

Tomasz Kawalec

Właściwości fali zanikającej i ich  
wykorzystanie do badania ruchu atomów przy  
powierzchni dielektryka

PRACA DOKTORSKA NAPISANA W INSTYTUCIE FIZYKI  
UNIwersYTETU JagIELLOŃSKIEGO W KRAKOWIE POD  
KIERUNKIEM PROF. DRA HAB. TOMASZA DOHNALIKA

WYDANIE DRUGIE, POPRAWIONE

Kraków 2005



# Spis treści

Streszczenie	VII
Podziękowania	IX
Wprowadzenie	1
<b>1 Właściwości fali zanikającej</b>	<b>5</b>
1.1 Wstęp . . . . .	5
1.2 Podstawowy opis fali zanikającej . . . . .	6
1.2.1 Stan polaryzacji fali zanikającej . . . . .	10
1.2.2 Wektor Poyntinga dla fali zanikającej . . . . .	12
1.2.3 Przesunięcie Goosa-Hänchena . . . . .	13
1.3 Spektroskopowe metody badań fali zanikającej . . . . .	15
1.4 Wybrane zastosowania fali zanikającej . . . . .	20
<b>2 Badanie stanu polaryzacji fali zanikającej</b>	<b>25</b>
2.1 Wstęp . . . . .	25
2.2 Metoda badań . . . . .	25
2.3 Detekcja optogalwaniczna . . . . .	27
2.4 Układ eksperymentalny . . . . .	31
2.5 Wyniki badań i wnioski . . . . .	39
2.5.1 Właściwości efektu optogalwanicznego dla fali zanika- jącej . . . . .	39
2.5.2 Analiza stanu polaryzacji fali zanikającej . . . . .	44
2.6 Podsumowanie . . . . .	46
<b>3 Pomiar rozkładu prędkości atomów w efekcie LIAD</b>	<b>49</b>
3.1 Wprowadzenie . . . . .	49
3.2 Podstawowe właściwości efektu LIAD . . . . .	50

3.3	Spektroskopowa metoda badania efektu LIAD . . . . .	53
3.3.1	Podstawy teoretyczne spektroskopii w wiązках skrzyżowanych . . . . .	53
3.3.2	Układ eksperymentalny . . . . .	57
3.3.3	Wstępne wyniki pomiarów . . . . .	62
3.3.4	Podsumowanie . . . . .	66
3.4	Badanie jednowymiarowego rozkładu prędkości atomów . . . . .	67
3.4.1	Wstęp . . . . .	67
3.4.2	Właściwości szkła porowatego . . . . .	68
3.4.3	Typy desorpcji indukowanej światłem . . . . .	70
3.4.4	Układ eksperymentalny . . . . .	72
3.4.5	Wyniki pomiarów . . . . .	77
3.4.6	Wnioski . . . . .	79
3.4.7	Podsumowanie . . . . .	81
<b>4</b>	<b>Lustro optyczne dla atomów rubidu</b>	<b>83</b>
4.1	Wstęp . . . . .	83
4.2	Zasada działania optycznych lusterek atomowych . . . . .	84
4.3	Elementarny opis pułapki MOT . . . . .	96
4.4	Metody realizacji lusterek optycznych . . . . .	97
4.5	Układ eksperymentalny . . . . .	100
4.6	Przebieg i wyniki eksperymentu . . . . .	110
4.6.1	Szczegóły konstrukcji lustera optycznego . . . . .	110
4.6.2	Zagadnienie rozpraszania fotonów . . . . .	120
4.6.3	Nieelastyczne odbicie atomów . . . . .	122
4.7	Podsumowanie . . . . .	123
<b>A</b>	<b>Wyprowadzenie wzoru 3.7</b>	<b>127</b>
<b>B</b>	<b>Niektóre rozwiązania techniczne w pułapce powierzchniowej</b>	<b>129</b>
B.1	Stabilizacja lasera <i>master</i> . . . . .	129
B.2	Oprogramowanie . . . . .	131
B.3	Sterowanie eksperymentem . . . . .	131
B.4	Zależności czasowe w sterowaniu pułapką powierzchniową . . . . .	133
B.5	Zdjęcia i schemat układu lustera optycznego . . . . .	134
	<b>Bibliografia</b>	<b>137</b>

**SPIS TREŚCI**

---

**V**

**C Płyta kompaktowa**

**149**

**D Recenzje**

**151**



# Streszczenie

Pierwsza część niniejszej pracy dotyczy badania niektórych właściwości fali zanikającej przy pomocy metod spektroskopowych. Przeprowadzone eksperymenty pozwoliły na potwierdzenie istnienia przewidywanej niepoprzeczności fali zanikającej, a ponadto wykazano przydatność tej fali do badania wpływu powierzchni dielektrycznej na właściwości znajdujących się w jej pobliżu atomów. W dalszej części pracy przedstawiono dwa eksperymenty, w których wykorzystano specyficzne właściwości fali zanikającej. Pierwszy z nich umożliwia, dzięki przeprowadzeniu dwufotonowej spektroskopii w skrzyżowanej fali zanikającej i płaskiej, pomiar dwuwymiarowych rozkładów prędkości atomów, poruszających się w pobliżu warstwy organicznej, będącej przedmiotem badań ze względu na zachodzący dla niej efekt indukowanej światłem desorpcji – LIAD. W celu uzupełnienia badań związanych z efektem LIAD, przeprowadzono również standardowe pomiary czasu przelotu dla atomów desorbowanych ze szkła porowatego. W drugim eksperymencie związanym z zastosowaniem właściwości fali zanikającej, wykorzystano istnienie siły dipolowej, wywieranej na atomy poruszające się w polu odstrojonej od rezonansu fali zanikającej, do konstrukcji efektywnego lustra optycznego dla zimnych atomów, pochodzących z pułapki magnetooptycznej.

# Abstract

The first part of the thesis concerns investigation of some properties of the evanescent wave with the use of the spectroscopic method. The results of performed experiments confirm the existence of the non-transverse electric field component of the evanescent wave. It was also shown that the evanescent wave is a useful tool for investigation of the influence of the dielectric surface on the properties of atoms moving in its vicinity. In the next part of the thesis there are described two experiments, performed with the use of specific properties of the evanescent wave. In the first of them, two-photon spectroscopy in crossed evanescent-plane waves allows one to measure two-dimensional velocity distribution of atoms moving close to the organic film placed on the dielectric prism. This organic coating has attracted great interest of scientists because of its main role in the light induced atomic desorption effect called LIAD. Additional measurements were done in order to better understand the LIAD effect. The common time-of-flight method was used in this case for atoms being photodesorbed from porous glass. In the second experiment the dipole force acting on atoms moving in the area of blue-detuned evanescent wave was used. On this basis the efficient optical mirror for atoms was constructed.



# Podziękowania

Pragnę wyrazić wdzięczność prof. dr hab. Tomaszowi Dohnalikowi za zainteresowanie mnie tematyką spektroskopii w fali zanikającej, opiekę podczas powstawania tej pracy oraz wielką życzliwość.

Bardzo dziękuję dr Leszkowi Józefowskiemu za wprowadzenie mnie w sztukę optyki oraz wszelką pomoc, także w sprawach poza zawodowych.

Jestem bardzo wdzięczny prof. dr hab. Horstowi-Günterowi Rubahnowi za umożliwienie mi kilkumiesięcznej pracy w jego grupie na Uniwersytecie Południowej Danii w Odensie oraz cenne wskazówki dotyczące wykonywanych eksperymentów.

Dziękuję Markowi Kaszproiczowi i Krzysztofowi Kiersnowskiemu – współautorom części doświadczeń – za wieloletnią, owocną współpracę i przyjaźń. Wszystkim pracownikom i studentom Zakładu Optyki Atomowej i Zakładu Fotoniki dziękuję za pomoc, życzliwość oraz wspierającą, niepowtarzalną atmosferę towarzyszącą codziennej pracy. Szczególne słowa wdzięczności kieruję do dr hab. Jerzego Zachorowskiego, pani Danuty Myrek, mgr inż. Piotra Piątkowskiego (z Zakładu Fizyki Doświadczalnej), dr Marii i Tomasza Brzozowskich, mgr Krzysztofa Magdy, inż. Józefa Flagi, pana Stanisława Pajki, mgr Jerzego Dymka, pana Piotra Klocka, a także msc. Jonathana Brewera, dr Vladimira Bordo i dr Victora Petrunina z grupy duńskiej.



# Wprowadzenie

Fala zanikająca, która jest tematem przewodnim niniejszej pracy, jest długo obecna w fizyce klasycznej – jej istnienie zostało przewidziane już przez I. Newtona. Niektóre z właściwości tej fali poznano jednak dopiero w drugiej połowie XX wieku. Fala zanikająca, towarzysząca zjawisku całkowitego wewnętrznego odbicia, nie jest jedynie ciekawostką akademicką – jej praktyczne zastosowanie nastąpiło już w 1906 roku, kiedy powstała nowa wersja (wynalezionego w 1847 roku) mikroskopu ciemnego pola. Kolejnym typem mikroskopu, wykorzystującym właściwości fali zanikającej, był mikroskop fotonowo-tunelowy, wynaleziony w 1936 roku. W następnych latach XX wieku obszar zastosowań omawianej fali bardzo się poszerzył – w latach sześćdziesiątych opracowano metodę holograficznego zapisu obrazu z jej wykorzystaniem, od początku lat osiemdziesiątych służy jako spektroskopowe narzędzie badania oddziaływania atomów w fazie gazowej z powierzchnią dielektryka, a w 1989 roku powstała odmiana mikroskopu bliskiego pola – fotonowo-tunelowy mikroskop skaningowy (PTSM). Fala zanikająca jest głównym elementem luster optycznych dla atomów, zaproponowanych w roku 1987. Rozwój tego typu luster doprowadził w 2004 roku do otrzymania dwuwymiarowego kondensatu Bosego-Einsteina w odległości  $1\ \mu\text{m}$  od powierzchni pryzmatu dielektrycznego.

Należy pamiętać, że fala zanikająca, jako szczególne rozwiązanie równania falowego, pojawia się w obszarze pola bliskiego przy dyfrakcji światła na aperturach i strukturach o charakterystycznych rozmiarach rzędu długości fali i mniejszych. Fakt ten stanowi podstawę działania różnych typów skaningowych mikroskopów bliskiego pola (SNOM).

Fala zanikająca jest nieodłącznie związana z techniką światłowodową, a także z rozwijającą się w ostatnich latach dziedziną zintegrowanych urządzeń optycznych.

Przedstawiona w wielkim skrócie historia różnorodnych zastosowań fali zanikającej, zarówno w fizyce jak i przemyśle, skłania do głębszego zainteresowania się fizycznymi aspektami tej fali. Tematyka niniejszej pracy jest związana głównie z badaniem niektórych właściwości fali zanikającej oraz z praktycznym jej wykorzystaniem w spektroskopowych badaniach ruchu atomów w pobliżu powierzchni dielektrycznej oraz w konstrukcji optycznego lustra dla atomów rubidu.

W **rozdziale pierwszym** są przedstawione podstawowe właściwości fali zanikającej oraz niektóre metody ich badania. Zarysowano również podstawy fizyczne spektroskopii przeprowadzanej z wykorzystaniem fali zanikającej oraz opisano sposoby wykorzystania tych właściwości w badaniach z dziedziny fizyki.

**Rozdział drugi** zawiera opis eksperymentu i próbę analizy otrzymanych w nim wyników, związanych z badaniem właściwości efektu optogalwanicznego dla fali zanikającej oraz z badaniem przy jego pomocy stanu polaryzacji fali zanikającej.

W **rozdziale trzecim** opisano eksperyment, który umożliwia, dzięki przeprowadzeniu dwufotonowej spektroskopii w skrzyżowanej fali zanikającej i płaskiej, pomiar dwuwymiarowych rozkładów prędkości atomów, poruszających się w pobliżu powierzchni pryzmatu pokrytego warstwą organiczną, będącą najczęściej używanym rezerwuarem atomów w efekcie nietermicznej, indukowanej światłem desorpcji atomowej. Uzupełnieniem prowadzonych badań z użyciem fali zanikającej, jest opisany w par. 3.4 eksperyment, mający na celu zbadanie mechanizmu desorpcji atomów alkalicznych ze szkła porowatego, pod wpływem laserowego promieniowania impulsowego. Szkło tego typu stało się niedawno przedmiotem badań fizyków atomowych, ze względu na możliwość jego wykorzystania jako wygodnego, kontrolowanego źródła atomów w różnych typach pułapek magnetycznych i optycznych, a w tym – powierzchniowych.

