatury przy relatywnie dużej liczbie spulapkowanych atomów.

Jednym z kluczowych parametrów było ustawienie pryzmatu wewnątrz komory tak, aby jego powierzchnia była jak najbardziej prostopadła do osi z , wyznaczonej przez kierunek działania siły grawitacji. Dokonywano tego za pomocą ruchów manipulatora (opisanego w poprzednim paragrafie) oraz nici z ciężarkiem wyznaczającej wspomnianą oś z , zamocowanej na zewnątrz komory. Ponieważ pryzmat nie posiadał żadnych pokryw antyrefleksyjnych, zachodziła również obawa, że wiązka przez niego przechodząca może interferować sama ze sobą poprzez wtórne odbicie od powierzchni pryzmatu. Ponadto wiązki pułapkujące przechodzące przez środek komory, a następnie zawracane (rysunek 4.2), były miejscowo osłabione w wyniku absorpcji fotonów przez atomy już spulapkowane, przy pierwszym przejściu przez obszar pułapki. Kolejnym zatem kluczowym parametrem okazało się odpowiednie ustawienie zwierciadeł zawracających wiązki pułapkujące, przy jednoczesnej obserwacji chmury spulapkowanych atomów za pomocą przemysłowej kamery CCD. Określano w ten sposób miejsce lokalizacji atomów wolne od ewentualnych, niepożądanych interferencji, a zarazem miejsce, gdzie atomy doznawały działania wiązek o równomiernym rozkładzie natężenia.

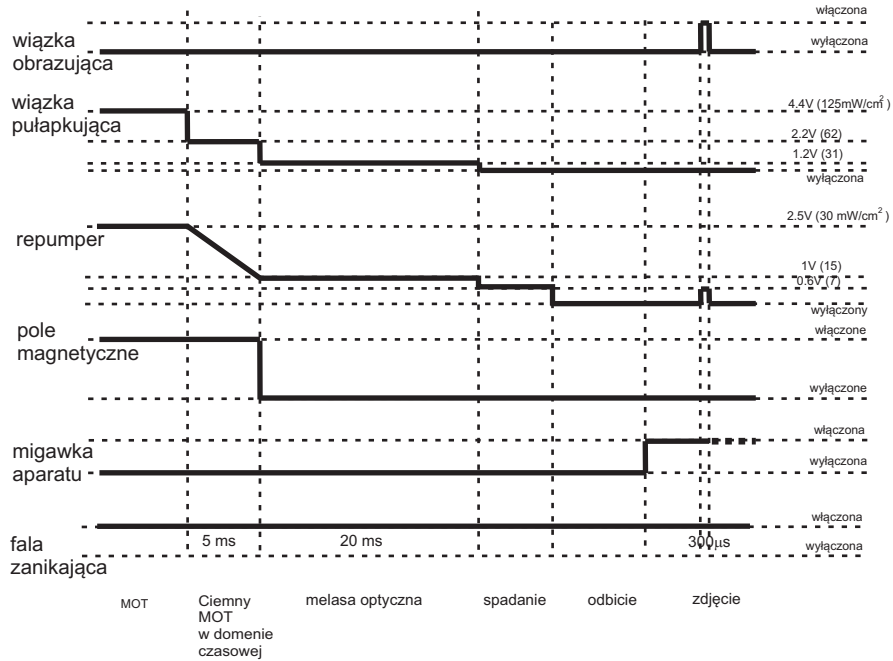
W celu przeprowadzenia diagnostyki osiągniętej pułapki magnetoptycznej wprowadzono dodatkowy układ detekcyjny, rejestrujący fluorescencję chmury zlokalizowanych atomów. Układ bazujący na wykorzystaniu soczewki oraz fotokomórki, analizował tzw. czas ładowania pułapki i rozpadu chmury po wyłączeniu pola magnetycznego (rysunek 4.5). Dążąc do zastosowania dodatkowego stopnia chłodzenia, jakim było chłodzenie w melasie optycznej [80, 81, 82], wprowadzono także opisane w poprzednim paragrafie cewki kompensujące. Ich zadaniem było wyeliminowanie resztkowego magnetycznego pola laboratoryjnego. Zgrubnego wyzerowania pola dokonano za pomocą magnetometru, natomiast dzięki obserwacji czasu rozpadu chmury po uwolnieniu z pułapki doprecyzowano wartości prądów podawanych na cewki

kompensujące. Niezależnie obserwowano również sposób rozpadu chmury za pomocą kamery CCD, co również dawało pewną informację na temat resztkowego pola magnetycznego. Dodatkowo liczba atomów i temperatura były każdorazowo kontrolowane poprzez wykonanie serii zdjęć w obrazowaniu absorpcyjnym. Taka procedura optymalizacji pozwoliła na dobranie właściwego dla opisywanego układu czasu, w jakim atomy pozostawały w wiązkach pułapkujących po wyłączeniu pola magnetycznego (chłodzenie w melasie optycznej). Zanim jednak zastosowano omawiany stopień chłodzenia jakim jest chłodzenie w melasie optycznej, przed wyłączeniem pola magnetycznego, zwiększano odstrojenie wiązek pułapkujących do około 30 MHz. Zwiększenie odstrojenia wiązało się również ze skokową redukcją natężenia wiązek pułapkujących o 50%, a następnie sukcesywnie obniżano natężenie *repumpera* w odpowiednio dobranym przedziale czasowym, tworząc w ten sposób tzw. ciemną pułapkę magneto optyczną w domenie czasowej (z ang. temporary dark MOT) [83, 84, 80]. Zastosowanie takiego mechanizmu znacząco wpływało na zwiększenie gęstości chmury spulapkowanych atomów. Przy doborze optymalnych parametrów pracy laserów oraz sterujących sekwencji czasowych otrzymano w ten sposób temperatury chmur spulapkowanych atomów rzędu $10\ \mu K$ i liczbę atomów 1×10^7 .



Rysunek 4.5: Typowe przebiegi testujące działanie pułapki magneto optycznej: a) ładowanie pułapki; b) rozpad spulapkowanej chmury.

Typowa eksperymentalna sekwencja czasowa dla optycznego lustra atomowego, w zależności od sposobu obrazowania, przedstawiona jest poniżej (rysunek 4.6):



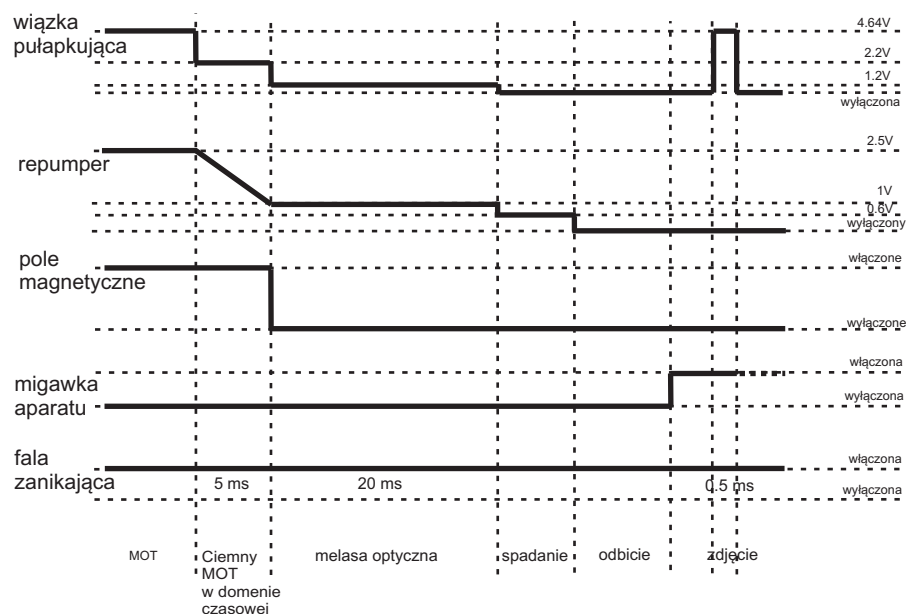
Rysunek 4.6: Przebieg typowej sekwencji czasowej przy metodzie obrazowania absorpcyjnego.

1. Chłodzenie i pułapkowanie atomów w pułapce magneto optycznej przez czas około 5 sekund przy mocy wiązki pułapkującej, przed rozdzielaniem do trzech ramion, około 25 mW, odstrojeniu $\delta = 10$ MHz oraz mocy *repumpera* 3 mW (również przed rozdzielaniem wiązki). Następnie odstrojenie wiązki pułapkującej było zwiększane do $\delta = 30$ MHz, a jej natężenie redukowane o 50 %, podobnie jak natężenie *repumpera* o 25 %, z tą różnicą, że redukcja ta trwała około 5 ms (ciemny MOT w domenie czasowej).
2. Następnie pole magnetyczne było wyłączane, moc wiązki pułapkującej redukowana o kolejne 50 % i przez czas około 20 ms miało miejsce tzw. chłodzenie w melasie optycznej. W ten sposób osiągnięta była temperatura około $10 \mu K$ i liczba 10^7 spulapkowanych atomów.
3. Po wyłączeniu wiązek pułapkujących rozpoczynał się spadek swobodny atomów w wyniku działania siły grawitacji, którego czas trwania zależał od początkowej wysokości pułapki MOT. Przez cały czas spadku, aż do momentu odbicia w wyniku działania siły dipolowej, atomy

pozostawały w wiązce *repumpera*, którego natężenie kolejny raz było zredukowane o 50 %. Podczas trwania sekwencji pomiarowej wiązka tworząca falę zanikającą pozostawała cały czas włączona.

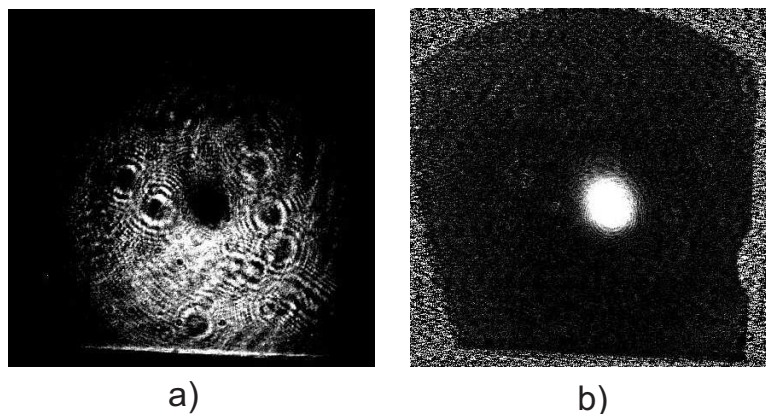
4. Następnie miała miejsce detekcja odbitych atomów. W przypadku obrazowania absorpcyjnego, najpierw otwierana była migawka aparatu, a po 3 ms (uwzględniano w ten sposób czas martwy migawki mechanicznej) włączana była, na czas około $100 \mu s$, wiązka obrazująca wraz z *repumperem*, po czym migawka była wyłączana. Wykonywane zdjęcie było powtarzane dwukrotnie, w celu wykonania zdjęcia samej wiązki obrazującej, bez obecności odbitych atomów oraz drugi raz w celu wykonania zdjęcia tła przy wyłączonych wszystkich wiązkach laserowych.

W przypadku obrazowania fluorescencyjnego, najpierw włączana była migawka aparatu, a napięcie podawane na sterownik AOM-a wiązki pułapkującej zostawało zmienione tak, aby dostroić ją do rezonansu. Następnie po czasie 3 ms następowało włączenie wiązki na czas około $500 \mu s$, po czym migawka była wyłączana. Cała sekwencja powtarzana była z pominięciem pola magnetycznego, w celu wykonania zdjęcia tła.



Rysunek 4.7: Przebieg typowej sekwencji czasowej przy metodzie obrazowania fluorescencyjnego.