**Rozdział czwarty** jest poświęcony opisowi budowy oraz optymalizacji lustra optycznego dla atomów rubidu – narzędzia pozwalającego na manipulowanie atomami przy powierzchni dielektryka przy pomocy dipolowych sił optycznych. Opis ten jest poprzedzony przedstawieniem podstaw teoretycznych działania elastycznych i nieelastycznych lusterek optycznych oraz ich przykładowych realizacji eksperymentalnych.

W **dodatku A** jest wyprowadzony wzór, pomocny przy analizie wyników z paragrafu 3.4, a **dodatek B** zawiera opis niektórych rozwiązań technicz-

nych, zastosowanych przy konstrukcji opisanego w rozdziale czwartym lustro optycznego dla atomów, a także schemat całego układu oraz jego zdjęcia. Do pracy dołączona jest jako **dodatek C** płyta kompaktowa, zawierająca: oprogramowanie umożliwiające sterowanie eksperymentami przeprowadzanymi przy pomocy lustro optycznego, bazę bibliograficzną źródeł naukowych związanych z tematyką poruszaną w niniejszej rozprawie oraz elektroniczną wersję pracy w formatach *pdf* i *ps*.

Eksperymenty przedstawione w rozdziałach **drugim** i **czwartym** zostały przeprowadzone w Zakładzie Optyki Atomowej w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, a doświadczenia opisane w rozdziale **trzecim** wykonano w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Południowej Danii w Odensie.

W **wydaniu drugim** zostały poprawione drobne błędy, zauważone przez autora pracy. Uwzględniono również niektóre uwagi językowe jednego z Recenzentów. Na końcu pracy (w **dodatku D**) dołączono kserokopie obydwu recenzji.



# Rozdział 1

## Właściwości fali zanikającej

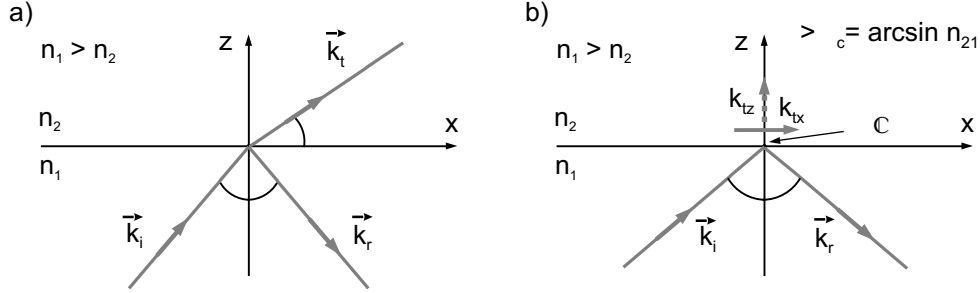
### 1.1 Wstęp

Fala zanikająca, dla której spotyka się również nazwę *fala ewanescentna*, jest jednym z możliwych rozwiązań równania falowego w optyce. Od strony eksperymentalnej, fala ta m.in. pojawia się w rzadszym optycznie ośrodku, kiedy zachodzi dobrze znane zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia oraz przy dyfrakcji światła na obiektach posiadających strukturę charakteryzowaną odległościami mniejszymi niż długość fali. Obecność światła w ośrodku optycznie rzadszym, przy całkowitym wewnętrznym odbiciu, została zauważona przez I. Newtona. Opis tej obserwacji został zawarty w dziele *Optyka* w 1717 roku. Szkic kilku eksperymentów, przeprowadzonych w drugiej połowie XIX wieku oraz w wieku XX, mających na celu poznanie elementarnych (praktycznie – geometrycznych) cech fali zanikającej oraz zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia, można znaleźć w [1]. W niniejszym rozdziale skoncentrowano się głównie na przedstawieniu podstawowych właściwości fali zanikającej w kontekście elektromagnetycznej teorii światła oraz spektroskopii w domenie optycznej.

**Uwaga:** w niniejszej pracy wprowadzono nazwę *fala objętościowa*, oznaczającą zwykłą falę płaską (w rzeczywistości – falę o profilu gaussowskim), w odróżnieniu od *fali zanikającej*.

## 1.2 Podstawowy opis fali zanikającej

Rozważmy monochromatyczną falę płaską padającą (w płaszczyźnie  $XZ$ ) na granicę rozdziału dwóch dielektryków, charakteryzowanych przez współczynniki załamania  $n_1$  i  $n_2$  (patrz rysunek 1.1 a). Przyjęto przenikalność



Rysunek 1.1: Zachowanie się fali płaskiej na granicy rozdziału dielektryków: a) przypadek zwykłego odbicia i załamania, b) przypadek całkowitego wewnętrznego odbicia. Zaznaczono symbolicznie składowe wektora falowego fali zanikającej ( $k_{tx}, k_{tz}$ )

magnetyczną  $\mu_1 = \mu_2 = 1$ . Wektory elektryczne fali padającej ( $i$ ), ugiętej ( $t$ ) i odbitej ( $r$ ) dane są wzorem:

$$\vec{E}_j(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \underbrace{\hat{p}_j E_j}_{\vec{E}_j} \exp \left( i \left( \vec{k}_j \vec{r} - \omega t \right) \right) + c.c., \quad (1.1)$$

gdzie  $\hat{p}_j$  to zespolony wektor polaryzacji,  $E_j$  – amplituda pola elektrycznego,  $j = i, r, t$ ,  $\vec{k}_j$  – wektor falowy, a  $\omega$  – częstość. Jeśli zachodzi  $n_1 > n_2$ , istnieje taki kąt padania  $\theta$ , zwany kątem granicznym i oznaczanym  $\theta_c$ , dla którego kąt załamania  $\gamma$  wynosi  $\pi/2$ . Z prawa Snella łatwo widać, że:

$$\theta_c = \arcsin n_{21}, \quad (1.2)$$

gdzie  $n_{21} = n_2/n_1$ . Gdy kąt padania jest większy od kąta granicznego, czyli  $\theta > \theta_c$ , kąt załamania  $\gamma$  przyjmuje formalnie wartości zespolone (patrz rys. 1.1 b). Zachodzi wtedy zjawisko tzw. całkowitego wewnętrznego odbicia.<sup>1</sup> W celu przeanalizowania właściwości tego zjawiska, warto przytoczyć równania Fresnela, pozwalające wyliczyć względne amplitudy wektora elektrycznego fal płaskich, odbitych ( $E_r$ ) i załamanych ( $E_t$ ) na granicy izotropowych,

<sup>1</sup>Z ang.: Total Internal Reflection, w skrócie TIR



nieskończonych ośrodków dielektrycznych:

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

**Uwaga:** W całej pracy przyjęto oznaczenie  $TM$  dla polaryzacji fali padającej w płaszczyźnie padania i  $TE$  – dla polaryzacji prostopadłej do płaszczyzny padania.

Z równań Fresnela (wzory 1.3), dla  $\theta > \theta_c$  wynika, że składowe  $TE$  i  $TM$  wektora  $\vec{E}_r$  fali odbitej wiążą się z odpowiednimi składowymi wektora  $\vec{E}_i$  fali padającej w następujący sposób:

$$\begin{aligned}
E_r^{TE} &= E_i^{TE} e^{i\delta^{TE}}, \\
E_r^{TM} &= E_i^{TM} e^{i\delta^{TM}}.
\end{aligned} \tag{1.4}$$

Oznacza to, że moduły amplitud wektora elektrycznego fali padającej i odbitej są sobie równe, niezależnie od polaryzacji fali padającej, a zatem zachodzi:  $|r_{TM}| = |r_{TE}| = 1$ . Składowe  $TE$  i  $TM$  wektora  $\vec{E}_i$  fali padającej doznają natomiast przy całkowitym wewnętrznym odbiciu skoków fazy, odpowiednio  $\delta^{TE}$  i  $\delta^{TM}$  takich, że:

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

$$\tan \frac{\delta^{TM}}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}}{n_{21}^2 \cos \theta}. \tag{1.6}$$

Mimo zachodzenia zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia, pole elektromagnetyczne w ośrodku optycznie rzadszym istnieje. W celu jego scharakteryzowania wystarczy rozważyć falę załamana w ogólnej postaci 1.1, przyjmując układ współrzędnych jak na rys. 1.1 b). Z równania falowego, otrzymanego

na podstawie równań Maxwella, dla prędkości  $v = c/n_2$  rozchodzenia się fali:

$$\nabla^2 \vec{E}_t = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_t}{\partial t^2} \quad (1.7)$$

wynika:

$$k_{tx}^2 + k_{tz}^2 = k^2, \text{ gdzie } k = \frac{\omega n_2}{c}. \quad (1.8)$$

Ponieważ zasada zachowania pędu wymaga, aby dla kierunku  $x$  zachodziła równość:

$$k_{tx} = \frac{\omega}{c} n_1 \sin \theta, \quad (1.9)$$

łatwo można wyliczyć składową  $z$  wektora falowego:

$$k_{tz} = i \frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}. \quad (1.10)$$

Uwzględniając 1.9 i 1.10, otrzymuje się wzór na czynnik fazowy fali załamanej, o amplitudzie  $\hat{E}_t$ :

$$\exp \left[ -ix \left( \frac{\omega}{c} n_1 \sin \theta \right) \right] \exp \left[ -z \left( \frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2} \right) \right] \exp [-i\omega t]. \quad (1.11)$$

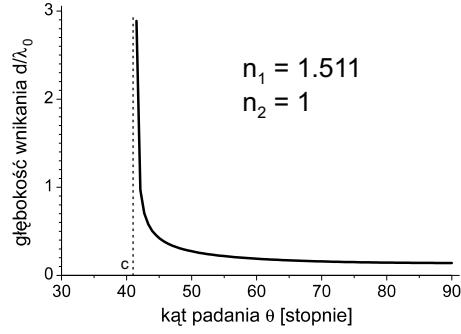
Czynnik  $\omega/c$  można oczywiście zastąpić przez  $k_0$  – długość wektora falowego w próżni. Poszczególne składowe wektora  $\hat{E}_t$  zostaną przedstawione *explicit* w par. 1.2.1. Ze wzoru 1.11 wynika, że fala załamana rozprzestrzenia się wzdłuż granicy rozdziału dielektryków (w kierunku osi  $x$ ) i zanika wykładniczo wraz ze wzrostem odległości od tej granicy (w kierunku osi  $z$ ). Fala ta, nazywana *zanikającą*, jest falą niejednorodną – płaszczyzny stałej amplitudy i stałej fazy nie są bowiem równoległe. Definiuje się tzw. głębokość wnikania  $d$  fali zanikającej jako:

$$d = |k_{tz}|^{-1} = \frac{1}{\frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}} = \frac{\lambda_0}{2\pi \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}}, \quad (1.12)$$

gdzie  $\lambda_0$  jest długością fali w próżni. Głębokość wnikania jest porównywalna z długością fali padającej  $\lambda$ . Na rys. 1.2 jest przedstawiona zależność wielkości  $d$  od kąta padania, dla typowego współczynnika załamania  $n_1$  szkła.

Istotną wielkością, wygodną od strony eksperymentalnej, związaną z falą elektromagnetyczną jest jej natężenie – pozwala ono bowiem opisać oddziaływanie fali i atomów. Efektywne natężenie fali zanikającej można wyrazić jako:

$$I = \frac{1}{2} n \varepsilon_0 c |\vec{E}_t|^2. \quad (1.13)$$



Rysunek 1.2: Głębokość wnikania  $d$  fali zanikającej do ośrodka rzadszego optycznie w funkcji kąta padania  $\theta$

Wersory polaryzacji fali zanikającej, potrzebne do wyliczenia wielkości  $|\vec{E}_t|^2$  można łatwo znaleźć, wstawiając za kąt załamania  $\gamma$  jego zespoloną wartość, wyliczoną wprost z prawa Snella:

$$\hat{p}_{TM} = (-\cos \gamma, 0, \sin \gamma) \Rightarrow \hat{p}_{TM}^* \cdot \hat{p}_{TM} = \frac{1}{n_{21}^2} (2 \sin^2 \theta - n_{21}^2), \quad (1.14)$$

$$\hat{p}_{TE} = (0, 1, 0) \Rightarrow \hat{p}_{TE}^* \cdot \hat{p}_{TE} = 1. \quad (1.15)$$

Przy symbolach  $\hat{p}$  pominięto indeks  $t$ . Definiuje się natężeniowe współczynniki transmisji  $T_{TM}$  i  $T_{TE}$ , pozwalające wyliczyć, na bazie równań Fresnela, efektywne natężenie fali zanikającej dla  $z = 0$ , przy znajomości natężenia fali padającej:

$$T_{TM} = \frac{I_t^{TM}}{I_i^{TM}} = \frac{n_2 |\hat{E}_t^{TM}|^2}{n_1 |\hat{E}_i^{TM}|^2} = \frac{n_2 |\hat{p}_{TM} E_t^{TM}|^2}{n_1 |\hat{E}_i^{TM}|^2} = n_{21} t_{TM}^* t_{TM} \hat{p}_{TM}^* \cdot \hat{p}_{TM}, \quad (1.16)$$

$$T_{TE} = \frac{I_t^{TE}}{I_i^{TE}} = \frac{n_2 |\hat{E}_t^{TE}|^2}{n_1 |\hat{E}_i^{TE}|^2} = \frac{n_2 |\hat{p}_{TE} E_t^{TE}|^2}{n_1 |\hat{E}_i^{TE}|^2} = n_{21} t_{TE}^* t_{TE} \hat{p}_{TE}^* \cdot \hat{p}_{TE}. \quad (1.17)$$

Wykorzystanie wzorów 1.3 dla zespolonych współczynników  $t_{TE}$  i  $t_{TM}$  (dla  $\theta > \theta_c$ ) daje ostatecznie:

$$T_{TM} = n_{21} \frac{4 \cos^2 \theta (2 \sin^2 \theta - n_{21}^2)}{n_{21}^4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta - n_{21}^2}, \quad (1.18)$$

$$T_{TE} = n_{21} \frac{4 \cos^2 \theta}{1 - n_{21}^2}. \quad (1.19)$$

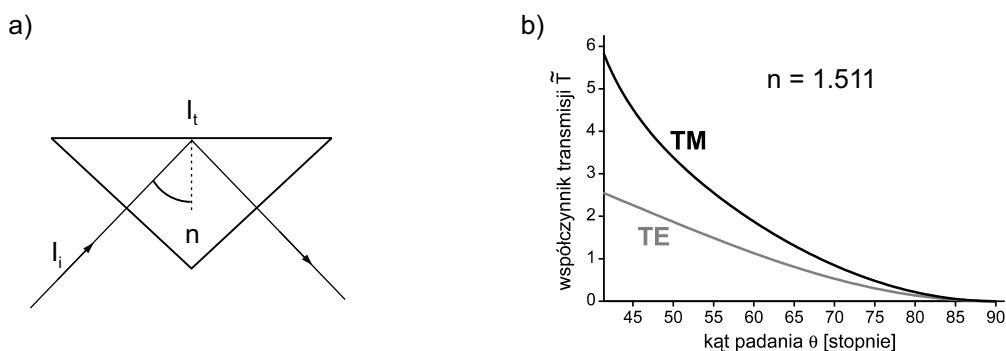
W typowych badaniach z dziedziny optyki atomowej, w których wykorzystuje się falę zanikającą, ośrodkiem rzadszym optycznie są pary atomowe,

dla których zachodzi  $n_2 \approx 1$ . Na rys. 1.3 a) naszkicowany jest typowy układ, dzięki któremu można uzyskać falę zanikającą. Przyjmując  $n_1 = n$  oraz uwzględniając współczynnik transmisji  $A_{TM,TE}$  dla wiązki przechodzącej przez ścianę pryzmatu, wzory 1.18 i 1.19 można przepisać w wygodniejszej postaci:

$$\tilde{T}_{TM} = A_{TM} \frac{4n(2n^2 \sin^2 \theta - 1) \cos^2 \theta}{n^4 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta - n^2}, \quad (1.20)$$

$$\tilde{T}_{TE} = A_{TE} \frac{4n \cos^2 \theta}{n^2 - 1}. \quad (1.21)$$

Na rys. 1.3 b) przedstawiona jest zależność współczynników  $\tilde{T}$  od kąta padania  $\theta$  dla typowego współczynnika załamania  $n$ . Warto zwrócić uwagę, że natężenie fali zanikającej może być większe niż natężenie fali padającej. Fakt ten wykorzystano przy projektowaniu lustra optycznego dla atomów, opisanego w rozdz. 4.



Rysunek 1.3: a) szkic układu eksperymentalnego b) współczynnik transmisji  $\tilde{T}$  dla fali zanikającej, dla polaryzacji  $TE$  i  $TM$  fali padającej w funkcji kąta padania  $\theta$  z uwzględnieniem sytuacji eksperymentalnej przedstawionej w części a)

### 1.2.1 Stan polaryzacji fali zanikającej

Stan polaryzacji fali zanikającej jest wyliczony w kilku pozycjach książkowych [1, 2, 3, 4]. Choć znajduje się go relatywnie prosto, bazując na równaniach Maxwella, to różni się on od dobrze znanego i intuicyjnie rozumianego stanu polaryzacji fal płaskich. Najprościej można wyznaczyć składowe wektora  $\hat{E}_t$  na podstawie lewej strony implikacji 1.14 i 1.15 oraz wzorów Fresnela

1.3:

$$\frac{E_{tx}}{E_i^{TM}} = \frac{2 \cos \theta \sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}}{\sqrt{n_{21}^4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta - n_{21}^2}} e^{(-i(\delta^{TM} + \pi)/2)}, \quad (1.22)$$

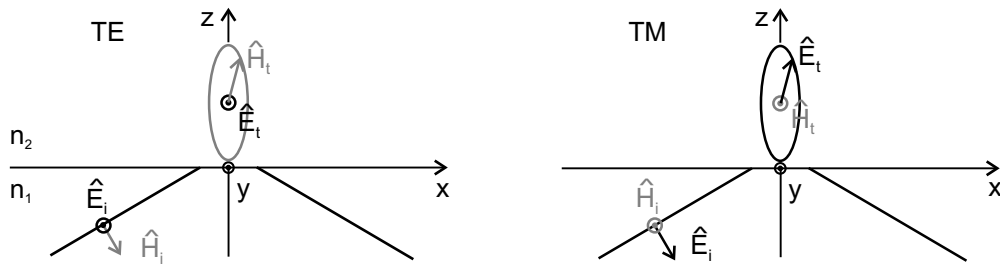
$$\frac{E_{ty}}{E_i^{TE}} = \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{1 - n_{21}^2}} e^{(-i\delta^{TE}/2)}, \quad (1.23)$$

$$\frac{E_{tz}}{E_i^{TM}} = \frac{2 \cos \theta \sin \theta}{\sqrt{n_{21}^4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta - n_{21}^2}} e^{(-i\delta^{TM}/2)}. \quad (1.24)$$

Wszystkie składowe wektora  $\hat{E}_t$  posiadają ponadto wspólny czynnik fazowy:

$$\exp\left(-i\left(xn_1 \frac{\omega}{c} \sin \theta - \omega t\right) - z/d\right). \quad (1.25)$$

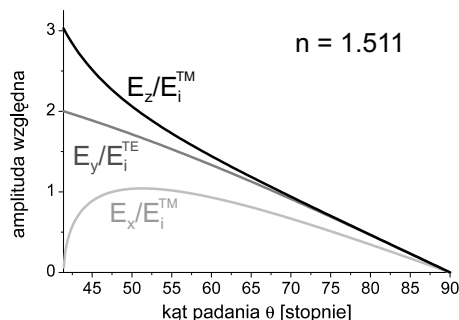
Jak łatwo zauważyć, polaryzacja fali zanikającej jest eliptyczna dla polaryzacji  $TM$  fali padającej (składowe  $E_{tx}$  i  $E_{tz}$  różnią się o czynnik fazowy  $\pi/2$ ), a liniowa dla polaryzacji  $TE$  fali padającej. Należy podkreślić, że elipsa zakreślana przez wektor pola elektrycznego dla polaryzacji  $TM$  leży w płaszczyźnie padania, a zatem fala zanikająca nie jest w tym przypadku falą poprzeczną. Jednocześnie fala zanikająca jest jednak poprzeczna ze względu na kierunek drgań wektora pola magnetycznego [3]. Można to pokazać, wyliczając składowe wektora pola magnetycznego analogicznie jak dla pola elektrycznego. Na rys. 1.4 przedstawione są schematycznie przewidywane stany polaryzacji fali zanikającej, także z uwzględnieniem kierunków drgań wektora pola magnetycznego  $\hat{H}$ .



Rysunek 1.4: Przewidywany stan polaryzacji fali zanikającej dla polaryzacji  $TE$  i  $TM$  fali padającej

Na rys. 1.5 ukazana jest zależność amplitud poszczególnych składowych wektora  $\hat{E}_t$  w funkcji kąta padania  $\theta$ , wykreślona na podstawie równ. 1.22-1.24, bez uwzględnienia czynnika fazowego. Przedstawione wykresy dotyczą

zatem amplitud pola elektrycznego dla  $z = 0$ . Stosunek długości półosi elipsy opisującej polaryzację zależy od kąta  $\theta$ . W szczególności, gdy  $\theta = \theta_c$ , polaryzacja fali zanikającej (dla polaryzacji  $TM$  fali padającej) jest liniowa – kierunek drgań wektora elektrycznego jest prostopadły do granicy rozdziału dielektryków.



Rysunek 1.5: Względne amplitudy składowych pola elektrycznego fali zanikającej w funkcji kąta padania

Powyższe rozważania dotyczą jedynie czystej polaryzacji  $TM$  albo  $TE$  fali padającej, ale na tej podstawie można przewidzieć stan polaryzacji fali zanikającej dla dowolnej polaryzacji fali padającej. Przykładowe obliczenia są przedstawione m.in. w [5].

### 1.2.2 Wektor Poyntinga dla fali zanikającej

W celu pełniejszego poznania właściwości fali zanikającej, warto wyliczyć dla niej składowe wektora Poyntinga  $\vec{S}$ , zgodnie z definicją:

$$\vec{S} = \vec{E}_t(\vec{r}, t) \times \vec{H}_t(\vec{r}, t), \quad (1.26)$$

gdzie  $\vec{E}_t(\vec{r}, t)$  oraz generalnie  $\vec{H}_t(\vec{r}, t)$  mają postać 1.1, z odpowiednimi amplitudami i wektorem falowym  $\vec{k}_t$ . Poniżej przedstawione są wyliczone składowe wektora  $\vec{S}$ , uśrednione dla jednego okresu fali (np. [4]):

$$\begin{aligned} \bar{S}_x = \frac{1}{2} n_1 \sin \theta \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} & (|t_{TM}|^2 |E_t^{TM}|^2 + |t_{TE}|^2 |E_t^{TE}|^2) \times \\ & \times \exp\left(-2kz \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}\right), \quad (1.27) \end{aligned}$$

$$\bar{S}_y = \frac{1}{2} n_1 \sin \theta \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}}{n_2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \Re (2i t_{TM} t_{TE}^* E_t^{TM} E_t^{TE*}) \times \\ \times \exp \left( -2kz \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2} \right), \quad (1.28)$$

$$\bar{S}_z = 0. \quad (1.29)$$

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

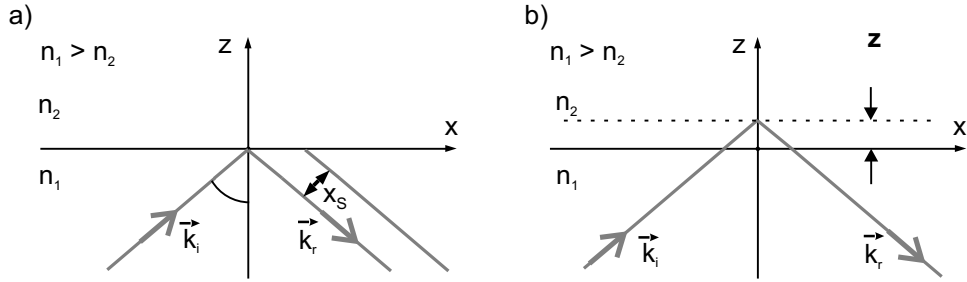
$$t_{TE} = \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{1 - n_{21}^2}} e^{(-i\delta^{TE}/2)}, \quad (1.30)$$

$$t_{TM} = n_{21} \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{n_{21}^4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta - n_{21}^2}} e^{(-i\delta^{TM}/2)}. \quad (1.31)$$

Otrzymano dobrze znany wynik, że nie istnieje składowa strumienia energii w kierunku  $z$  – prostopadłym do granicy rozdziału dielektryków. Należy zwrócić uwagę, że składowa strumienia energii zawierająca się w płaszczyźnie padania (kierunek  $x$ ) jest zawsze niezerowa, natomiast składowa w kierunku  $y$  istnieje tylko wtedy, gdy niezerowe są obydwie składowe –  $TE$  i  $TM$  – w fali padającej.