Na rysunku 4.8 przedstawiono typowe zdjęcie absorpcyjne chmury atomów. Na rysunku a) widać omawiany wcześniej charakterystyczny cień chmury powstały w wyniku absorpcji części wiązki obrazującej. W części b) rysunku umieszczono przetworzone już zdjęcie wykonane techniką absorpcyjną, które służyło do oszacowań liczby i temperatury spulapkowanych atomów.

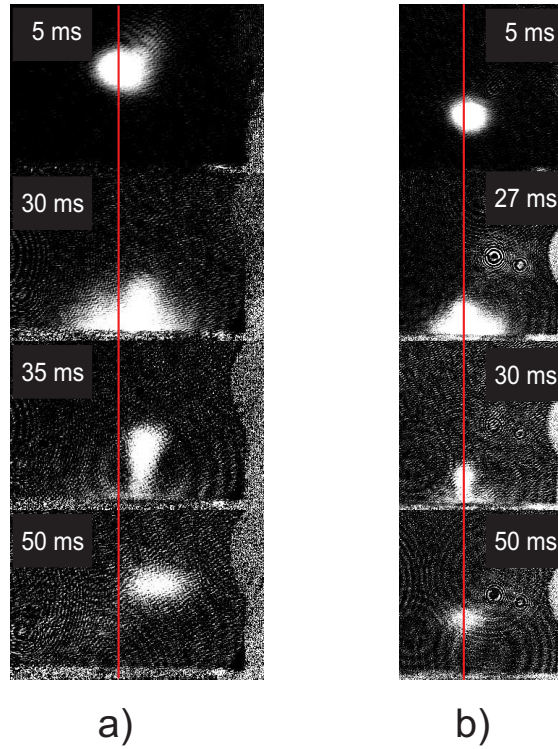


Rysunek 4.8: Zdjęcie chmury spulapkowanych zimnych atomów ^{85}Rb wykonane techniką absorpcyjną. a) Zdjęcie wiązki po przejściu przez chmurę; b) przetworzony obraz po eliminacji tła. Zdjęcie wykonane po czasie 5 ms po wyłączeniu pułapki. Czas oświetlania chmury $100\ \mu\text{s}$, moc wiązki obrazującej $150\ \mu\text{W}$, binning 3×3 .

4.3.2 Optymalizacja ustawień układu lustro dipolowego

Po zoptymalizowaniu ustawień pułapki magnetoptycznej, chmurę obniżono do wysokości około 2.5 mm nad powierzchnią pryzmatu. Kolejnym krokiem była optymalizacja ustawienia miejsca odbicia, a dokładniej położenia wiązki laserowej tworzącej falę zanikającą tak, aby zachodziło tzw. centralne odbicie. Wysokość chmury atomów była obliczana na podstawie zdjęcia wykonanego techniką fluorescencyjną bądź zdjęcia wykonanego za pomocą przemysłowej kamery CCD. W przypadku kamery przemysłowej obraz przechwytywany był za pośrednictwem karty telewizyjnej firmy LeadTek. Na otrzymanych zdjęciach poprzez dopasowanie dwuwymiarowej funkcji Gaussa znajdowano położenie chmury i jej odległość od widocznej również na zdjęciu, powierzchni pryzmatu. Znając wymiary pryzmatu znajdowano przelicznik liczby pikseli na metry i przy jego pomocy szacowano wysokość chmury atomów nad powierzchnią lustro dipolowego.

Centralność odbicia polegała na tym, żeby środek spadającej swobodnie chmury zimnych atomów trafił dokładnie na środek „gaussowskiej plamki” fali zanikającej na pryzmacie. W przeciwnym wypadku odbicie następowało pionowo do góry, lecz w bok, gdyż średnia składowa pędu odbitej chmury w kierunku równoległym do powierzchni pryzmatu była niezerowa. Rysunek 4.9a przedstawia przykład takiego niecentralnego odbicia, gdzie zauważyć można przesunięcie chmury na osi poziomej, po uwolnieniu z pułapki (MOT) i po odbiciu od powierzchni lustra. W przypadku b) dla porównania przedstawiono przykład odbicia centralnego, czyli pionowo do góry.



Rysunek 4.9: Czasowa sekwencja a) niecentralnego i b) centralnego odbicia chmury uzyskana techniką absorpcyjną. Czas pokazany na każdym zdjęciu oznacza czas po uwolnieniu chmury z melasy optycznej. Parametry lustra: natężenie fali zanikającej $(325 \pm 20) \times 10^3 \text{ W/m}^2$, przy polaryzacji TM i kącie padania wiązki laserowej $43 \pm 0.5^\circ$, odstrojenie fali 2.5 GHz.

Po dokonaniu wszelkich poprawek związanych z tzw. centralnością, wykonano serię zdjęć, w celu przeanalizowania zachowania się chmury podczas spadku i odbicia. Na rysunku 4.10 pokazano kolejne etapy sekwencji odbi-

cia w odstępach około 5 ms uzyskane techniką absorpcyjną. Czas przypisany każdemu pojedynczemu zdjęciu oznacza czas liczony od uwolnienia chmury atomów z melasy optycznej tj. od wyłączenia wiązek pułapkujących. Każde przedstawione zdjęcie zostało uzyskane poprzez uśrednienie pięciu kolejnych zdjęć wykonanych po tym samym czasie. Natężenie fali zanikającej wynosiło około $(350 \pm 20) \times 10^3 \text{ W/m}^2$, przy kącie padania $43 \pm 0.5^\circ$. Częstotliwość wiązki odstrojona była od przejścia $5^2S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 4)$ o około 2.5 GHz^1 . Aby dokładnie obliczyć natężenia fali zanikającej, wiązkę laserową, która ulega całkowitemu wewnętrznemu odbiciu, zobrazowano za pomocą przemysłowej kamery CCD. Obrazowania dokonano w miejscu odpowiadającym powstaniu fali zanikającej. Następnie do uzyskanego obrazu dopasowano dwuwymiarowy rozkładu Gaussa, w celu znalezienia odpowiednich promieni (e^{-2}) wiązki (r_a, r_b). Znając moc wejściową, a także biorąc pod uwagę transmisję przez okienko komory i pryzmat, kąt padania, polaryzację oraz wszelkie czynniki geometryczne obliczono natężenie fali na powierzchni pryzmatu:

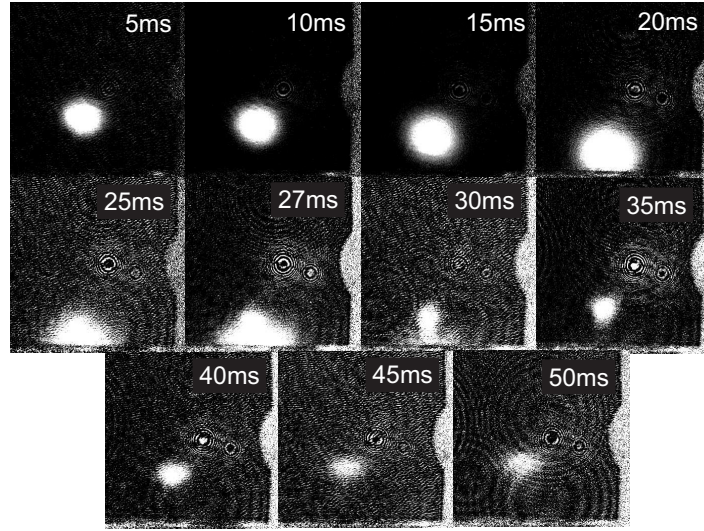
$$I_{TM,TE} = \frac{2P \cos \theta}{\pi r_a r_b} (0.96)^3 \cdot T_{TM,TE}, \quad (4.11)$$

gdzie P – to moc wejściowa wiązki laserowej, $\cos \theta$ – to czynnik uwzględniający poprawkę związaną z różnicą pomiędzy poprzecznym przekrojem wiązki a wielkością plamki na powierzchni, r_a, r_b – promienie plamki gaussowskiej, $(0.96)^3$ – to czynnik uwzględniający odbicia na powierzchniach okienka wejściowego i dolnej części pryzmatu, a $T_{TM,TE}$ – to współczynniki transmisji odpowiednie dla wybranej polaryzacji (równ. 1.19).

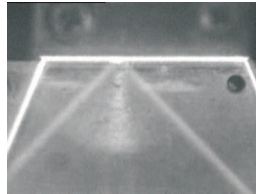
Aby dokładnie oszacować kąt padania wiązki tworzącej lustro dipolowe, kolejny raz posłużono się kamerą przemysłową CCD. Za pośrednictwem karty telewizyjnej dokonywano akwizycji obrazu z kamery, która ustawiona była tak, aby jej pole widzenia obejmowało górną część pryzmatu. Po wyłączeniu wszystkich wiązek laserowych za wyjątkiem tej tworzącej lustro, można było zaobserwować wiązkę propagującą się wewnątrz (rysunek 4.11) szklanego pryzmatu. Analiza tak wykonanego zdjęcia pozwalała na geometryczne wyliczenie kąta padania w dowolnym programie graficznym (np. CorelDRAW Graphics Suite).

Precyzyjne dobranie optymalnych warunków dla odbicia centralnego umożliwiło także, po raz pierwszy w tym układzie eksperymentalnym, zaobser-

¹Uwaga: w rzeczywistości wartości podanych odstrojeń fali zanikającej wynoszą $\delta \cdot 2\pi$



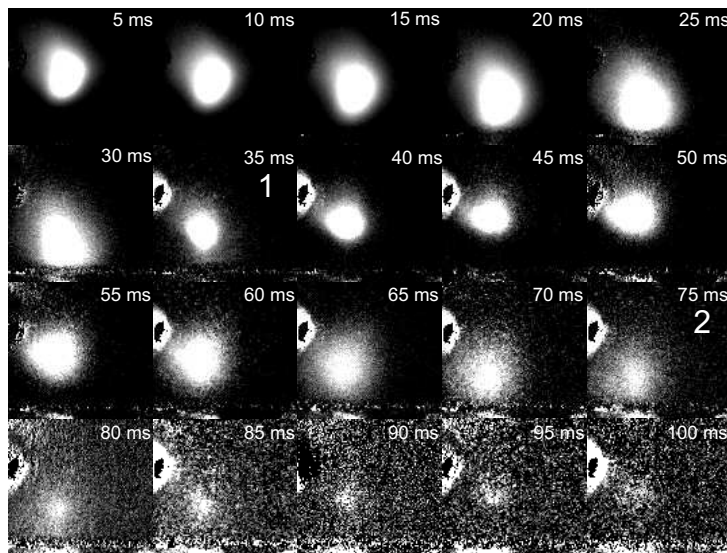
Rysunek 4.10: Czasowa sekwencja zdjęć odbijanej chmury uzyskana techniką absorpcyjną. Do każdego zdjęcia przypisano czas liczony od uwolnienia z melasy optycznej tj. od wyłączenia wiązek pułapkujących. Czas oświetlania chmury $100 \mu s$, moc wiązki obrazującej $150 \mu W$, binning 3×3 . Parametry lustra: natężenie fali zanikającej $(325 \pm 20) \times 10^3 W/m^2$, przy polaryzacji TM i kącie padania wiązki laserowej $43 \pm 0.5^\circ$, odstrojenie fali $2.5 GHz$.



Rysunek 4.11: Rysunek, przedstawiający fragment pryzmatu wraz z widoczną wiązką laserową ulegającą całkowitemu wewnętrznemu odbiciu, używany do oszacowań kąta padania.

wowanie za pomocą zdjęć fluorescencyjnych dwóch kolejnych odbić chmury atomów od powierzchni lustra. Sekwencję tych zdjęć przedstawia rysunek 4.12, przy takich samych parametrach lustra jak przy opisanych poprzednio sekwencjach w obrazowaniu absorpcyjnym. W tym przypadku zastosowana procedura, ze względu na większą czułość, pozwoliła na zaobserwowanie zdjęć chmury atomów nawet po około 100 ms od uwolnienia z pułapki. Również jak w poprzedniej sekwencji, czas pokazany na kolejnych zdjęciach jest czasem

liczonym od momentu wyłączenia wiązek pułapkujących, a każde przedstawione zdjęcie jest wynikiem uśrednienia pięciu kolejnych zdjęć wykonanych po tym samym czasie.