### 1.2.3 Przesunięcie Goosa-Hänchena

Jeśli na granicę rozdziału dwóch dielektryków, od strony ośrodka gęstszego i pod kątem większym od granicznego, pada *przestrzennie ograniczona* wiązka promieniowania, punkty padania i odbicia podlegają rozsunięciu w płaszczyźnie rozdziału dielektryków. Kierunek tego rozsunięcia zależy od polaryzacji fali padającej [2, 4]. Dla czystej polaryzacji  $TE$  bądź  $TM$ , przesunięcie zachodzi w płaszczyźnie padania (patrz rys. 1.6) i jest nazywane podłużnym. Dla innych polaryzacji, pojawia się również przesunięcie poprzeczne – w kierunku prostopadłym do płaszczyzny padania. Przesunięcie to jest mniejsze od podłużnego o około rząd wielkości [6]. Istnienie obydwu przesunięć można wyjaśnić na podstawie zasady zachowania energii, w połączeniu z wnioskami z poprzedniego paragrafu, dotyczącymi istnienia odpowiednich niezerowych składowych wektora Poyntinga [2]. Należy pamiętać, że rysunek 1.6 dotyczy jedynie promieni świetlnych. W rzeczywistości, odległość  $x_s$  jest porównywalna z długością padającej fali, a zatem jest kilka rzędów wielkości mniejsza od rozmiarów typowej wiązki laserowej i nie da się jej zaobserwować w prosty sposób gołym okiem.



Rysunek 1.6: a) symboliczne przedstawienie podłużnego przesunięcia Goosa-Hänchena, b) interpretacja przesunięcia Goosa-Hänchena jako odbicia wiązki od fikcyjnej płaszczyzny, równoległej do granicy rozdziału dielektryków

Omawiany efekt przesunięcia podłużnego został przewidziany przez I. Newtona, a zademonstrowany doświadczalnie w 1943 roku przez F. Goosa i H. Hänchena (wyniki pomiarów opublikowano w roku 1947). Przesunięcie poprzeczne zostało przewidziane dopiero w 1955 roku przez F.I. Fedorova. W pierwszych eksperymentach mających na celu pomiar przesunięcia Goosa-Hänchena w obszarze promieniowania widzialnego, wykorzystano wiele następujących po sobie całkowitych wewnętrznych odbić tej samej fali, zwielfokrotniając przesunięcie. Przesunięcie to zmierzono względem położenia wiązki, która podlegała zwykłym odbiciom od powierzchni metalicznych. Pomiarów dokonano również dla pojedynczego odbicia – w domenie mikrofal, a także (w podczerwieni) w zmodyfikowanym rezonatorze lasera helowo-neonowego [7].

Wielkość  $x_s$  podłużnego przesunięcia Goosa-Hänchena wyraża się ogólnym wzorem [8]:

$$x_s = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\delta(\theta)}{d\theta}, \quad (1.32)$$

gdzie  $\delta(\theta)$  to zmiana fazy wiązki odbitej względem padającej, będąca funkcją kąta padania  $\theta$ . Postać tej funkcji zależy od profilu wiązki padającej – stąd też wynikają trudności w jej znalezieniu. Proste rachunki, w których wiązkę padającą przedstawia się jako superpozycję dwóch fal płaskich, prowadzą do następujących zależności [9]:

$$x_s^{TE} = \frac{2}{k_i} \frac{\tan \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}}, \quad (1.33)$$

$$x_s^{TM} = \frac{2}{k_i n_{21}^2} \frac{\tan \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}}. \quad (1.34)$$



Są one słuszne dla kątów padania bliskich kątowi granicznemu. Z powyższych wzorów wynika, że wielkość przesunięcia Goosa-Hänchena jest zbliżona do długości padającej fali i zależy od jej polaryzacji.

Warto zwrócić uwagę na fakt, że efekt Goosa-Hänchena (lub analogiczny do niego) występuje również w akustyce, przy oddziaływaniu fal elektromagnetycznych i plazmy, a także przy odbiciu cząstki od bariery potencjału (w opisie kwantowo-mechanicznym) [6].

### 1.3 Spektroskopowe metody badań fali zanikającej

Przy użyciu fali zanikającej można przeprowadzać pomiary spektroskopowe, gdy zależność współczynnika załamania  $n_2$  rzadszego optycznie ośrodka od częstości ma charakter rezonansowy. W szczególności – ośrodkiem tym mogą być atomy w fazie gazowej. W paragrafie tym zostaną naszkicowane podstawy fizyczne tej spektroskopii oraz przedstawione przykładowe doświadczenia, w których została ona wykorzystana do zbadania właściwości właśnie fali zanikającej.

Pierwsze doświadczenie, w którym badano rezonansową (liniową) absorpcję fali zanikającej w parach atomowych, poprzez pomiar natężenia wiązki odbitej, jest opisane w [10]. W pracy tej podjęto też próbę teoretycznego odtworzenia kształtu i amplitudy otrzymanych krzywych. Spójna teoria dotycząca zarówno spektroskopii w fali zanikającej, jak też i spektroskopii selektywnego odbicia (czyli dla kąta padania mniejszego niż kąt graniczny) jest zaprezentowana w [11]. Najważniejsze elementy tej teorii są zarysowane poniżej.

W fali odbitej od granicy rozdziału dielektryka i par atomowych ma udział składnik pochodzący od odbicia na granicy dielektryk-próżnia oraz składnik pochodzący od polaryzacji dipolowej ośrodka gazowego. Polaryzację dipolową tego ośrodka wylicza się z równania Blocha, biorąc pod uwagę pole elektromagnetyczne, jakie powstaje w parach atomowych. Pole to jest falą zanikającą w przypadku całkowitego wewnętrznego odbicia, a falą objętościową – gdy kąt padania jest mniejszy niż kąt graniczny. Uwzględnia się przy tym fakt, że polaryzacja dipolowa nie zależy jedynie od lokalnego pola elektrycznego – atomy w trakcie zderzenia z powierzchnią dielektryka tracą bowiem wyindukowany moment dipolowy, którego stan stacjonarny jest z powrotem osią-

gany przez atom dopiero po pewnym czasie od zderzenia. W kolejnym kroku oblicza się pole elektromagnetyczne wygenerowane przez wspomnianą polaryzację dipolową i traktuje je jako falę padającą od strony par atomowych na powierzchnię dielektryka. W ten sposób otrzymuje się (stosując równania Fresnela) postać natężeniowych współczynników odbicia dla całkowitego wewnętrznego odbicia (*ew*) i selektywnego odbicia (*sr*), w pierwszym rzędzie rozwinięcia w atomowej polaryzacji dipolowej i w pierwszym rzędzie w gęstości atomów  $N$ :

$$R_{TM}^{ew} \approx 1 + (2n^2 \sin^2 \theta - 1) \frac{4n \cos \theta}{\cos^2 \theta + n^2(n^2 \sin^2 \theta - 1)} \Re T \quad (1.35)$$

$$R_{TE}^{ew} \approx 1 + \frac{4n \cos \theta}{n^2 \cos^2 \theta + n^2 \sin^2 \theta - 1} \Re T, \quad (1.36)$$

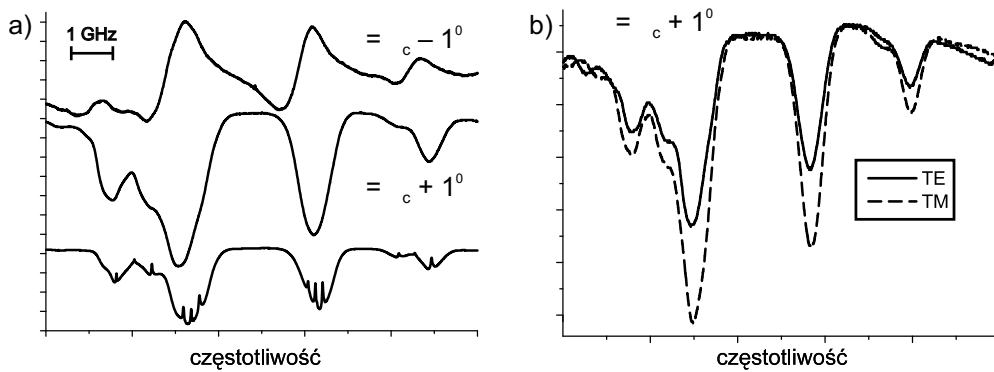
$$R_{TM}^{sr} \approx \left( \frac{\cos \theta - n_1 \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta}}{\cos \theta + n_1 \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta}} \right)^2 + (1 - 2n_1^2 \sin^2 \theta) \frac{4n_1 \cos \theta (n_1 \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta} - \cos \theta)}{(n_1 \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta} + \cos \theta)^3} \Re T \quad (1.37)$$

$$R_{TE}^{sr} \approx \left( \frac{n_1 \cos \theta - \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta}}{n_1 \cos \theta + \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta}} \right)^2 + \frac{4n_1 \cos \theta (n_1 \cos \theta - \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta})}{(n_1 \cos \theta + \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta})} \Re T \quad (1.38)$$

Funkcja  $T$  w powyższych wzorach może być generalnie rozumiana jako składnik rezonansowy efektywnego współczynnika załamania  $n_2$  par atomowych. Część rzeczywista tej funkcji ( $\Re T$ ) ma charakter dyspersyjny, gdy  $\theta < \theta_c$ , a charakter absorpcyjny – gdy  $\theta > \theta_c$ . Ze wzorów 1.35-1.38 widać, że wspomniany charakter funkcji  $\Re T$  bezpośrednio, liniowo wpływa na kształt widm otrzymywanych w omawianej spektroskopii. W przypadku całkowitego wewnętrznego odbicia i przy braku nasycenia, funkcja  $T$  wyraża się wzorem:

$$T = - \frac{N}{\varepsilon_0 \hbar \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - 1}} \frac{|\hat{\mu}_{eg} \cdot \hat{p}|^2}{|\hat{p}|^2} \times \int d\vec{v} W(\vec{v}) \Theta(v_z) \frac{1}{\gamma + \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - 1} k v_z - i(\Delta - n_1 \sin \theta k v_x)}, \quad (1.39)$$