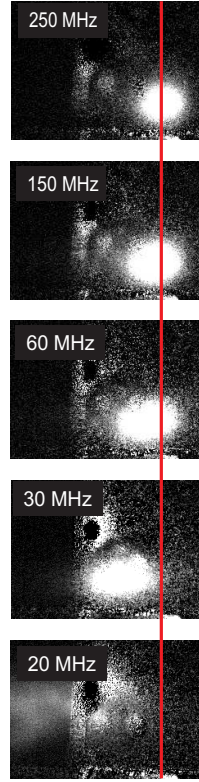


Rysunek 4.12: Czasowa sekwencja zdjęć odbijanej chmury uzyskana techniką fluorescencyjną. Na każdym zdjęciu zaznaczono czas, liczony od momentu uwolnienia chmury atomów z melasy optycznej, po jakim wykonano zdjęcie. Dodatkowo cyfrą arabską zaznaczono kolejne odbicia. Parametry lustra: natężenie fali zanikającej $(325 \pm 20) \times 10^3 \text{ W/m}^2$, przy polaryzacji TM i kącie padania wiązki laserowej $43 \pm 0.5^\circ$, odstrojenie fali 2.5 GHz.

4.3.3 Przebieg i wyniki eksperymentu

Pierwszym etapem eksperymentu dotyczącego pomiaru ciśnienia światła był pomiar przesunięcia chmury odbitych atomów w zależności od odstrojenia δ fali zanikającej od przejścia $5^2S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 4)$. Przedział odstrojeń wybrany został z zakresu od 300 do około 20 MHz. Przykładową sekwencję odbić w zależności od odstrojenia fali zanikającej przedstawia rysunek 4.13. Dodać należy, że każde przedstawione zdjęcie jest wynikiem uśrednienia po trzech kolejnych zdjęciach wykonanych przy tych samych parametrach lustra. Natężenie fali wynosiło około $(325 \pm 20) \times 10^3 \text{ W/m}^2$ przy ustalonej liniowej polaryzacji TM i kącie padania wiązki laserowej $43 \pm 0.5^\circ$. Nadmienić należy, że podczas całej sekwencji eksperymentalnej wiązka lase-

rowa tworząca falę zanikającą była cały czas włączona.



Rysunek 4.13: Przesunięcie chmury atomów odbitych od powierzchni lustra w zależności od odstrojenia fali zanikającej. Parametry lustra: natężenie fali zanikającej $(325 \pm 20) \times 10^3 \text{ W/m}^2$, przy polaryzacji TM fali i kącie padania wiązki laserowej $43 \pm 0.5^\circ$.

Analizując eksperymentalne sekwencje odbić chmury atomów dla różnych odstrojeń od wybranego przejścia rezonansowego i znając odpowiedni przelicznik liczby pikseli na metry, obliczyć można wprost z otrzymanych zdjęć odległość, na jaką chmura została przesunięta w wyniku działania siły ciśnienia światła od fali zanikającej. Znając tę odległość i czas po jakim wykonane jest zdjęcie, obliczyć można pęd p_{atm} jaki uzyskuje atom w wyniku rozproszenia N fotonów. Wiedząc, że pęd uzyskany przez atom po rozproszeniu jednego fotonu wynosi w naszym przypadku $p_{sc} = \hbar k_x \hat{x}$, gdzie $k_x = k_0 n \sin \theta$ i rozważając stosunek p_{atm}/p_{sc} , obliczyć można bezpośrednio liczbę rozproszonych fotonów na jeden atom w trakcie odbicia od powierzchni lustra.

Do otrzymanych zdjęć dopasowywany był dwuwymiarowy rozkład Gaussa

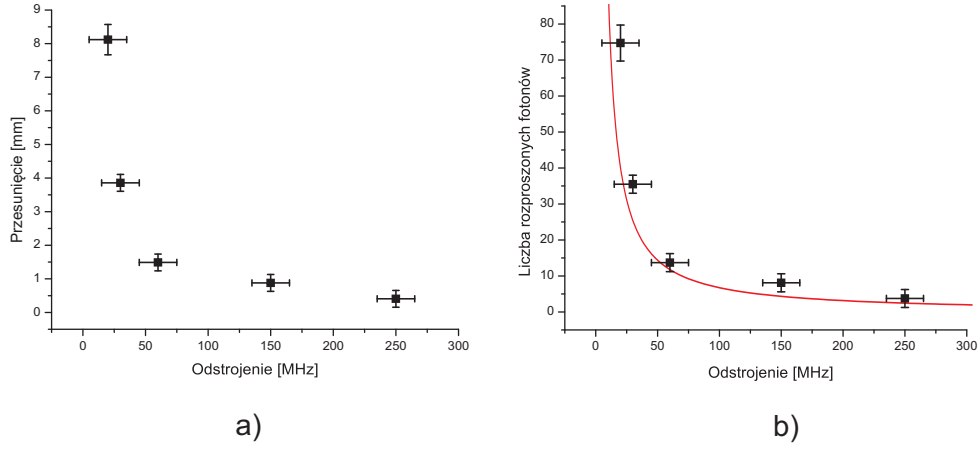
w celu określenia położenia chmury na zdjęciu, w skali tworzonej przez kolejno numerowane piksele matrycy aparatu. Każde zdjęcie porównywane było ze zdjęciem referencyjnym, w którym zminimalizowano liczbę rozproszonych fotonów poprzez dobranie odstroięcia fali rzędu 2.5 GHz. Rozpatrując przesunięcia chmur w zależności od odstroięcia, znając przelicznik liczby pikseli na metry, dokonano również kalibracji określając przelicznik liczby pikseli na liczbę rozproszonych fotonów. Określono w ten sposób zdolność rozdzielczą układu eksperymentalnego, który mógł mierzyć rozproszenia z dokładnością ± 2 fotonów.

W ten sposób bardzo precyzyjnie porównywać można eksperymentalne wyniki oraz teoretyczne przewidywania na temat zależności liczby rozproszonych fotonów na atom w czasie odbicia od powierzchni lustra w zależności od odstroięcia fali zanikającej. Rysunek 4.14 przedstawia zależności eksperymentalne otrzymane z analizy zdjęć z rysunku 4.13. W części a) pokazano obserwowane przesunięcia chmury odbijanych atomów w funkcji odstroięcia, natomiast w części b) liczbę rozproszonych fotonów w funkcji odstroięcia na tle przewidywań teoretycznych uzyskanych przy wykorzystaniu w obliczeniach wzoru 3.63. Widać bardzo dobrą zgodność wyników eksperymentalnych z obliczeniami teoretycznymi, świadczącą o poprawności przeprowadzonego pomiaru liczby rozproszonych fotonów w fali zanikającej i prawidłowym przygotowaniu układu do pomiarów w warunkach dla których wprowadzany jest nowy model obliczeń teoretycznych.

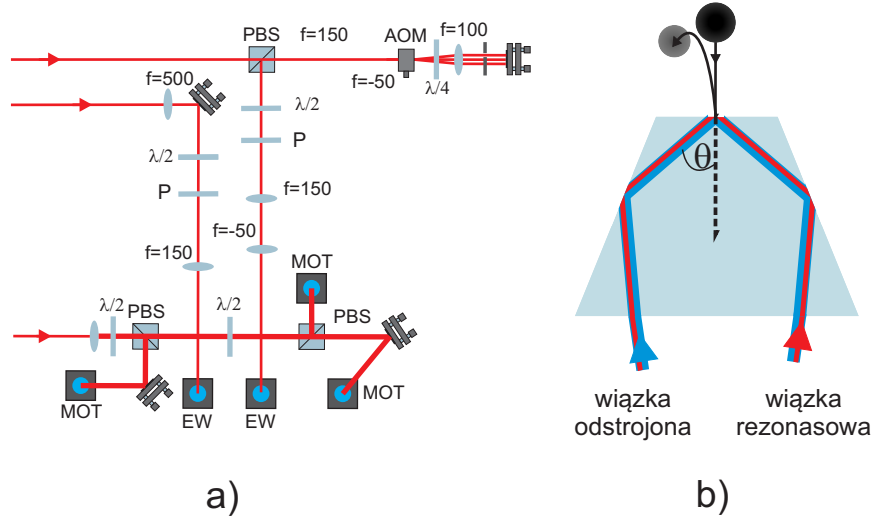
Sposób stabilizacji częstotliwości wiązki laserowej tworzącej falę zanikającą bez użycia techniki stabilizacji do linii atomowej uniemożliwiał wykonanie w pełni powtarzalnych serii pomiarowych, dających informację o zależnościach natężeniowych i polaryzacyjnych.

W drugim etapie eksperymentu wprowadzono dodatkową falę zanikającą o kontrolowanym natężeniu, polaryzacji oraz bardzo precyzyjnej możliwości przestrajania wokół rezonansu (rysunek 4.15a). Do tego celu wykorzystano część wiązki kierowanej do układu obrazowania absorpcyjnego, która za pomocą kostki światłodzielącej kierowana była do modulatora akustooptycznego (AOM). W układzie podwójnego przejścia, zmieniając napięcie podawane do sterownika AOMa, można było z dokładnością do 1 MHz zmieniać odstroięcie od rezonansu $5^2S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 4)$ (w próżni) w przedziale od -35 do $+35$ MHz.

W ten sposób uzyskano dwie przeciwbieżne fale zanikające, niezależne pod względem polaryzacji i kąta padania wiązki ulegającej całkowitemu we-



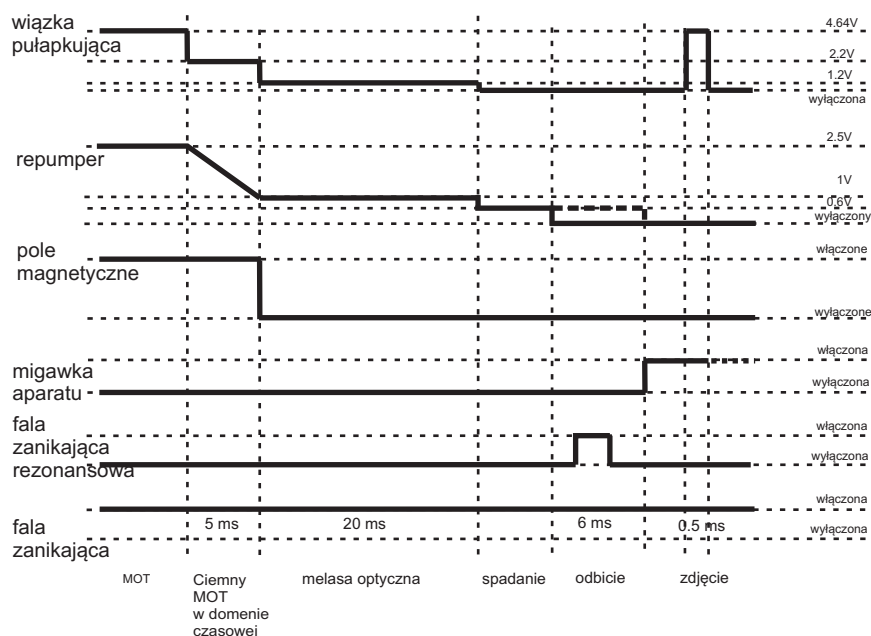
Rysunek 4.14: a) Obserwowane przesunięcia chmury odbijanych atomów w funkcji odstrojenia; b) liczba rozproszonych fotonów w funkcji odstrojenia na tle przewidywań teoretycznych (linia czerwona). Parametry lustra: natężenie fali zanikającej $(325 \pm 20) \times 10^3 \text{ W/m}^2$, przy polaryzacji TM fali i kącie padania wiązki laserowej $43 \pm 0.5^\circ$.



Rysunek 4.15: Układ eksperymentalny dodatkowej fali zanikającej. Oznaczenia: PBS - polaryzacyjna kostka światłodziela, $\lambda/2$ - płytka półfalowa, $\lambda/4$ - płytka ćwierćfalowa, f - soczewka o ogniskowej f, AOM - modulator akustooptyczny, P - polaryzator.

wnętrznemu odbiciu (rysunek 4.15b).

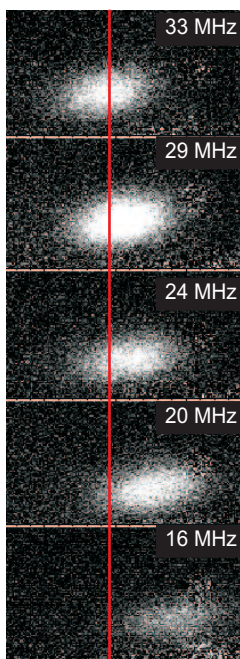
Główna fala zanikająca o natężeniu $(325 \pm 20) \times 10^3 \text{ W/m}^2$ i polaryzacji



Rysunek 4.16: Przebieg typowej sekwencji czasowej przy metodzie obrazowania fluorescencyjnego w układzie dwóch fal zanikających.

TM pozostawała przez cały czas włączona i odstrojona od rezonansu o około 2.5 GHz, co minimalizowało możliwość niekoherentnego rozproszenia fotonu z tej fali. Przy tak dużym odstrojeniu zmiana częstotliwości lasera w zakresie ± 50 MHz, praktycznie nie miała wpływu na wartość potencjału odpychającego. Druga fala zanikająca, zwana również falą *rezonansową*, o zmiennych parametrach, włączana była jedynie na czas odbicia chmury atomów na czas 4 – 6 ms (rysunek 4.16). Kąt padania dla obydwu wiązek laserowych wynosił około $43 \pm 0.5^\circ$. Włączenie fali rezonansowej na czas dłuższy bądź pozostawienie jej włączonej przez cały czas spadku powodowało, że światło rozproszone na powierzchniach pryzmatu lub na okienkach komory oddziaływało z chmurą atomów zanim ta docierała do powierzchni lustra. Przy zbyt dużym natężeniu wiązki *rezonansowej* dochodziło nawet do sytuacji, że chmura nie osiągała powierzchni pryzmatu, a była wypychana przez siłę ciśnienia światła. Oczywiście dla większych odstrojeń nie było tego problemu, ze względu na oddziaływanie z fotonami nierezonansowymi. Przy wykonywaniu zdjęć posłużono się techniką fluorescencyjną, a przebieg sekwencji czasowej w tej konfiguracji przedstawia rysunek 4.16.

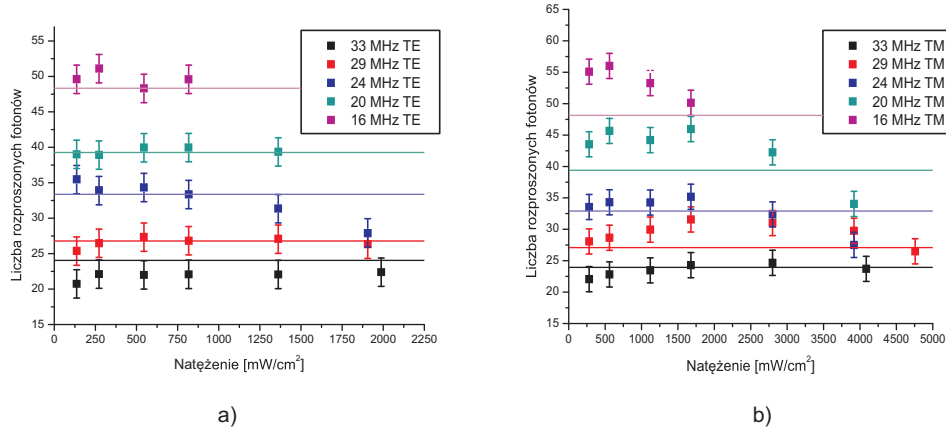
Pierwszym krokiem eksperymentu była zatem analiza przesunięcia chmu-



Rysunek 4.17: Przesunięcie chmury atomów odbitych od powierzchni lustra w zależności od odstrojenia fali zanikającej (tzw. *rezonansowej*). Parametry lustra: natężenie fali zanikającej 1679 mW/cm^2 , przy liniowej polaryzacji TM i kącie padania wiązki laserowej $43 \pm 0.5^\circ$.

ry po odbiciu od lustra dipolowego tworzonego wyłącznie przez falę *rezonansową* (rysunek 4.17). Należy przy tym zaznaczyć, że określenie falą *rezonansową* odnosi się do rezonansu atomu w próżni. W wyniku oddziaływania van der Waalsa i fali zanikającej następuje faktyczne przesunięcie poziomów energetycznych o kilka MHz (około 2Γ), co m.in. pokazuje równanie 3.14. Pomiar przeprowadzono dla dwóch polaryzacji fali zanikającej TM i TE, dla szeregu natężeń oraz odstrojeń fali *rezonansowej*. Dla zadanego odstrojenia utrzymywana była taka sama moc wiązki ulegającej całkowitemu wewnętrznemu odbiciu dla obydwu polaryzacji (TM i TE), która z kolei przeliczana była na natężenie fali zanikającej dla odpowiedniej polaryzacji. Na rysunkach 4.18, 4.19 przedstawiono wyniki serii pomiarowej, gdzie dla zwiększenia dokładności, każde zdjęcie było wynikiem uśrednienia kolejnych dziesięciu zdjęć wykonanych po tym samym czasie i przy tych samych parametrach. Przy zastosowanej technice obrazowania fluorescencyjnego, wymagającego wykonania dwóch zdjęć w celu eliminacji tła, łatwo można oszacować, że

przedstawione poniżej zależności to wynik opracowania i uśrednienia około 1200 zdjęć odbijanych chmur atomów.



Rysunek 4.18: Zależność liczby rozproszonych fotonów podczas odbicia chmury atomów od natężenia fali zanikającej dla polaryzacji a)TE i b)TM, dla kilku wybranych odstrojeń podanych w tabelach. Linie ciągłe to zależności obliczone teoretyczne poprzez całkowanie numeryczne.

Na rysunku 4.18 przedstawiono zależność liczby rozproszonych fotonów, przypadających na jeden atom w czasie odbicia, od natężenia fali zanikającej. Linie ciągłe przedstawiają wyliczoną numerycznie liczbę rozproszonych fotonów dla danego odstrojenia (oznaczono kolorem), która nie zależy według przeprowadzonych rachunków od natężenia. Procedura tych obliczeń została opisana w poprzednim rozdziale dla przedziału małych odstrojeń fali zanikającej, a polega na wykonaniu numerycznego całkowania z wzoru 3.66 przez podstawienie postaci wzoru 3.65. Dla obydwu przypadków polaryzacji fali widać bardzo dobrą zgodność z przewidywaniami teoretycznymi dotyczącymi braku zależności między liczbą rozpraszanych fotonów a natężeniem. Natomiast analizując wykresy pod względem zgodności pomiędzy danymi eksperymentalnymi i wykonanymi obliczeniami, dla określonej liczby rozproszonych fotonów, należy skomentować wykres dotyczący polaryzacji TM. W przypadku liniowej polaryzacji TE fali zanikającej widać bardzo dobrą zgodność, lecz dla TM zauważalne są niewielkie odstępstwa dla odstrojeń 16 i 22 MHz. W przypadku braku zależności od natężenia, liczba rozproszonych fotonów powinna być identyczna dla obydwu polaryzacji, jednakże należy pamiętać o dokonanym założeniu liniowości polaryzacji we wzorze 3.26. Dlatego też biorąc pod uwagę rzeczywistą eliptyczność polaryzacji TM można

postulować, że to właśnie ona może być przyczyną różnic w zaobserwowanej liczbie rozproszonych fotonów przy porównaniu wyników dla obu polaryzacji. Należy także rozważyć wpływ rozproszeń światła na powierzchni pryzmatu i okienkach wejściowych do komory, które mogą wykazywać zależności polaryzacyjne. Dodatkowo wpływ fotonów rozproszonych na chmurę atomów będzie tym większy im bliżej rezonansu będzie odstrojona wiązka tworząca falę zanikającą.

Dla przedziału *dużych* odstrojeń, brak zależności od natężenia widać wprost z postaci analitycznego wzoru 3.53, gdzie parametrem jest jedynie odstrojenie, głębokość wnikania oraz początkowa wysokość chmury. Dla potencjału dipolowego który jest wprost proporcjonalny do natężenia fali zanikającej, brak zależności liczby rozpraszanych fotonów od natężenia tłumaczy się różną głębokością wnikania atomów w pole fali świetlnej. Większe lub mniejsze natężenie fali powoduje odpowiednio płytszą lub głębszą penetrację pola fali zanikającej. Przy zwiększaniu natężenia, wzrastająca liczba rozproszonych fotonów kompensowana jest dzięki odbiciu atomu w większej odległości od powierzchni dielektryka.

W przedziale *małych* odstrojeń, zastosowana procedura obliczeniowa (uniwersalna dla obu opisywanych konfiguracji fali zanikającej) nie doprowadziła do analitycznej postaci wzoru na liczbę rozproszonych fotonów, dlatego zależności od natężenia można rozpatrywać jedynie poprzez analizę wyników otrzymanych numerycznie. Dla tego przedziału odstrojeń należy pamiętać, że zarówno potencjał jak i częstość rozpraszania fotonów przestają być wprost proporcjonalne do natężenia (rysunek 3.5), gdyż poprawki związane z obsadzeniem stanu wzbudzonego nie są zaniedbywalne. Rozważyć należy następujące zagadnienia:

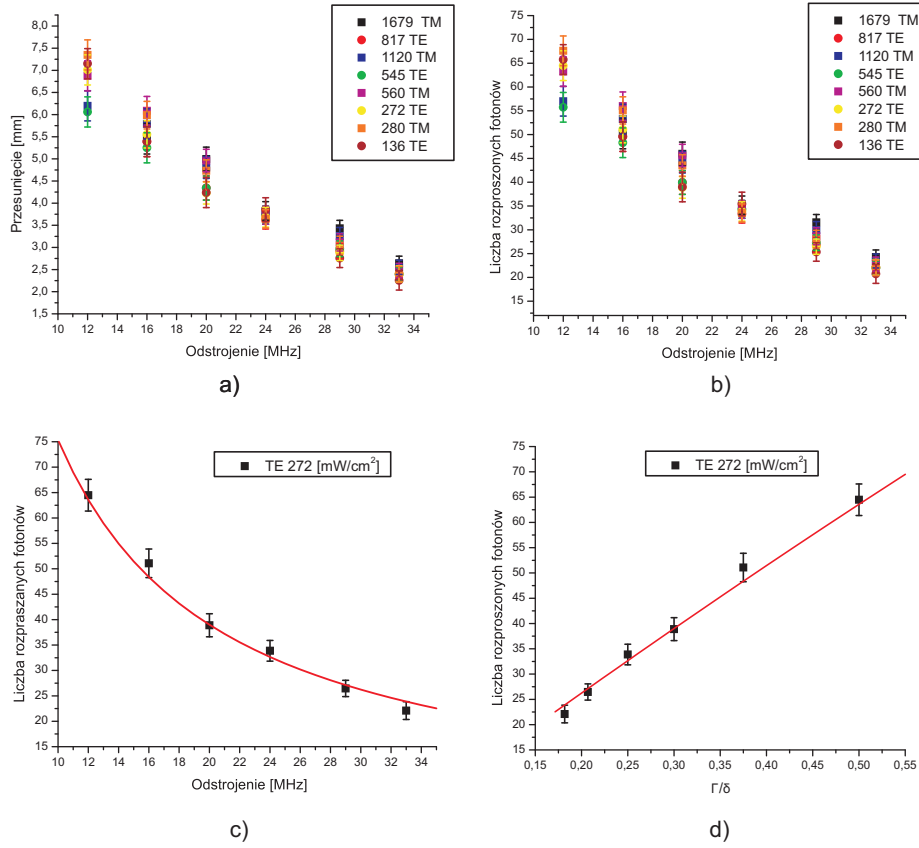
1. Efekty nasyceniowe z jednej strony sprawiają, że atom głębiej penetruje pole fali zanikającej niż w przypadku ich braku, a z drugiej strony kompensują towarzyszący głębszej penetracji wzrost liczby rozpraszanych fotonów. Zostało to przewidziane teoretycznie (patrz rysunek 3.7), a następnie potwierdzone eksperymentalnie (rysunek 4.19).
2. Brak zależności liczby rozpraszanych fotonów od natężenia I_0 fali zanikającej (rysunek 4.18) tłumaczy się podobnie jak dla przypadku dużych odstrojeń (patrz poprzedni akapit).