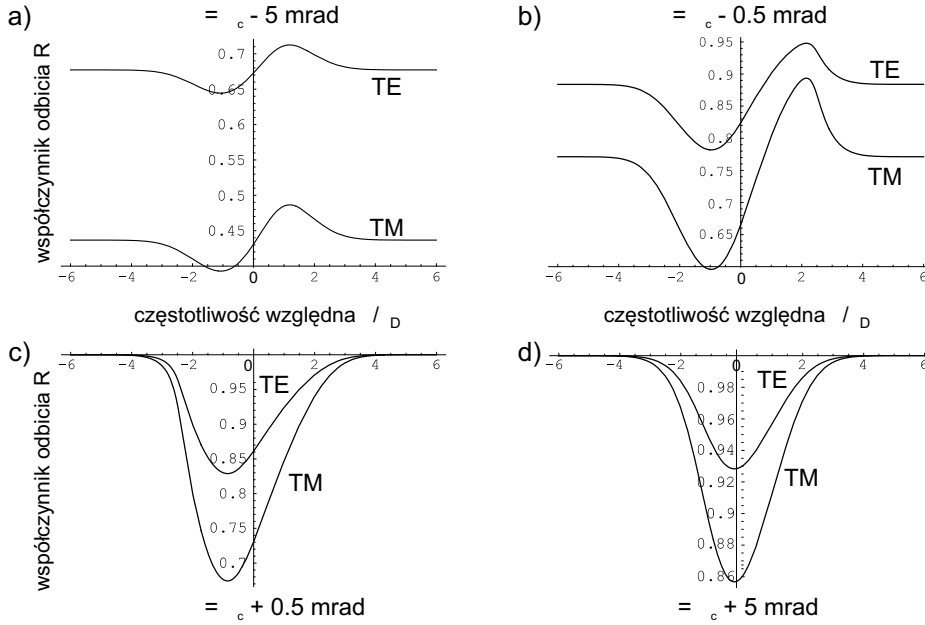
gdzie  $N$  to gęstość atomów w fazie gazowej,  $\hat{\mu}_{eg}$  to operator danego przejścia dipolowego,  $\hat{p}$  – wektor polaryzacji fali ugiętej, zdefiniowany w 1.14 i 1.15,  $W(\vec{v})$  to znormalizowany rozkład gaussowski prędkości atomów,  $\Theta(v_z)$  to funkcja Heaviside'a,  $\gamma$  to jednorodne poszerzenie linii rezonansowej, a  $\Delta$  – odstrojenie od rezonansu. Całkowanie odbywa się po całej przestrzeni prędkości  $\vec{v}$ . Pierwszy składnik we wzorach 1.35 i 1.36 – jedność – odzwierciedla odbicie od granicy dielektryk-próżnia (por. komentarz do wzoru 1.4). Drugi składnik jest w omawianej sytuacji ujemny. Przykładowe widma absorpcyjne i dyspersyjne dla atomów  $^{85}\text{Rb}$  i  $^{87}\text{Rb}$ , ilustrujące powyższe rozważania, są przedstawione na rys. 1.7.



Rysunek 1.7: a) widmo absorpcyjne rubidu (linia  $D_1$ ) otrzymane w spektroskopii selektywnego odbicia ( $\theta < \theta_c$ ) i fali zanikającej ( $\theta > \theta_c$ ), wraz z referencyjnym widmem spektroskopii nasyceniowej w fali objętościowej b) widmo rubidu dla ( $\theta > \theta_c$ ), dla różnych polaryzacji fali padającej

Wypisane w tym paragrafie równania przestają być słuszne dla kąta padania bliskiego kątowi granicznemu – funkcja  $T$  zmierza wtedy bowiem do nieskończoności. W takim przypadku można bezpośrednio zastosować wzory Fresnela i wyliczyć współczynnik odbicia, wstawiając do nich zespolony współczynnik załamania  $n_2 = 1 + \delta n_2$ . Oba składniki tego współczynnika – absorpcyjny i dyspersyjny – wnoszą w tym przypadku istotny wkład do kształtu widm absorpcyjnych. Wyniki przykładowych obliczeń numerycznych współczynnika odbicia  $R$  są przedstawione na rys. 1.8. Obliczenia te tłumaczą ciągłość przejścia pomiędzy widmem absorpcyjnym i dyspersyjnym w spektroskopii w fali zanikającej i selektywnego odbicia. Należy pamiętać, że nie uwzględniono tu rozbieżności wiązki padającej.

Dzięki pomiarom spektroskopowym zbadano niektóre właściwości fali za-

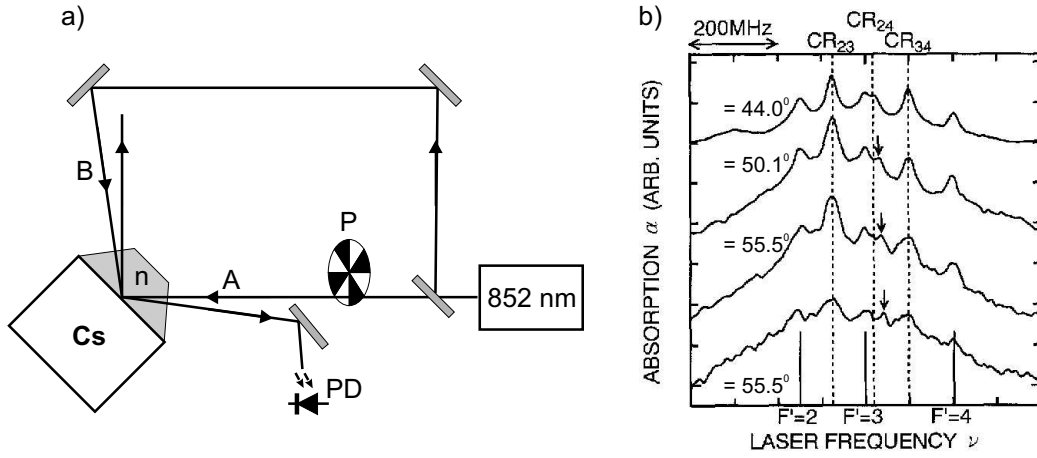


Rysunek 1.8: Wyliczone na bazie równań Fresnela kształty widm w spektroskopii selektywnego odbicia (a, b) i fali zanikającej (c, d) dla kątów padania bliskich  $\theta_c$ . Częstotliwość jest wyrażona w jednostkach szerokości dopplerowskiej

nikającej – tak zwany przekaz pseudopędu oraz rezonansową zmianę wielkości przesunięcia Goosa-Hänchena. Nazwa *pseudopęd* jest związana z pędem  $k_{tx}$  fali zanikającej, który ze względu na czynnik  $n_1 \sin \theta$  jest większy od odpowiadającego mu pędu fali objętościowej (patrz wzór 1.9). W eksperymentach potwierdzono fakt przekazu pseudopędu do atomów, następujący w wyniku ich rezonansowego oddziaływania z falą zanikającą. W jednym z doświadczeń, którego schemat jest naszkicowany na rys. 1.9 a), badano widmo atomów cezu otrzymane w spektroskopii nasyceniowej, dla dwóch przeciwbieżnych (w sensie składowych  $k_{tx}$ ) fal zanikających [12]. Ponieważ składowe  $k_{tx}^A$  oraz  $k_{tx}^B$  obydwu fal mogą być różne, ze względu na różne kąty padania  $\theta_A$  i  $\theta_B$ , proste przekształcenia algebraiczne warunku na zachodzenie rezonansu krzyżowego prowadzą do wniosku, że rezonanse krzyżowe podlegają rozszczepieniu na dwa, o częstościach  $\varpi_1$  i  $\varpi_2$ :

$$\varpi_1 = \frac{\omega_1 k_{tx}^B + \omega_2 k_{tx}^A}{k_{tx}^A + k_{tx}^B}, \quad \varpi_2 = \frac{\omega_1 k_{tx}^A + \omega_2 k_{tx}^B}{k_{tx}^A + k_{tx}^B}, \quad (1.40)$$

gdzie  $\omega_1$  i  $\omega_2$  to częstości atomowych przejść rezonansowych, a składowa  $x$



Rysunek 1.9: a) układ eksperymentalny do pomiaru przekazu pseudopędu: Cs – komórka z parami cezu, P – przerywacz wiązki, PD – fotodioda, b) rozszczepienie rezonansów krzyżowych w spektroskopii nasyceniowej dla różnych kątów padania jednej z wiązek, przy  $\theta_c = 42.9^\circ$  (na podstawie [12])

wektora falowego dana jest wzorem:

$$k_{tx}^{A,B} = \frac{\omega_L}{c} n \sin \theta_{A,B}, \quad (1.41)$$

gdzie  $\omega_L$  to częstota lasera. Wyniki pomiarów, potwierdzające słuszność przewidywań ze wzoru 1.40 są przedstawione na rys. 1.9 b).

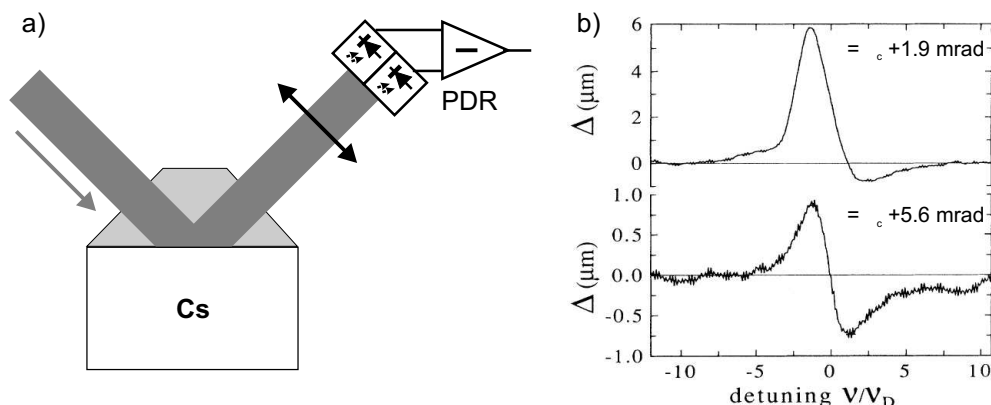
W innym eksperymencie zbadano przekaz pseudopędu metodą prawie bezpośrednią – przez pomiar szerokości dopplerowskiej  $\Delta\omega_D$  widma absorpcyjnego atomów cezu w funkcji kąta padania [13]. Potwierdzono w ten sposób, że istotnie zachodzi:

$$\Delta\omega_D = \pm k_{tx} v_x = \pm \frac{\omega_L}{c} v_x n \sin \theta, \quad (1.42)$$

gdzie  $v_x$  to składowa prędkości atomu wzdłuż kierunku propagacji fali zanikającej.

Ciekawy eksperyment został przeprowadzony w celu poznania właściwości przesunięcia Goosa-Hänchena. Ponieważ przesunięcie to zależy od współczynnika załamania rzadszego optycznie ośrodka (patrz np. wzory 1.33 i 1.34), zbadano wpływ rezonansowej części tego współczynnika na wielkość przesunięcia  $\Delta$  Goosa-Hänchena, dla fali zanikającej propagującej się w parach atomowych cezu. Na rys. 1.10 a) ukazany jest schemat układu eksperymentalnego, w którym przesunięcie wiązki odbitej jest mierzone bezpośrednio, przy

pomocy dzielonej fotodiody różnicowej. Na rys. 1.10 b) widoczna jest natomiast zmiana przesunięcia  $\Delta$  w pobliżu przejścia rezonansowego  $F = 4 \rightarrow F'$  linii  $D_2$ .



Rysunek 1.10: a) układ eksperymentalny do pomiaru zmian wielkości przesunięcia Goosa-Hänchena: Cs – komórka z parami cezu, PDR – fotodiody różnicowa, b) wielkość przesunięcia Goosa-Hänchena jako funkcja częstości, w pobliżu linii rezonansowej (na podstawie [14])

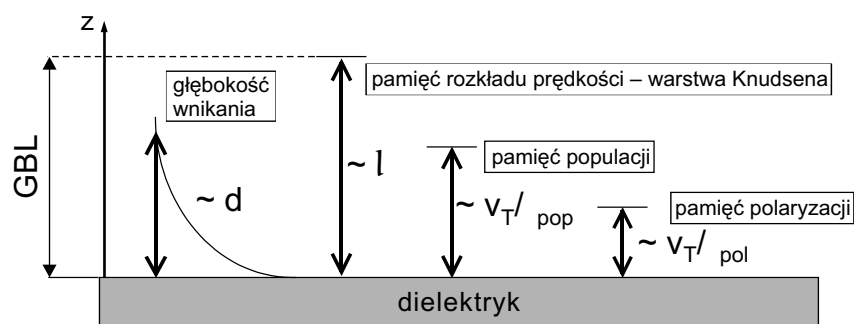
Warto zwrócić uwagę, że przewiduje się, że przesunięcie Goosa-Hänchena może być ujemne, jeśli ośrodek na który pada odbijana wiązka promieniowania jest absorpcyjny, czyli posiada niezerowy urojony składnik współczynnika załamania, jak w przypadku metali [8]. Zależność przesunięcia Goosa-Hänchena od natężenia światła została natomiast pokazana w przypadku odbicia od ośrodka nieliniowego [15].