Rysunek 4.19 przedstawia eksperymentalną zależność, określającą wpływ ciśnienia światła pochodzącego od fali zanikającej na atomy odbijane od po-

wierzchni lustra dipolowego. Przypadek a) ukazuje bezpośredni obserwowany zakres przesunięć chmury atomów po odbiciu w funkcji odstrojenia fali zanikającej, natomiast przypadek b) przeliczoną już liczbę rozproszonych fotonów na atom, również w funkcji odstrojenia. Na rysunku c) przedstawiono eksperymentalną zależność liczby spontanicznie rozproszonych fotonów od odstrojenia, na tle przewidywań teoretycznych (kolor czerwony) dla przypadku polaryzacji TE i natężenia 272 mW/cm^2 . Aby dokładnie pokazać charakter tej zależności, na wykresie d) przedstawiono ją w funkcji odwrotności odstrojenia (Γ/δ). Kolejny raz widać bardzo dobrą zgodność z przewidywaniami teoretycznymi, co dowodzi, że dobrany do interpretacji wyników eksperymentu aparat obliczeniowy okazał się trafny. Wzajemna korelacja przedstawionych zależności pokazuje, że w tym eksperymentalnym przypadku przybliżenie atomu dwupoziomowego okazuje się wystarczające do opisu zachodzących zjawisk.

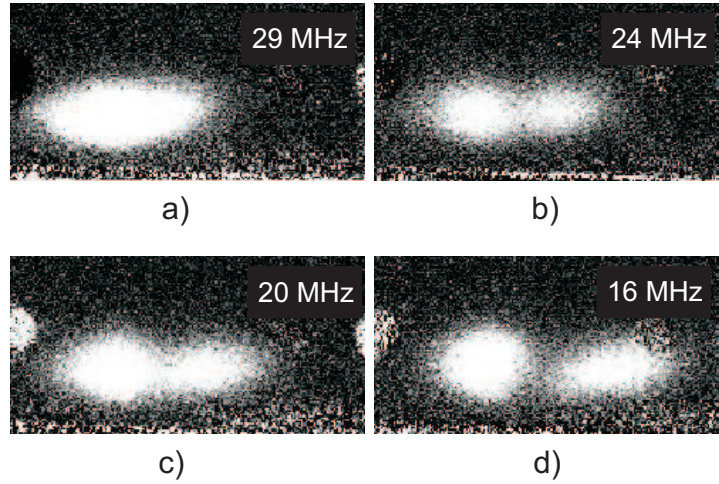
Trzecim etapem eksperymentu była obserwacja odbicia chmury atomów od powierzchni lustra tworzonego przez dwie fale zanikające. Jedna z nich, tak zwana *główna* fala zanikająca pozostawała przez cały czas włączona, przy ustalonej polaryzacji TM, natężeniu $(325 \pm 20) \times 10^3 \text{ W/m}^2$ oraz odstrojeniu około 2.5 GHz. Druga fala tzw. *rezonansowa*, jak już wcześniej opisano, włączana była podczas odbicia na czas około 4 – 6 ms (rysunek 4.16), przy różnych odstrojeniach oraz polaryzacji zamiennie TM lub TE. Rysunek 4.20 przedstawia przykładową sekwencję zdjęć fluorescencyjnych odbitych chmur w zależności od odstrojenia w takiej właśnie konfiguracji. Widać na nich charakterystyczne rozsuniecie chmur atomów w wyniku oddziaływania z obydwoma falami, które powiększa się wraz malejącym odstrojeniem od rezonansu, a co za tym idzie większym przekazem pędu w wyniku działania ciśnienia światła. Obecność dwóch chmur podyktowana jest faktem, że czas samego odbicia jest dłuższy niż czas włączenia fali *rezonansowej*, a zatem tym, że nie wszystkie atomy z odbijanej chmury doznają rozproszenia fotonów *rezonansowych*.

Aby dokonać ilościowych oszacowań na temat wpływu ciśnienia światła na atomy, przeprowadzono serię pomiarów przy zmiennym natężeniu, odstrojeniu oraz polaryzacji fali *rezonansowej*. Podobnie jak w przypadku konfiguracji jednej fali zanikającej, każde zdjęcie było wynikiem uśrednienia po kolejno wykonanych dziesięciu zdjęciach (około 1400 zdjęć w serii). Następnie, do otrzymanych w wyniku uśrednienia zdjęć, dopasowywano funkcję składającą się z dwóch dwuwymiarowych rozkładów Gaussa, w celu znalezienia ich

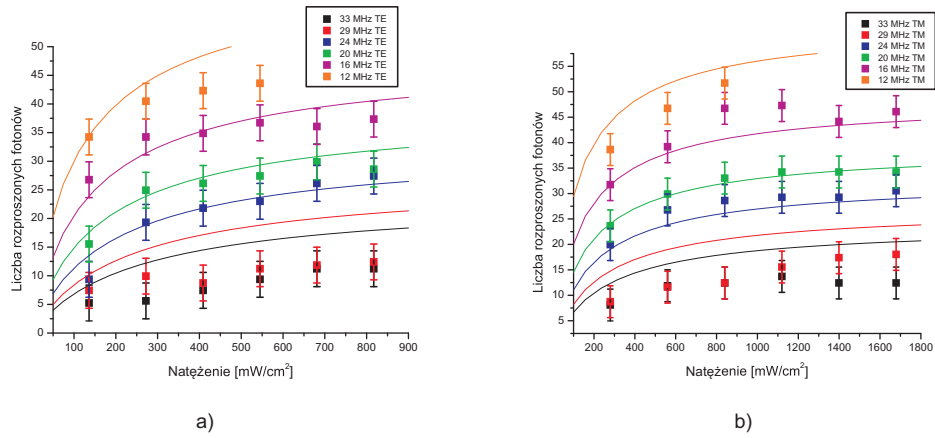


Rysunek 4.19: Zależności przedstawiające siłę ciśnienia światła od fali zanikającej, wywieraną na atomy odbijane od powierzchni lustra dipolowego; a) przesunięcie chmury w funkcji odstrojenia fali; b) liczba rozproszonych fotonów na atom w funkcji odstrojenia; c) liczba rozproszonych fotonów dla wybranego przypadku, wraz z krzywą teoretyczną; d) liczba rozproszonych fotonów na atom dla wybranego przypadku, w funkcji odwrotności odstrojenia na tle przewidywań teoretycznych. W tabelach przy wykresach podano odpowiednie natężenia (mW/cm^2) i polaryzację fali. Kąt padania wynosił $43 \pm 0.5^\circ$.

maksimów, a przez to wzajemnego położenia. Na rysunku 4.21 przedstawiono wyniki takiej serii po przeliczeniu rozsunienia chmur na liczbę rozproszonych fotonów na atom, analogicznie jak dla przypadku jednej fali zanikającej. W tym przypadku przewidywana była pewna nieliniowa zależność od natężenia fali, ze względu na obecność dwóch różnych potencjałów odbijających. Na wykresach widoczne są dołączone teoretyczne krzywe (w tym samym kolorze co punkty eksperymentalne) ilustrujące taką zależność. Dopasowania dokonano przy ustalonych wartościach odstrojenia i polaryzacji.



Rysunek 4.20: Zdjęcie chmury atomów po odbiciu od powierzchni lustra w obecności dwóch fal zanikających. Jednej o odstrojeniu 2.5 GHz i natężeniu $(325 \pm 20) \times 10^3 W/m^2$ oraz drugiej o odstrojeniu 16 – 29 MHz i natężeniu $580 mW/cm^2$. Polaryzacja obu fal TM i kąt padania $43 \pm 0.5^\circ$.



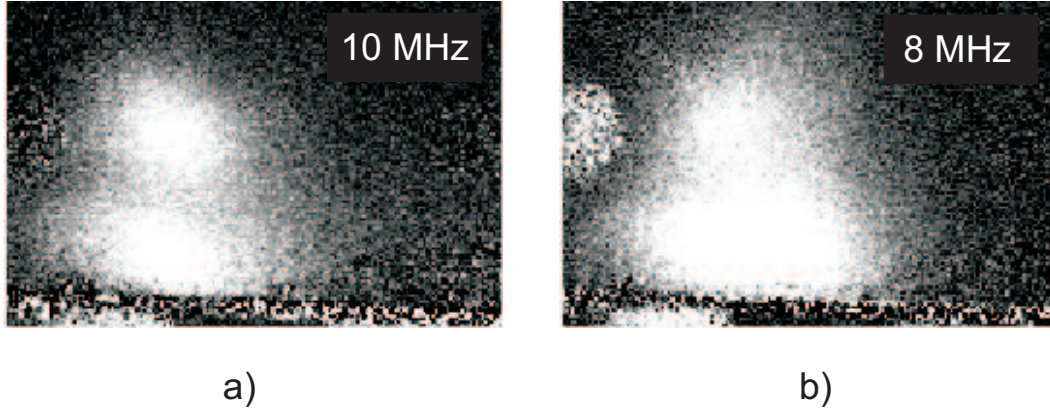
Rysunek 4.21: Zależność liczby rozproszonych fotonów (podczas odbicia chmury atomów od powierzchni lustra tworzonego przez dwie fale zanikające) od natężenia tzw. *rezonansowej* fali zanikającej dla polaryzacji TM i TE, dla kilku wybranych odstrojeń. Do każdej zależności dopasowano krzywą teoretyczną oznaczona tym samym kolorem. Natężenie *głównej* fali zanikającej $(325 \pm 20) \times 10^3 W/m^2$, polaryzacja TM i odstrojenia 2.5 GHz.

Analizując jakość dopasowania krzywych teoretycznych należy zwrócić uwagę na pewne przedziały odstrojeń, dla których uzyskuje się bardzo do-

brą zgodność z teorią lub pewne rozbieżności. Dla odstrojeń zbyt bliskich rezonansu (od około 12 MHz i mniejszych) przewiduje się, że fotony rozproszone obecne w całej objętości komory próżniowej oddziaływały z atomami na tyle silnie, że powodowały wyhamowanie spadającej chmury jeszcze przed odbiciem, a także mogły oddziaływać w czasie jak i po odbiciu. Stąd bardziej rozciągnięty kształt obserwowanej chmury bądź jej mniejsze przesunięcie w przestrzeni w wyniku oddziaływania z falą. Skutkuje to obniżeniem wyliczanej na podstawie położenia liczby rozpraszanych fotonów na atom i rozbieżnością z krzywą teoretyczną. Natomiast dla odstrojeń rzędu 29 MHz i powyżej, dla wybranego w eksperymencie przedziału natężeń fali, rozsuniecie pomiędzy odbitymi chmurami było na tyle małe, że niemożliwe jest dopasowanie funkcji z dwoma rozkładami gaussowskimi. W tym wypadku dokonano analizy natężeniowej za pomocą programu Maxim DL, niemniej jednak nadal widoczne są pewne rozbieżności otrzymanych wyników z przewidywaniami teoretycznymi. Należy jednak zauważyć bardzo dobrą zgodność dla przedziału pomiędzy 16 a 24 MHz, gdzie wpływ rozproszeń był zanedbywalny, a wielkość rozsunieć chmur spełniała kryterium Rayleigha. Należy także pamiętać, że nierówności na powierzchni pryzmatu powodują rozpraszanie światła na defektach i jego interferencję z falą zanikającą. Prowadzi to do modulacji potencjału optycznego – rozproszone światło powoduje powstanie wielu przypadkowo zorientowanych siatek dyfrakcyjnych dla atomów. Efektem tego jest poszerzenie rozkładu prędkości odbitych od lustra atomów oraz zwiększenie liczby atomów pokonujących barierę potencjału tworzonego przez fale zanikającą.

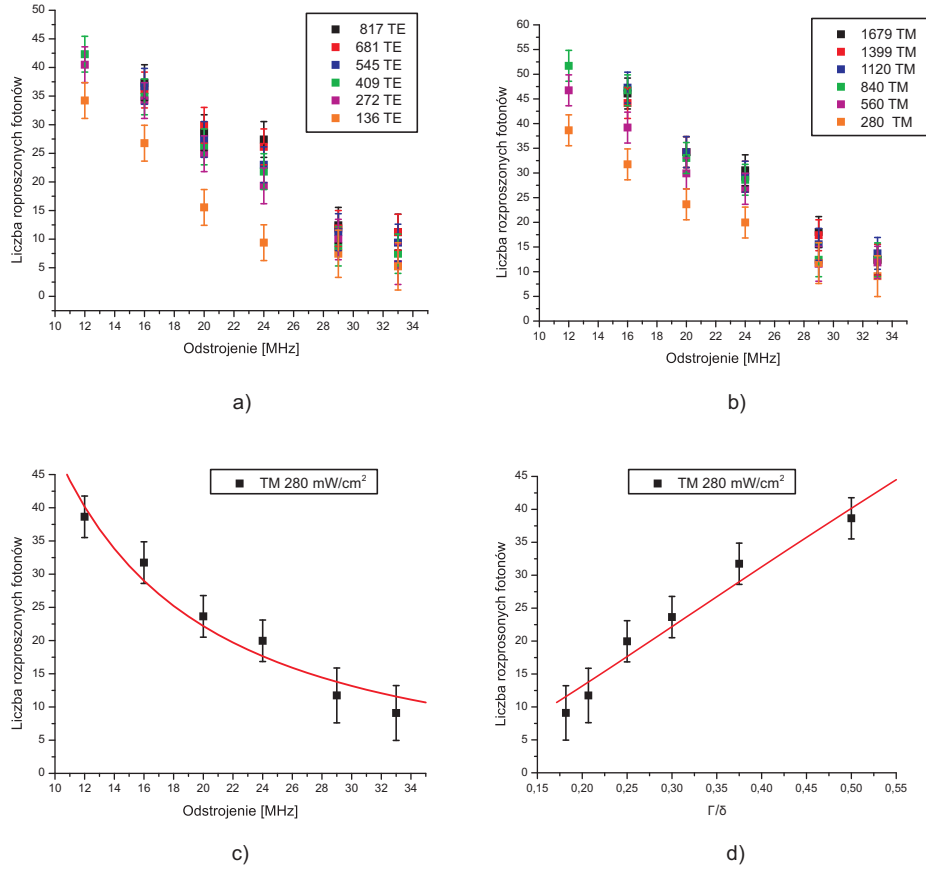
Na rysunku 4.22 przedstawiono także zdjęcia odbitych chmur dla odstrojeń fali *rezonansowej* bardzo bliskich rezonansu (8 i 10 MHz). Widać na nich charakterystyczny podział początkowej chmury atomów na część odbitą (górną część zdjęcia), a także na część zlokalizowaną tuż przy powierzchni pryzmatu (dolna część zdjęcia). Przewiduje się, że za lokalizację w części dolnej zdjęcia odpowiedzialne są wyżej wspomniane oddziaływania z rozproszonymi *rezonansowymi* fotonami obecnymi w objętości komory. Natomiast chmura w górnej części jest wynikiem odbicia od powierzchni lustra tworzonego wyłącznie przez *główną* falę zanikającą, gdyż w tym przypadku fala *rezonansowa* włączana jest jedynie na czas 4 ms. Postuluje się również, że brak chmury odbitej i przesuniętej pod wpływem ciśnienia światła może być spowodowany zbyt dużą liczbą rozproszonych fotonów na jeden atom. Bliskość rezonansu w tym wypadku może powodować przeniesienie populacji wybranego stanu

struktury nadsubtelnej ($F=3$) do innego ($F=2$), dla którego potencjał od fali zanikającej może być przyciągający bądź zbyt płytki, aby atom mógł zostać odbity. Wiązka *repumpera* odpowiedzialne za przepompowanie atomów z powrotem do stanu $F=3$, obecna podczas spadku i opcjonalnie w czasie odbicia, mogła w tym wypadku okazać się zbyt mało efektywna.



Rysunek 4.22: Zdjęcia odbitych chmur dla konfiguracji dwóch fal zanikających po czasie 35 ms i początkowej wysokości 2 mm. Parametry lustra: przypadek a) natężenie fali *rezonansowej* 1120 mW/cm^2 , polaryzacja TM, odstrojenie 10 MHz; przypadek b) natężenie fali *rezonansowej* 109 mW/cm^2 , polaryzacja TE i odstrojenie 8 MHz. Czas włączenia fali *rezonansowej* 4 ms. Natężenie *głównej* fali zanikającej $(325 \pm 20) \times 10^3 \text{ W/m}^2$, polaryzacja TM i odstrojenia 2.5 GHz.

Analogicznie jak dla przypadku jednej fali zanikającej, zebrane wyniki zostały również przedstawione w zależności od odstrojenia. Na rysunku 4.23 przedstawiono osobno wyniki dla polaryzacji TM i TE fali zanikającej, natomiast na wykresie c) umieszczono zależność dla przypadku polaryzacji TM i natężenia fali 280 mW/cm^2 na tle krzywej teoretycznej obliczonej dla takich samych parametrów jak eksperymentalne. Dodatkowo na wykresie d) przedstawiono charakter rozważanych zależności, poprzez przedstawienie liczby rozproszonych fotonów w funkcji odwrotności odstrojenia. Kolejny raz widać bardzo dobrą zgodność danych doświadczalnych z wynikami otrzymanymi numerycznie. Należy także zaznaczyć, jak duży wpływ na postać zależności otrzymanych teoretycznie mają wprowadzane parametry, takie jak: polaryzacja, kąt padania, natężenie czy odstrojenie. Niewielka zmiana którejś z wymienionych wartości prowadziła do dużej zmiany kształtu i wartości zależności teoretycznych umieszczonych na wykresach. Dlatego należy szczególnie



Rysunek 4.23: Zależności przedstawiające siłę ciśnienia światła pochodzącą od fali zanikającej, wywieraną na atomy odbijane od powierzchni lustra dipolowego tworzonego przez dwie fale zanikające; a) liczba rozproszonych fotonów na atom w funkcji odstrojenia dla polaryzacji TE; b) liczba rozproszonych fotonów na atom w funkcji odstrojenia dla polaryzacji TM; c) liczba rozproszonych fotonów dla wybranego przypadku polaryzacji i natężenia, wraz z dołączoną krzywą teoretyczną; d) liczba rozproszonych fotonów dla wybranego przypadku polaryzacji i natężenia w funkcji odwrotności odstrojenia. W tabelach przy wykresach podano odpowiednie natężenia (mW/cm^2) i polaryzację fali *rezonansowej*. Natężenie *głównej* fali zanikającej $(325 \pm 20) \times 10^3 W/m^2$, polaryzacja TM i odstrojenia 2.5 GHz. Kąt padania obu wiązek $43 \pm 0.5^\circ$.

podkreślić fakt zgodności pomiędzy danymi doświadczalnymi i obliczeniami dokonanymi numerycznie przy tych samych parametrach, co świadczy o dokładności pomiaru oraz dobrze przeprowadzonej analizie numerycznej.

Wyniki pomiarów otrzymanych przy konfiguracji jednej oraz dwóch fal zanikających na tle obliczeń teoretycznych można traktować jako swego rodzaju

podwójny sukces. Po pierwsze, dużym sukcesem jest bezpośrednia obserwacja ciśnienia promieniowania wywieranego na odbijane atomy przez falę zanikającą. Analizując trajektorie odbijanych atomów, zaobserwowano spodziewany przekaz pędu w kierunku propagacji fali zanikającej. Po drugie, zastosowany model obliczeń (bardzo czuły na wprowadzane parametry), okazał się trafny poprzez bardzo dobrą zgodność z wynikami eksperymentalnymi. Można zatem postulować, że użyte założenie modelu atomu dwupoziomowego do opisu eksperymentu jest uzasadnione. W celu głębszej analizy aspektów polaryzacyjnych w zagadnieniu ciśnienia światła, podjęta została również nieudana próba obserwacji trajektorii atomów odbitych od lutra tworzonego przez falę zanikającą o polaryzacji kołowej. W tej konfiguracji przekaz pędu powinien być również obserwowalny w kierunku poprzecznym do kierunku propagacji fali zanikającej [53]. Ponieważ jednak kąt obserwacji, w przypadku wykonywania zdjęć fluorescencyjnych, jest prostopadły do kierunku propagacji, a w przypadku techniki absorpcyjnej wynosi on 45° , nie udało się zaobserwować poprzecznych zmian w trajektorii odbitego atomu. Aby tego dokonać konieczna jest modyfikacja komory próżniowej, która pozwoli na obrazowanie fluorescencyjne w kierunku propagacji fali zanikającej.

Powracając do prac [54, 55], w których tematyka ciśnienia promieniowania od fali zanikającej była również tematem przewodnim, należy skomentować przedstawione w nich podejście teoretyczne do podejmowanych badań. Analogicznie, jak w niniejszej rozprawie, mierzone było przesunięcie odbitej chmury atomów w funkcji odstrojenia fali zanikającej. Przedział dobranych odstrojeń wynosił od 190 MHz do 1.4 GHz. Na podstawie przesunięć chmury obliczana była liczba spontanicznie rozpraszanych fotonów, która z kolei porównywana była z obliczeniami teoretycznymi. Z uwagi na fakt, że brak jest jasnego opisu dokonywanych obliczeń założyć można jedynie, że autorzy skorzystali z uproszczonej postaci potencjału dipolowego, co było motywowane zakresem dobranych odstrojeń (zakres dużych odstrojeń $\Rightarrow$ uproszczenie we wzorze 3.4). W dalszej części prowadzonych rachunków wprowadzone zostały poprawki związane z obecnością postulowanych efektów nasyceniowych, które jednak w żaden sposób nie były uwzględniane w samej postaci potencjału (zaniedbując jego logarytmiczną postać), a jedynie w częstości rozpraszania fotonów. W takim przypadku przedstawienie wyników eksperymentu (liczby rozpraszanych fotonów) w funkcji odstrojenia na tle obliczeń teoretycznych wiąże się ze sporymi rozbieżnościami. Jednocześnie należy zaznaczyć, że brak możliwości bezpośredniej weryfikacji wyników, zarówno eksperymentalnych

jak i teoretycznych nie wyklucza, że omawiane rozbieżności w większości wynikają z niedoskonałości eksperymentalnych, szeroko opisywanych w dyskusji wyników omawianych prac.