## 1.4 Wybrane zastosowania fali zanikającej

Specyficzne właściwości fali zanikającej sprawiają, że jest ona stosowana w badaniach naukowych, w szczególności związanych z oddziaływaniem atomów i powierzchni ciał stałych, ale także stanowi istotny składnik produkowanych seryjnie urządzeń, takich jak niektóre typy mikroskopów czy np. czytników linii papilarnych. W tym paragrafie są przedstawione niektóre zastosowania fali zanikającej, powstającej w wyniku zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia.

Jak już wspomniano w par. 1.3, atomy w fazie gazowej zmieniają stan kwantowy, wyindukowaną polaryzację czy też rozkład prędkości po zderzeniu

z powierzchnią dielektryka. Ponieważ fala zanikająca oddziałuje jedynie z atomami znajdującymi się blisko tej powierzchni (w odległości rzędu głębokości wnikania  $d$ ), kształt widma w spektroskopii w fali zanikającej może odzwierciedlać chwilową niestacjonarność populacji i koherencji w atomach. Sytuacja taka zachodzi, jeśli odpowiedni stan stacjonarny dla atomów jest osiągnięty dopiero w odległości od powierzchni większej niż odległość na jakiej oddziałuje z nimi fala zanikająca. Charakterystyczne odległości dla opisywanej sytuacji są zaprezentowane symbolicznie na rys. 1.11. Długości tzw. pamięci populacji i polaryzacji (takich, jakie atomy posiadają tuż po



Rysunek 1.11: Istotne odległości w spektroskopii w fali zanikającej – opis w tekście (na podstawie [16])

zderzeniu z dielektrykiem) zostały wyrażone przez odpowiednie stałe relaksacji  $\gamma_{pop}$  i  $\gamma_{pol}$ .  $v_T$  to najbardziej prawdopodobna prędkość w kierunku prostopadłym do powierzchni dielektryka. Warstwa Knudsena (nazywana też GBL<sup>2</sup>) to przestrzeń, w której jest zachowany rozkład prędkości, jaki posiadają atomy tuż po zderzeniu z powierzchnią dielektryka. Grubość  $l$  tej warstwy jest rzędu drogi swobodnej atomów w danych warunkach. Oczywiście przy wzroście ciśnienia gazu, wszystkie wymienione odległości maleją, ze względu na zwiększenie częstości zderzeń między atomami. Przedstawione właściwości fali zanikającej zostały bezpośrednio wykorzystane w szeregu eksperymentów. Niektóre z nich są zaprezentowane w pracach [17, 18, 19] (patrz też rozdz. 3).

Ciekawe zastosowanie fali zanikającej w dziedzinie fotodesorpcji<sup>3</sup> polega na wykorzystaniu jej jako fali detekcyjnej w pomiarach czasu przelotu (TOF) dla atomów desorbowanych promieniowaniem laserowym dokładnie z tego

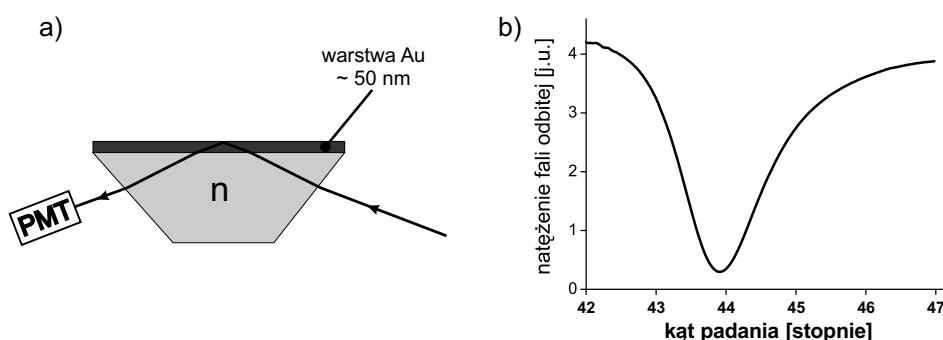
<sup>2</sup>Z ang.: Gas-Boundary Layer

<sup>3</sup>Patrz par. 3.4.3

samego miejsca, w którym fala zanikająca jest wytwarzana. Umożliwia to bowiem precyzyjne zbadanie opóźnienia pomiędzy impulsami desorbującymi a efektywną desorpcją [20, 21]. Fala zanikająca była również wykorzystywana bezpośrednio jako promieniowanie desorbujące dla warstw metalicznych zadsorbowanych na pryzmatach dielektrycznych [22, 20, 23].

Obecność powierzchni ciała stałego modyfikuje właściwości radiacyjne znajdujących się w jej pobliżu atomów, ze względu na oddziaływanie wyindukowanego w nich momentu dipolowego z jego obrazem w dielektryku bądź metalu. W szczególności – oddziaływanie to zależy od kierunku drgań dipola względem granicy ośrodków i wpływa na kształt widm spektroskopowych. W pracy [24] zbadano modyfikację właściwości radiacyjnych atomów poprzez analizę sygnału czasu przelotu (TOF), otrzymanego dla fali zanikającej, w której obszar spadała chmura zimnych atomów z pułapki magnetoptycznej (MOT).

Fala zanikająca jest również wykorzystywana do wzbudzania tzw. powierzchniowych fal plazmy<sup>4</sup> w cienkich warstwach metalicznych – patrz rys. 1.12 a). Powierzchniowe fale plazmy to podłużne fale kolektywnego ruchu du-



Rysunek 1.12: a) przykładowy układ eksperymentalny (w tzw. konfiguracji Kretschmanna) do wzbudzania plazmonów, PMT – fotopowielacz, b) zmiany natężenia wiązki odbitej spowodowane wzbudzeniem plazmonów, w funkcji kąta padania. Wykres zamieszczono dzięki uprzejmości dr L. Józefowskiego z Instytutu Fizyki UJ

żej liczby elektronów, traktowanych jako ciecz (w zerowym przybliżeniu – bez sieci krystalicznej), rozprzestrzeniające się wzdłuż granicy metal-dielektryk. Wzbudzenie powierzchniowych fal plazmy w gładkiej warstwie metalicznej nie jest możliwe przy pomocy fali objętościowej – nie pozwalają na to bowiem

<sup>4</sup>Powszechna nazwa tych fal to *plazmony*, chociaż oznacza ona raczej kwanty fal plazmy



różne relacje dyspersji dla obydwu fal. Należy jednak pamiętać, że relację dyspersji dla fali zanikającej można zmieniać, zmieniając kąt padania – przy stałej energii (częstości fali) zmienia się bowiem składowa wektora falowego  $k_{tx}$  (patrz wzór 1.9). Dzięki temu możliwe jest spełnienie warunku równości pędów fali zanikającej i fali plazmy, przy tej samej ich częstości. Wzbudzenie plazmonów następuje poprzez zamianę energii fali elektromagnetycznej na energię kinetyczną elektronów, a zatem towarzyszy mu spadek natężenia wiązki podlegającej całkowitemu wewnętrznemu odbiciu. Na rys. 1.12 b) widoczna jest zmiana tego natężenia w funkcji kąta padania.

Istotnym obszarem zastosowań fali zanikającej jest manipulowanie atomami przy powierzchni dielektryka w optycznych lustrach atomowych. Podstawom fizycznym ich działania, zastosowaniom oraz realizacji eksperymentalnej jest poświęcony rozdz. 4 niniejszej pracy.

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<sup>5</sup>. W pierwszej metodzie obrazuje się, przy pomocy układu optycznego, jedynie cienką warstwę badanego ośrodka (najczęściej komórek biologicznych), oświetloną falą zanikającą.<sup>6</sup> W badanych komórkach świecą wzbudzone tą falą znaczniki fluoryzujące. Zalety tego typu mikroskopii to: prostota, niska cena, oraz możliwość obserwacji wąskiego obszaru próbki (około 100 nm), w którym badane obiekty nie przekrywają się. Wady omawianej mikroskopii to: obrazowanie tylko przy granicy ośrodków oraz mała rozdzielczość poprzeczna – jak w zwykłym mikroskopie. W skaningowym mikroskopie fotonowo-tunelowym, będącym szczególnym przypadkiem mikroskopu bliskiego pola<sup>7</sup>, badana próbka jest oświetlana bezpośrednio przez falę zanikającą. Odpowiednio przygotowana końcówka światłowodu jest umieszczana w odległości mniejszej niż długość fali (czyli w obszarze pola bliskiego) od próbki i przekształca zmodyfikowane badaną powierzchnią pole fali zanikającej w falę jednorodną, dzięki której można dokonać obrazowania już w polu dalekim [2, 25]. Rozdzielczość poprzeczna, uzyskiwana w opisywanym

<sup>5</sup>Z ang.: Photon Tunneling Scanning Microscopy, w skrócie PTSM

<sup>6</sup>Nazwa tej mikroskopii to z ang.: Total Internal Reflection Fluorescence Microscopy, w skrócie TIRFM. Więcej informacji oraz odnośniki do literatury można znaleźć np. na stronie <http://www.olympusmicro.com>

<sup>7</sup>Z ang.: Scanning Near-field Optical Microscopy, w skrócie SNOM

mikroskopie, jest rzędu  $\lambda/20$ , a rozdzielczość pionowa –  $\lambda/100$ , gdzie  $\lambda$  to długość fali podlegającej całkowitemu wewnętrznemu odbiciu.

Opis zastosowań fali zanikającej w technice światłowodowej oraz przegląd mikroskopów bliskiego pola, w których wykorzystywana jest fala zanikająca powstająca w wyniku dyfrakcji, można znaleźć w książce [2]. Drugie z zagadnień jest przedstawione od strony eksperymentalnej np. w rozprawie doktorskiej [26].

## Rozdział 2

# Badanie stanu polaryzacji fali zanikającej

### 2.1 Wstęp

Niniejszy rozdział jest poświęcony opisowi eksperymentu, którego celem było zbadanie przydatności efektu optogalwanicznego, pod kątem jego wykorzystania w spektroskopii w fali zanikającej oraz zweryfikowanie przewidywań teoretycznych, przedstawionych w paragrafie 1.2.1, dotyczących stanu polaryzacji fali zanikającej.

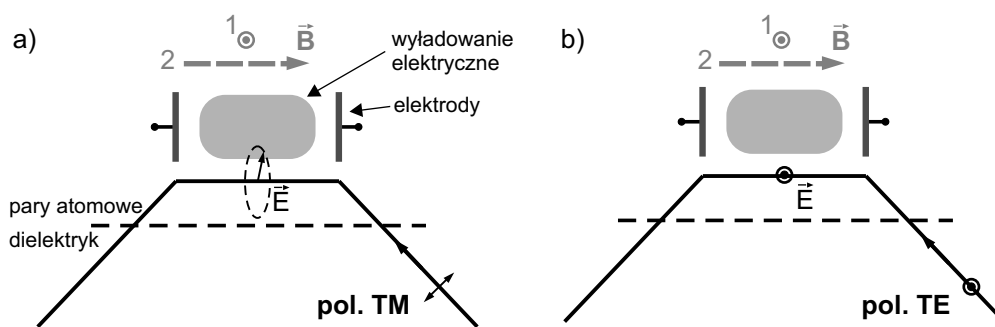
W opisywanym eksperymencie przeprowadzono prawdopodobnie pierwsze systematyczne badania właściwości efektu optogalwanicznego dla fali zanikającej w funkcji różnych parametrów – napięcia wyładowania, kąta padania fali elektromagnetycznej na granicę dielektryk-gaz atomowy, ciśnienia gazu i polaryzacji fali padającej. Ponadto, oddziaływanie atomów z falą zanikającą, posłużyło do zbadania stanu polaryzacji tej fali, dla konkretnych polaryzacji fali padającej na granicę rozdziału dielektryk – pary atomowe.