4.4 Podsumowanie i perspektywy

Przedstawiony w niniejszym rozdziale układ nowego, gruntownie przebudowanego atomowego lustra optycznego dla atomów Rb został zaprojektowany tak, aby mógł służyć precyzyjnym pomiarom oddziaływań atom-powierzchnia. Poprawiona została stabilność, wydajność, powtarzalność oraz precyzja wykonywanych pomiarów. Bardzo dużym modyfikacjom uległ układ pułapki magnetooptrycznej, co dzięki znacznemu obniżeniu dolnej granicy otrzymywanych temperatur, umożliwiło obserwację wielu nowych własności odbijanych atomów. Po raz pierwszy, w tym układzie, udało się również zaobserwować więcej niż jedno odbicie od powierzchni lustra oraz zarejestrować odbicie w obrazowaniu absorpcyjnym.

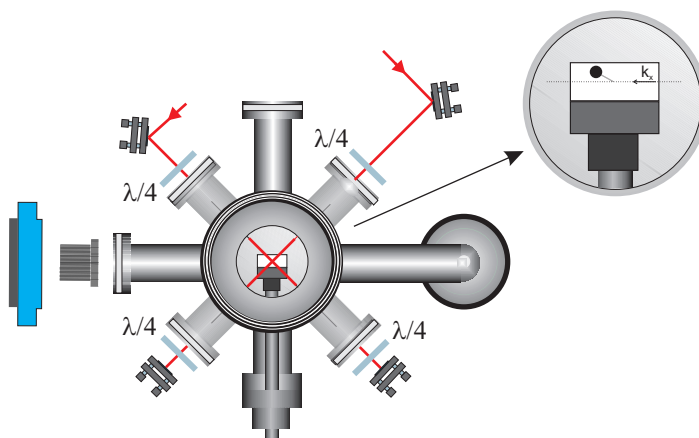
Po raz pierwszy dokonano szerokiego opisu fizycznych podstaw działania dipolowych lusterek optycznych dla odstrojeń bliskich rezonansu. Analizowany wpływ ciśnienia światła wywieranego przez falę zanikającą został także po raz pierwszy rozpatrzony pod kątem stanu polaryzacji tej fali. Rozpatrywane w rozdziale pierwszym i drugim szczególne własności fali (polaryzacja, natężenie, itp.) zostały również uwzględnione w obliczeniach dotyczących oszacowań i zależności liczby rozproszonych fotonów (podczas odbicia) od natężenia i odstrojenia. Uzyskując dobrą zgodność przewidywań teoretycznych i wyników eksperymentalnych udowodniono poprawność przyjętego opisu.

Cechy eksperymentalne opisanego lustra optycznego dają możliwość przeprowadzenia szeregu eksperymentów, które w zależności od potrzeb będą wymagały również niewielkiej modyfikacji układu. Skrócony opis kilku z nich przedstawiono poniżej, w kolejności planowanej realizacji:

- eksperymentalne zmierzenie potencjału optycznego dla atomów w różnych stanach zeemanowskich m_F oraz dla bardzo małych odstrojeń fali zanikającej. Metoda badań polega na pomiarze liczby odbitych od lustra optycznego atomów, w funkcji natężenia wiązki tworzącej lustro dipolowe. Znając postać siły van der Waalsa można, niejako odwracając rozumowanie przedstawione w [63], otrzymać informację o potencjale dipolowym. Metoda ta została już zastosowana dla zakresu dużych od-

strojeń fali zanikającej [85].

- obserwacja zależności siły ciśnienia światła od fali zanikającej spolaryzowanej kołowo. W tym przypadku oprócz przesunięcia chmury odbitych atomów w kierunku zgodnym z kierunkiem propagacji fali, spodziewane jest przesunięcie w kierunku poprzecznym [53]. Dla takiego przypadku konieczna jest jednak obserwacja w kierunku równoległym do kierunku propagacji fali, co wymaga przebudowy układu próżniowego w celu umieszczenia w komorze kolejnego okienka do obserwacji (rysunek 4.24).



Rysunek 4.24: Komora próżniowa z dodatkowym okienkiem umożliwiającym obserwację w kierunku propagacji fali zanikającej (widok z góry). Po prawej stronie rysunku widoczna jest powiększona część wewnętrzna komory wraz z naszkicowaną przewidywaną trajektorią atomów odbitych od powierzchni lustra tworzonego przez falę zanikającą o polaryzacji kołowej.

- zbadanie mechanicznego oddziaływania fali zanikającej na zimne atomy poruszające się w pobliżu powierzchni dielektrycznej pokrytej cienką (kilkadziesiąt nm) warstwą metaliczną i porównanie z wynikami dla lustra dipolowego bez pokrycia metalicznego. W szczególności zbadana zostanie dyspersja pędu w chmurze odbijanych atomów oraz ciśnienie światła wywierane przez falę zanikającą. Pomiary będą polegały na rejestrowaniu fluorescencyjnego lub absorpcyjnego obrazu chmury zimnych atomów odbijanych od lustra dipolowego i wyznaczeniu dyspersji pędu oraz przesunięcia środka ciężkości chmury wywołanego ciśnieniem światła. Zmiana parametrów odbicia atomów, takich jak

np. odległość klasycznego punktu zwrotu od powierzchni metalicznej, umożliwi zbadanie wpływu generowanego wraz z szumem Johnsona promieniowania elektromagnetycznego na zewnętrzne i (w miarę możliwości – wewnętrzne) stopnie swobody atomów. Dzięki temu też, poza wartościami poznawczymi, oceniona zostanie przydatność dipolowych lusterek optycznych z pokryciem metalicznym do konstrukcji pułapek powierzchniowych, jako konkurencyjnych względem układów powierzchniowych magnetycznych („atom chips”), w których używa się relatywnie grubych warstw metalicznych (np. 2 mikrony), generujących znaczny szum termiczny.

- zaobserwowanie odbicia kwantowego, polegającego na (wykluczonym w mechanice klasycznej) odbiciu cząstki od bariery potencjału mniejszej niż energia tej cząstki, a w tym – odbiciu od potencjału przyciągającego. Eksperymentalna realizacja odbicia kwantowego ma duże znaczenie poznawcze oraz otwiera nowe możliwości badania oddziaływań atomy-powierzchnia, ponieważ zjawisko odbicia kwantowego silnie zależy od szczegółowej postaci potencjału.
- eksperymentalne zmierzenie potencjału van der Waalsa z uwzględnieniem poprawek elektrodynamiki kwantowej (w podstawowym układzie lustra atomowego, tzn. z pojedynczą falą zanikającą). Mała początkowa wysokość chmury atomów prowadzi do małej (kilkakrotnie mniejszej niż w cytowanej pracy [63]) prędkości atomów w momencie ich odbijania, a to z kolei powinno dać możliwość precyzyjnego próbkowania badanego potencjału i zaobserwowania wpływu potencjału Casimira Poldera [86, 87]. Wymagana stabilność natężenia fali zanikającej zostanie osiągnięta przez stabilizację mocy lasera w pętli sprzężenia zwrotnego.
- zaobserwowanie chaosu i renesansu kwantowego w wibrującym lustrze optycznym [88, 89].

Bibliografia

- [1] J. Petykiewicz. *Optyka falowa*. PWN, Warszawa [1986].
- [2] A.N. Matveev. *Optics*. Mir Publishers, Moskwa [1988].
- [3] F. de Fornel. *Evanescent Waves*. Springer, Berlin [2001].
- [4] S. Huard. *Polarization of light*. John Wiley & Sons, Inc. [1997].
- [5] J.A. Stratton. *Electromagnetic theory*. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York [1941].
- [6] O. Bryngdahl. *Evanescent Waves in Optical Imaging*. In E. Wolf, editor, *Progress in Optics*, page 169. North-Holland Publishing Company [1973].
- [7] W.J. Wild, C. Lee Giles. *Goos-Hänchen shifts from absorbing media*. Phys. Rev. A, **25** (1982), 2099.
- [8] O.Costa de Beauregard, C. Imbert, Y.Levy. *Observation of shifts in total reflection of a light beam by a multilayered structure*. Phys. Rev. D, **15** (1977), 12.
- [9] O. Costa de Beauregrd, C. Imbert. *Quantized Longitudinal and Transverse Shift Associated with Total Internal Reflection*. Phys. Rev. D, **7** (1973), 3555.
- [10] G. Nienhuis, F. Schuller, M. Ducloy. *Nonlinear selective reflection from an atomic vapor at arbitrary incidence angle*. Phys. Rev. A, **38** (1988), 5197.
- [11] T.A. Vartanyan, A. Weis. *Origin of the “blueshift” in selective reflection spectroscopy and its partial compensation by the local-field correction*. Phys. Rev. A, **63** (2001), 063813.

- [12] R. Kondo, S. Tojo, T. Fujimoto, M. Hasuo. *Shift and broadening in attenuated total reflection spectra of the hyperfine-structure-resolved D2 line of dense rubidium vapor*. Phys. Rev. A, **73** (2006), 062504.
- [13] T. Kawalec. *Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka*. Ph.D. thesis, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków [2005].
- [14] R.C. Reddick, R.J. Warmack, T.L. Ferrel. *New form of scanning optical microscopy*. Phys. Rev. B, **39** (1989), 767.
- [15] R. Grimm, M. Weidemüller, Yu.B. Ovchinnikov. *Optical dipole traps for neutral atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys., **42** (2000), 95.
- [16] V.V. Ivanov, R.A. Cornelussen, H.B. van Linden van den Heuvell, R.J.C Spreeuw. *Observation of modified radiative properties of cold atoms in vacuum near a dielectric surface*. J. Opt. B, **6** (2004), 454.
- [17] K. Kiersnowski, L. Józefowski, T. Dohnalik. *Evanescent light-atom interaction detected by optogalvanic effect*. Opt. Commun., **150** (1998), 106.
- [18] T. Kawalec. *Optyczne badanie atomów przy powierzchni dielektryka*. Master's thesis, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków [2001].
- [19] T. Kawalec, M.J. Kasprówicz, L. Józefowski, T. Dohnalik. *Zeeman Effect Observed in the Evanescent Wave*. Acta Phys. Polonica A, **105** (2004), 349.
- [20] J. Fiutowski. *Efekt Zeemana obserwowany w fali zanikającej*. Master's thesis, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków [2005].
- [21] T. Kawalec, L. Józefowski, J. Fiutowski, M.J. Kasprówicz, T. Dohnalik. *Spectroscopic measurements of the evanescent wave polarization state*. Opt. Commun., **274** (2007), 341.
- [22] B. Barbieri, N. Beverini, A. Sasso. *Optogalvanic spectroscopy*. Rev. Mod. Phys., **62** (1990), 603.
- [23] E.C. Jung, D.-Y. Jeong, K. Song, J. Lee. *High-resolution optogalvanic spectroscopy of GdI*. Opt. Commun., **141** (1997), 83.

- [24] L.Józefowski, J. Fiutowski, T.Kawalec and H.-G. Rubahn. *Direct measurement of the evanescent wave polarization state*. JOSA B, **24** (2007), 624.
- [25] T.Kawalec, V.G. Bordo, L.Jozefowski and H.-G. Rubahn. *Two-photon evanescent-volume wave monitoring of desorbing Cs atoms*. Chem.Phys., **332** (2007), 102.
- [26] T. Kawalec, M.J. Kasprowicz, L. Józefowski, A. Burchianti, C. Marinelli, H.-G. Rubahn. *Dynamics of laserinduced cesium atom desorption from porous glass*. Chem. Phys. Lett., **420** (2006), 291.
- [27] J.Fiutowski, V.G. Bordo, L. Jozefowski, M. Madsen and H.-G. Rubahn. *Light scattering from an ordered array of needle-shaped organic nanoaggregates: Evidence for optical mode launching*. App.Phys.Lett., **92** (2008), 073302.
- [28] J. Brewer, C. Maibohm, L. Jozefowski, L. Bagatolli, and H.-G. Rubahn. *A 3d view on freefloating, space-fixed and surface-bound para -phenylene nanofibres* . Nanotechnology, **16** (2005), 2396.
- [29] F. Balzer and H.-G. Ruahn. *Dipole-assisted self-assembly of light-emitting p-nP needles on mica*. Appl. Phys. Lett., **79** (2001), 3860.
- [30] F. Balzer and H.-G. Ruahn. *Growth of optically active p-phenylene needles on mica*. Surface Science, **507** (2002), 588.
- [31] F. Balzer and H.-G. Rubahn. *Growth Control and Optics of Organic Nanoaggregates*. Advanced Functional Materials, **15** (2005), 17.
- [32] H. Yanagi, T. Ohara, and T. Morikawa. *Self-waveguided gain-narrowing of blue light emission from epitaxially oriented p-sexiphenyl crystals*. Adv. Mat., **13** (2001), 1452.
- [33] F. Balzer, V. Bordo, A. Simonsen, and H.-G. Rubahn. *Isolated hexa-phenyl nanofibers as optical waveguides*. Appl. Phys. Lett, **82** (2003), 10.
- [34] A. Simonsen and H.-G. Rubahn. *Local spectroscopy of individual hexa-phenyl nanofibers* . Nano Letters, **2** (2002), 1379.

- [35] J. Brewer. *Development and Biological and Nanophysical applications of ultrashort-pulse higher harmonic optical microscopy*. Ph.D. thesis, Department of Physics and Chemistry University of Southern Denmark, Odense [2007].
- [36] C.Maibohm, J. R. Brewer, H. Sturm, F. Balzer, H.-G. Rubahn. *Bleaching and coating of nanofibers*. Journal of Appl. Phys., **100** (2006), 054304.
- [37] H.Plank, R.Resel, S.Purger, J. Keckes, A. Thierry, B. Lotz, A. Andreev, N. S. Sariciftci, H. Sitter. *Heteropitaxial growth of self-assembled highly ordered para-sexiphenyl films: a crystallographic study*. Phys. Rev. B, **64** (2001), 235423.
- [38] W.Hansen. *Electric fields produced by the propagation of plane coherent electromagnetic radiation in a stratified medium*. J. Opt. Soc. Am., **58** (1968), 380.
- [39] R. Folman, P. Krüger, J. Schmiedmayer, J. Denschlag, C. Henkel. *Microscopic atom optics: from wires to an atom chip*. Adv. At. Mol. Opt. Phys., **48** (2002), 263.
- [40] T. Matsudo, H. Hori, T. Inoue, H. Iwata, Y. Inoue, T. Sakurai. *Direct detection of evanescent electromagnetic waves at a planar dielectric surface by laser atomic spectroscopy*. Phys. Rev. A, **55** (1997), 2406.
- [41] T. Matsudo, Y. Takahara, H. Hori, T. Sakurai. *Pseudomomentum transfer from evanescent waves to atoms measured by saturated absorption spectroscopy*. Opt. Commun., **145** (1998), 64.
- [42] J. Brewer, H.-G. Rubahn. *Laser-induced alkali atom desorption from thin sodium films on quartz prisms*. Chem. Phys., **303** (2004), 1.
- [43] M.J. Kasprowicz. *Badanie procesów zachodzących w zjawisku wyindukowanej światłem desorpcji atomowej*. Ph.D. thesis, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków [2004].
- [44] R.J. Cook, R.K. Hill. *An electromagnetic mirror for neutral atoms*. Opt. Commun., **43** (1982), 258.

- [45] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, Yu.B. Ovchinnikov, A.I. Sidorov. *Quantum-State-Selective Mirror Reflection of Atoms by Laser Light*. Phys. Rev. Lett., **60** (1988), 2137.
- [46] M.A. Kasevich, D.S. Weiss, S. Chu. *Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave*. Opt. Lett., **15** (1990), 607.
- [47] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji. *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*. J. Opt. Soc. Am. B, **2** (1985), 1707.
- [48] K. Kiersnowski. *Badanie własności zimnych atomów przy powierzchni oraz ich modów orbitalnych w pułpace magneto optycznej*. Ph.D. thesis, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków [2006].
- [49] J. Söding, R. Grimm, Yu.B. Ovchinnikov. *Gravitational laser trap for atoms with evanescent-wave cooling*. Opt. Commun., **119** (1995), 652.
- [50] P. Desbiolles, M. Arndt, P. Szriftgiser, J. Dalibard. *Elementary Sisyphus process close to a dielectric surface*. Phys. Rev. A, **54** (1996), 4292.
- [51] B.T. Wolschrijn, D. Voigt, R.J.C. Spreeuw, R. Jansen, R.A. Cornelussen, N. Bhattacharya, H.B. van Linden van den Heuvell. *Elastic and Inelastic Evanescent-Wave Mirrors for Cold Atoms*. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IV - Physics, **2** (2001), 619.
- [52] J.-Y. Courtois, J.-M. Courty, J. C. Mertz. *Internal dynamics of multilevel atoms near a vacuum-dielectric interface*. Phys. Rev. A, **53** (1996), 1862.
- [53] C. Henkel, J.-Y. Courtois. *Recoil and momentum diffusion of an atom close to a vacuum-dielectric interface*. Eur. Phys. J. D, **3** (1998), 129.
- [54] D. Voigt, B. T. Wolschrijn, R. Jansen, N. Bhattacharya, R. J. C. Spreeuw, H.B. van Linden van den Heuvell. *Observation of radiation pressure exerted by evanescent waves*. Phys. Rev. A, **61** (2000), 063412.
- [55] D. Voigt. *Evanescent-Wave Mirrors for Cold Atoms*. Ph.D. thesis, Van der Waals-Zeeman Instituut, Universiteit van Amsterdam [2000].

- [56] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg. *Atom-Photon Interactions. Basic Processes and Applications*. John Wiley & Sons, Inc. [1992].
- [57] S. Kawata, T. Sugiura. *Movement of micrometer-sized particles field of a laser beam*. Opt. Lett., **17** (1992), 772.
- [58] I. Brevik, T.A. Sivertsen, E. Almaas. *Radiation forces on an absorbing micrometer-sized sphere in an evanescent field*. J. Opt. Soc. Am. B, **20** (2003), 1739.
- [59] J.Södig, R. Grimm, Yu. Ovchinnikov. *Gravitational laser trap for atoms with evanescent-wave cooling*. Opt.Comm., **199** (1995), 652.
- [60] V.I. Balykin, V.S. Letokhov. *Atomic cavity with light-induced mirrors*. Appl. Phys. B, **48** (1989), 517.
- [61] H. Wallis, J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji. *Trapping atoms in a gravitational cavity*. Appl. Phys. B, **54** (1992), 407.
- [62] C.G. Aminoff, A.M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji. *Cesium Atoms Bouncing in a stable Gravitational Cavity*. Phys. Rev. Lett., **71** (1993), 3083.
- [63] A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect. *Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror*. Phys. Rev. Lett., **77** (1996), 1464.
- [64] N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Landragin, G. Labeyrie, L. Cогnet, V. Savalli, G. Horvath, A. Aspect, C. Hendel, K. Moelmer, J.-Y. Cortois, W.D. Phillips, R. Kaiser, V. Bagnato. *New Physics with Evanescent Wave atomic Mirrors: The van der Waals Force and Atomic Diffraction*. Phys. Scr., **T78** (1998), 7.
- [65] V. Savalli, D. Stevens, J. Estève, P.D. Featonby, V. Josse, N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Aspect. *Specular Reflection of Matter Waves from a Rough Mirror*. Phys. Rev. Lett., **88** (2002), 250404.
- [66] Yu.B. Ovchinnikov, J. Söding, R. Grimm. *Cooling Atoms in Dark Gravitational Laser Traps*. JETP Lett., **61** (1995), 10.

- [67] D.V. Laryushin, Yu.B. Ovchinnikov, V.I. Balykin, V.S. Letokhov. *Reflection cooling of sodium atoms in an evanescent light wave*. Opt. Commun., **135** (1997), 138.
- [68] Yu.B. Ovchinnikov, I. Manek, R. Grimm. *Surface Trap for Cs atoms based on Evanescent-wave Cooling*. Phys. Rev. Lett., **79** (1997), 2225.
- [69] I. Manek, Yu.B. Ovchinnikov, R. Grimm. *Generation of a hollow laser beam for atom trapping using an axicon*. Opt. Commun., **147** (1998), 67.
- [70] T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich, T.W. Hänsch. *Surface-plasmon mirror for atoms*. Opt. Lett., **18** (1993), 450.
- [71] C.R. Bennett, J.B. Kirk, M. Babiker. *Theory of evanescent mode atomic mirrors with a metallic layer*. Phys. Rev. A, **63** (2001), 033405.
- [72] H. Gauck, M. Hartl, D. Schneble, H. Schnitzler, T. Pfau, J. Mlynek. *Quasi-2D Gas of Laser Cooled Atoms in a Planar Matter Waveguide*. Phys. Rev. Lett., **81** (1998), 5298.
- [73] W. Hänsch, A.L. Schawlow. *Cooling of gases by laser radiation*. Opt. Commun., **13** (1975), 68.
- [74] S. Chu, L. Hollberg, J.E. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin. *Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., **55** (1985), 48.
- [75] T. Kawalec, K. Kiersnowski, J. Fiutowski, T. Dohnalik. *Flexible optical dipole mirror for cold atoms*. Acta Phys. Pol. A, **114** (2008), 721.
- [76] A. Noga. *Budowa i diagnostyka pułapki magneto – optycznej. Badanie zderzeń zimnych atomów rubidu w polu świetlnym*. Master's thesis, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków [2001].
- [77] J. Zachorowski, T. Pałasz, and W. Gawlik. *Magneto-Optical Trap for Rubidium Atoms*. Optica Applicata, **3** (1998), 239.
- [78] S. Życiński. *Opracowanie układu dipolowego lustra optycznego dla linii D_2 atomów Rb*. Master's thesis, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków [2009].

- [79] D. Bartoszek. *Absorpcyjne obrazowanie zimnych atomów*. Master's thesis, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków [2008].
- [80] Lev Khaykovich and Nir Davidson. *Compression of a cold atomic cloud by on-resonance laser light*. J. Opt. Soc. Am. B, **16** (1999), 702.
- [81] William D. Phillips, Paul D. Lett, Steven L. Rolston, Carol E. Tanner, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, Christophe Salomon, Jean Dalibard, André Clairon, and Saida Guellati. *Optical Molasses: Cold Atoms for Precision Measurements*. IEEE Transactions on instrumentation and measurement, **40** (1991), 78.
- [82] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook. *Optical molasses*. J. Opt. Soc. Am. B, **6** (1989), 2084.
- [83] Sanjukta Roy, Saptarishi Chaudhuri and C S Unnikrishnan. *Studies on cold atoms trapped in a Quasi-Electrostatic optical dipole trap*. J. Phys.: Conf. Ser., **80** (2007), 012043.
- [84] R. Scheunemann, F. S. Cataliotti, T. W. Haensch, and M. Weitz. *Resolving and addressing atoms in individual sites of a CO2-laser optical lattice*. Phys. Rev. A, **62** (2000), 051801.
- [85] T. Urbańczyk. *Oddziaływanie zimnych atomów z powierzchnią dielektryczną w dipolowym lustrze optycznym*. Master's thesis, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków [w przygotowaniu].
- [86] B. Segev, R. C    , M. G. Raizen. *Quantum reflection from an atomic mirror*. Phys. Rev. A, **56** (1997), R3350.
- [87] H.B.G. Casimir, D. Polder. *The Influence of Retardation on the London-van der Waals Forces*. Phys. Rev., **73** (1948), 360.
- [88] A. Buchleitner, D. Delande, and J. Zakrzewski. *Non-dispersive wave packets in periodically driven quantum systems*. Phys. Rep, **368** (2002), 409.
- [89] F. Saif and I. Rehman. *Coherent acceleration of material wave packets in modulated optical fields*. Phys. Rev. A, **75** (2007), 043610.