### 2.2 Metoda badań

Pierwszych pomiarów polaryzacji fali zanikającej dokonano poprzez badanie widma absorpcji tej fali w ośrodku jej propagacji – parach atomów  $^{85}\text{Rb}$  i  $^{87}\text{Rb}$ , poprzez rejestrację natężenia wiązki laserowej, poddanej całkowitemu wewnętrznemu odbiciu [27]. Aby można było badać wielkość absorpcji (a zatem i natężenie) fali zanikającej jedynie dla wybranych kierunków drgań

jej wektora elektrycznego, w obszar propagacji fali wprowadzono statyczne pole magnetyczne. W obecności pola magnetycznego następuje rozszczepienie widma absorpcyjnego na składowe, związane z przejściami promienistymi pomiędzy poszczególnymi podpoziomami magnetycznymi stanu podstawowego i wzbudzonego atomu. Przejścia te zachodzą, zgodnie z regułami wyboru, jedynie dla określonych polaryzacji badanej fali. Mierząc względne prawdopodobieństwa absorpcji fali zanikającej dla poszczególnych składowych jej polaryzacji, można wnioskować o ich względnym natężeniu, a zatem także o ich udziale w całkowitej polaryzacji badanej fali. Ze względu na bardzo małą efektywną objętość, w której fala zanikająca oddziaływanie z atomami oraz górne ograniczenie gęstości par atomowych, jakie można uzyskać w szklanej komórce, amplituda sygnału absorpcyjnego jest mała i jedynie dla kątów padania nie większych niż kilka stopni od kąta granicznego, względne zmiany natężenia wiązki odbitej wynoszą do 5%. Rozszczepienie badanych linii na składowe zeemanowskie prowadzi do dalszego zmniejszenia amplitudy uzyskiwanego sygnału i ogranicza zakres dostępnych kątów padania do kilkunastu miliradianów powyżej kąta granicznego.

Aby móc przeprowadzić weryfikację przewidywań dotyczących polaryzacji fali zanikającej, należy dokonać jej pomiarów dla kątów padania większych o co najmniej kilkanaście stopni od kąta granicznego (patrz par. 1.2.1). Postawiono zatem rozwinąć bardzo czułą metodę przedstawioną po raz pierwszy w [28]. Metoda ta polega na wykorzystaniu efektu optogalwanicznego do de-



Rysunek 2.1: Idea eksperymentu – pomiar absorpcji fali zanikającej przy pomocy efektu optogalwanicznego, w obecności stałego pola magnetycznego. Amplituda składowych zeemanowskich w widmie absorpcyjnym pozwala określić względny udział poszczególnych składowych polaryzacji fali zanikającej w jej polaryzacji całkowitej

tekcji oddziaływania fali zanikającej i atomów w fazie gazowej. Podobnie jak w pracy [29], do badań wykorzystano gaz szlachetny oraz wyładowanie o częstotliwości radiowej (krótki opis spektroskopii z wykorzystaniem efektu optogalwanicznego jest przedstawiony w par. 2.3).

Idea eksperymentu, przedstawiona schematycznie na rys. 2.1, jest bardzo podobna do tej opisanej powyżej dla atomów rubidu – opiera się na pomiarze względnej amplitudy składowych zeemanowskich w widmie absorpcyjnym. Detekcja następuje jednak nie poprzez rejestrację natężenia wiązki odbitej, ale zmian w impedancji wyładowania elektrycznego w gazie, pod wpływem oddziaływania biorących w nim udział atomów z promieniowaniem rezonansowym. Okazuje się, że w przedstawionym układzie możliwe jest otrzymanie widm absorpcyjnych (w polu magnetycznym) dla kątów padania do około  $16^\circ$  powyżej kąta granicznego.

## 2.3 Detekcja optogalwaniczna

Efekt optogalwaniczny polega na zmianie parametrów wyładowania elektrycznego w gazie pod wpływem oświetlenia go promieniowaniem rezonansowym z przejściem optycznym w atomach bądź molekułach, biorących udział w tym wyładowaniu. Efekt ten został po raz pierwszy zaobserwowany przez F.M. Penninga w 1928 roku, ale jego zastosowanie w spektroskopii stało się możliwe dopiero po pojawieniu się laserów przestrajalnych. Początek badań spektroskopowych dała w tej dziedzinie praca [30].

Podstawy teoretyczne różnych typów detekcji optogalwanicznej, przykłady układów eksperymentalnych oraz zastosowań efektu optogalwanicznego są opisane w przeglądowym artykule [31]. Efekt optogalwaniczny w wyładowaniu stałoprądowym jest przeanalizowany od strony teoretycznej w pracach [32], [33], a w wyładowaniu o częstości radiowej – w pracy [34].<sup>1</sup>

Parametry wyładowania w gazie (w tym – jego impedancja) zależą od liczby powstających w tym wyładowaniu ładunków elektrycznych, pochodzących z jonizacji atomów oraz od temperatury elektronów swobodnych. Przekrój czynny na jonizację jest determinowany przez stan elektronowy atomu – jeśli zatem pole elektromagnetyczne powoduje zmianę  $\Delta n$  obsadzenia stanów elektronowych, zmienia się też liczba ładunków w wyładowaniu. Zmiana  $\Delta I$

---

<sup>1</sup>Odnosić literaturowy podany za [31]

natężenia prądu wyładowania wynosi zatem:

$$\Delta I \propto \Delta n_i P_i - \Delta n_k P_k, \quad (2.1)$$

gdzie indeksy  $i$  oraz  $k$  wskazują na stany elektronowe biorące udział w przejściu optycznym, a  $P$  oznacza całkowite prawdopodobieństwo jonizacji z danego stanu. Procesami prowadzącymi do jonizacji z poziomu  $i$  mogą być: zderzenie atomu z elektronem, zderzenie z atomem w stanie metastabilnym, bezpośrednia fotojonizacja. Udział poszczególnych procesów w jonizacji atomów zależy m.in. od ciśnienia gazu, jego składu i napięcia wyładowania. Ze względu na istnienie wielu typów wyładowań i stopnia skomplikowania procesów fotojonizacji, nie istnieje ogólna, uniwersalna teoria efektu optogalwanicznego. Poniżej przedstawione są najważniejsze procesy zachodzące w tzw. zorzy dodatniej wyładowania jarzeniowego.

Jeśli gazem, w którym zachodzi wyładowanie, jest gaz szlachetny, najistotniejszy udział w jonizacji ma jonizacja ze stanów metastabilnych. Gęstość  $M$  atomów w stanie metastabilnym spełnia, w stanie stacjonarnym, następujące równanie:

$$\frac{dM}{dt} = P n_e N - W M - T M^2 - \frac{S' n_e M}{4} - S n_e M, \quad (2.2)$$

gdzie  $n_e$  to gęstość elektronów (spełniająca osobne równanie),  $P$  – częstość produkcji stanów metastabilnych w wyniku zderzeń atomów z elektronami oraz w wyniku zaniku radiacyjnego z wyżej wzbudzonych stanów,  $N$  – gęstość atomów w stanie podstawowym,  $W$  – stała zaniku stanu metastabilnego w wyniku zderzeń atomów ze ścianami,  $T$  – częstość zderzeń dwóch atomów w stanie metastabilnym,  $S'$  – częstość zderzeń z elektronami, prowadząca do wzbudzenia atomu w stanie metastabilnym do stanu szybko zanikającego radiacyjnie,  $S$  – częstość zderzeń z elektronami, prowadząca do jonizacji ze stanu metastabilnego. Rozwiązanie równań na gęstość atomów w stanie metastabilnym i gęstość elektronów, pozwala stwierdzić, że dla małego nasycenia, zmiana natężenia prądu wyładowania jest proporcjonalna do wielkości absorpcji fali elektromagnetycznej.

Elektrony i jony produkowane w wyładowaniu, są następnie przyspieszane w polu elektrycznym. Wraz ze zmianą liczby cząstek naładowanych (związaną z obecnością w wyładowaniu promieniowania rezonansowego), zmienia się też częstość superelastycznych zderzeń elektronów i atomów w stanie wzbudzonym (w tym – w stanie metastabilnym), prowadzących do zamiany energii

wewnętrznej atomu na energię kinetyczną elektronów, powodując zmianę ich temperatury. Względna zmiana  $\Delta Q/Q$  mocy wprowadzanej do wyładowania o częstotliwości radiowej zależy w następujący sposób od względnej zmiany temperatury  $T_e$  elektronów swobodnych [31]:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{h\nu}{2T_e} \frac{\Delta T_e}{kT_e}. \quad (2.3)$$

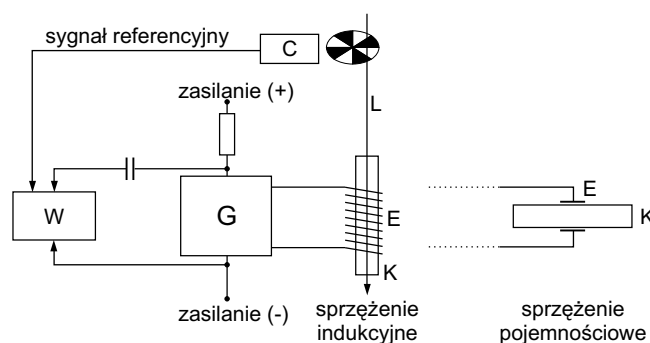
W przedstawionym w dalszych paragrafach eksperymencie wykorzystano jarzeniowe wyładowanie o częstotliwości radiowej (a nie stałoprądowe), ze względu na fakt, że: a) może ono być utrzymywane przy pomocy prostych w montażu elektrod zewnętrznych, b) wyładowanie jest stabilne dla szerokiego przedziału ciśnień gazu, w tym – ciśnienia niskiego, przy którym małe jest poszerzenie zderzeniowe linii absorpcyjnych, c) elektrody wraz z generatorem utrzymującym wyładowanie mogą być jednocześnie układem detekcyjnym, jak to zostanie opisane dalej. Sygnał optogalwaniczny, mierzony jako stosunek zmian natężenia prądu wyładowania  $\Delta I$  do natężenia prądu  $I$  płynącego przez wyładowanie niezaburzone, dany jest wzorem:

$$\frac{\Delta I}{I} \propto \frac{\Delta Z}{Z - R}, \quad (2.4)$$

gdzie  $Z$  to impedancja wyładowania niezaburzonego, efektywnie połączonego w szereg z dynamicznym, ujemnym oporem obwodu generatora  $-R$ , a  $\Delta Z$  to zmiana impedancji wyładowania spowodowana obecnością promieniowania rezonansowego.

Detekcja optogalwaniczna z użyciem wyładowania o częstotliwości radiowej jest realizowana w trzech podstawowych konfiguracjach eksperymentalnych. W jednej z nich, naszkicowanej na rys. 2.2, zmiana impedancji wyładowania powoduje łatwą do zmierzenia zmianę reżimu pracy generatora  $G$ , odzwierciedlaną w wielkości natężenia prądu w obwodzie zasilającym generator. W innej realizacji omawianej detekcji optogalwanicznej, impedancja wyładowania jest mierzona dzięki kontroli natężenia prądu płynącego przez dodatkowe dwie elektrody pojemnościowe, umieszczone wewnątrz komórki zawierającej gaz [35]. Zmiana natężenia prądu wyładowania może być również badana dzięki umieszczeniu w pobliżu elektrod wyładowczych dodatkowej cewki, działającej jak antena odbiorcza [36].

Jako źródła napięcia wysokiej częstości, koniecznego do podtrzymania wyładowania w rozrzedzonym gazie i umożliwiającego pomiar jego impedancji, zaproponowano użycie znanego układu generatora Colpittsa [37]. Pierwsza realizacja tej idei jest zaprezentowana w [38], a przykładowy schemat



Rysunek 2.2: Układ eksperymentalny do pomiaru sygnału optogalwanicznego, G – generator, K – komórka z gazem, E – cewka wyładowcza lub elektrody, R – opornik umożliwiający pomiar natężenia prądu zasilającego generator G, W – wzmacniacz fazoczuły, C – przerwywacz optyczny, L – wiązka laserowa

generatora lampowego, wykorzystany również w opisanych w par. 2.4 badaniach, znajduje się w [39]. W pracy [40] jest przedstawiona praktyczna realizacja i wykorzystanie generatora tranzystorowego. Częstotliwość generatora wynosi zazwyczaj kilkadziesiąt MHz, moc – poniżej 1 W, a natężenie prądu wyładowania – do kilku mA.

Technika detekcji optogalwanicznej została rozszerzona względem tej opisanej powyżej – w pracy [41] zaproponowano metodę tzw. intermodulacyjnej spektroskopii optogalwanicznej, pozwalającej otrzymać widma sub-dopplerskie. W metodzie tej wykorzystuje się dwie przeciwbieżne wiązki laserowe, przekrywające się w obszarze wyładowania. Ponieważ jednak detekcja nie następuje tylko dla jednej z wiązek (jak w standardowej spektroskopii nasyceń), ale przez pomiar impedancji wyładowania, obydwie wiązki moduluje się amplitudowo. Pomiar, z użyciem wzmacniacza fazoczułego, dokonywane są z częstością referencyjną będącą sumą (różnicą) częstości wspomnianych modulacji. Intermodulacyjna detekcja optogalwaniczna posłużyła m.in. do przeprowadzenia spektroskopii dla podpoziomów zeemanowskich w stałym polu magnetycznym [42, 43].

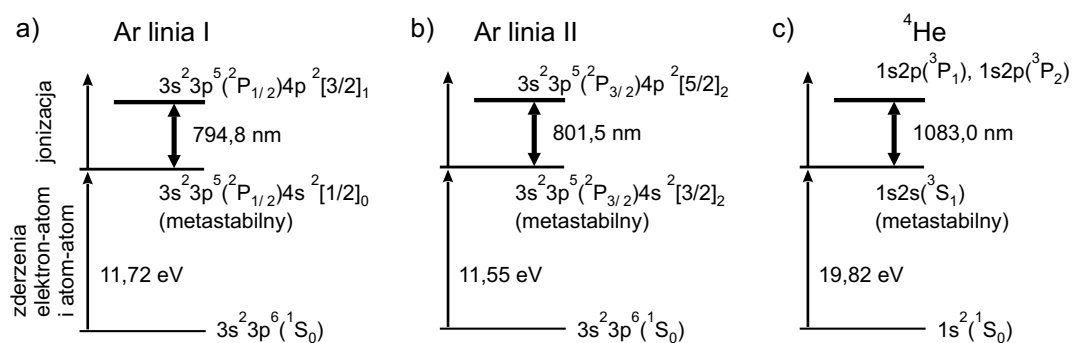
Efekt optogalwaniczny – jako czułe narzędzie detekcyjne – został również wykorzystany do badania rezonansowej absorpcji fali zanikającej w gazie atomowym [28]. Dowodem, że w tej metodzie bada się rzeczywiście oddziaływanie fali zanikającej (a nie jedynie światła rozproszonego) z atomami, jest istnienie zgodnej z przewidywaniami zależności amplitudy otrzymywanego sygnału optogalwanicznego od kąta padania. Ponadto, w przeciwień-



stwie do spektroskopii w fali objętościowej, dla fali zanikającej otrzymuje się charakterystyczną zmianę kształtu linii absorpcyjnych, zależną od napięcia wyładowania [29]. Obserwacja zjawiska zmiany szerokości linii rezonansowej wraz z napięciem wyładowania oraz nietypowej zależności amplitudy sygnału optogalwanicznego od polaryzacji fali zanikającej jest omówiona w par. 2.5.

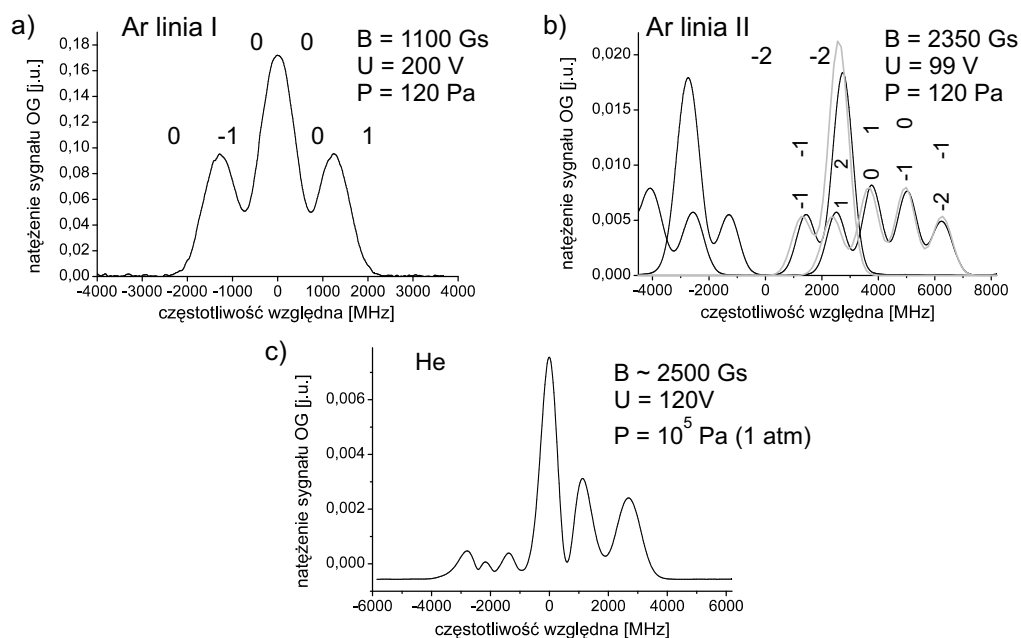
## 2.4 Układ eksperymentalny

Realizacji eksperymentalnej idei przedstawionej w par. 2.2 próbowano dokonać w różnych (przedstawionych dalej) specjalnie przygotowanych układach doświadczalnych, dla atomów argonu i helu. Wybrane poziomy energetyczne dla obydwu pierwiastków są naszkicowane na rys. 2.3. Istnienie przedstawionych poziomów wzbudzonych dla argonu jest tłumaczone zachodzeniem tzw. sprzężenia Racah, różniącego się od dobrze znanych sprzężeń LS czy j-j. Dolny i górny stan w atomach argonu posiada ten sam rdzeń,  $3s^23p^5$  z pięcioma elektronami na powłoce  $p$ . Ostatni elektron znajduje się na następnej powłoce  $s$ , dla stanu dolnego lub  $p$  – dla stanu górnego. Sprzężeniu podlega wypadkowy kręt rdzenia –  $\hat{J}'$  i kręt orbitalny  $\hat{l}$  elektronu na ostatniej powłoce, dając kręt wypadkowy  $\hat{K}$ . Liczba kwantowa  $K$  przyjmuje wartości  $|J' - l| \leq K \leq |J' + l|$ . Wektor  $\hat{K}$  składa się ze spinem elektronu  $\hat{s}$  na wektor krętu całkowitego  $\hat{J}$ . Poziomy energetyczne oznaczają się w omawianym przypadku według schematu:  $^{2s+1}[K]_J$ .



Rysunek 2.3: Schemat wybranych poziomów energetycznych atomów argonu (a, b) i helu (c) [44]

Widma absorpcyjne, odpowiadające schematom z rys. 2.3, otrzymane w przy pomocy efektu optogalwanicznego dla fali objętościowej, w obecności

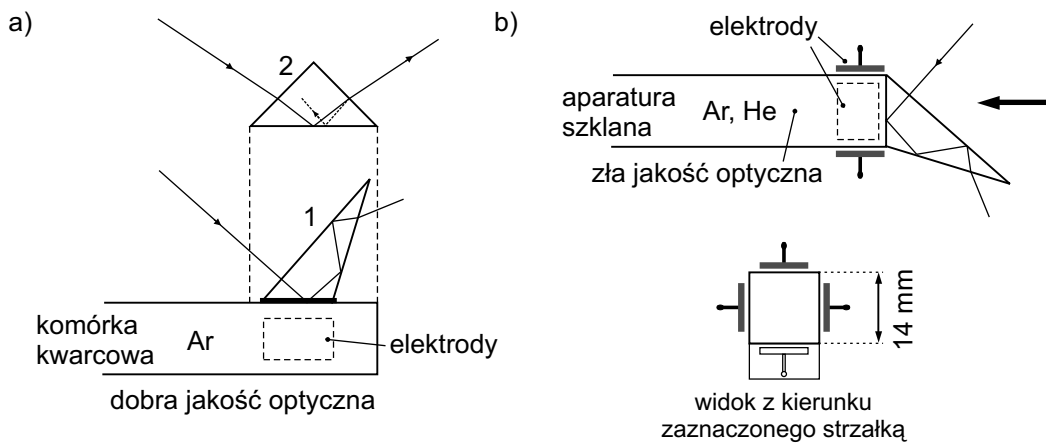


Rysunek 2.4: Widma zeemanowskie argonu (a, b) i helu (c) w fali objętościowej dla linii przedstawionych na rys. 2.3. Widoczne są rozszczepienia linii ze względu na liczby kwantowe  $m_J$ . Szara linia w części b) reprezentuje wyniki obliczeń położenia i amplitud linii absorpcyjnych

poła magnetycznego – są przedstawione na rys. 2.4. Należy zaznaczyć, że natężenie wiązki laserowej było w przedstawionych pomiarach wstępnych (rys. 2.4 a) i c) różne dla polaryzacji  $\pi$  i  $\sigma$ . W przypadku b) pomiarów dokonano osobno dla polaryzacji światła  $\pi$  i  $\sigma$ , przy zachowaniu dla nich tego samego natężenia. Obliczenia położenia i amplitud linii w tym przypadku dokonano na podstawie [45]. Założono, że zachodzi liniowy efekt Zeemana, a rozszczepienie zeemanowskie następuje względem liczb  $m_J$ . Drobne rozbieżności między obliczeniami a zarejestrowanym widmem mogą wynikać z niedoskonałości opisu wybranych stanów przez sprzężenie Racah.

W opisanym dalej eksperymencie wykorzystywano linię oznaczoną jako I dla argonu, ponieważ ma najprostszą strukturę zeemanowską, zapewniającą brak istnienia efektów związanych z pompowaniem optycznym.

Początkowo, w eksperymentach wykorzystywano wysokiej jakości zamkniętą komórkę kwarcową, zawierającą argon pod ciśnieniem 120 Pa w tem-

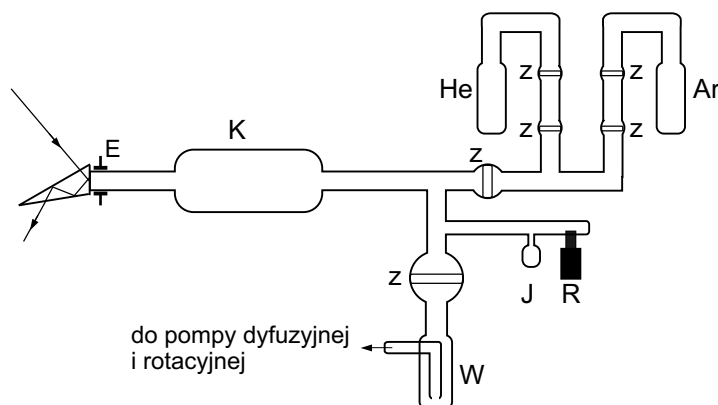


Rysunek 2.5: Konfiguracje najważniejszej części układu eksperymentalnego: a) zamknięta komórka kwarcowa z dołączanymi pryzmatami 1 lub 2, b) komórka szklana, podłączona na stałe do aparatury próżniowej; jedną ze ścianek komórki tworzy powierzchnia pryzmatu. W czasie eksperymentów wykorzystywano tylko jedną z par przeciwległych elektrod

peraturze pokojowej. Do prostopadłościennej części komórki (o bardzo dobrej jakości optycznej ścianek) przykładano, używając olejku immersyjnego, pryzmaty o różnej geometrii (patrz rys. 2.5 a). W celu wyeliminowania niepożądanych odbić od ścianek pryzmatu nr 2, zastosowano niesymetryczny pryzmat nr 1. Przedstawione rozwiązanie charakteryzowało kilka podstawowych wad – brak stabilności mechanicznej, wysychanie olejku oraz powstawanie dużej ilości światła rozproszonego na granicy pryzmat-komórka, prowadząc do niepowtarzalności wyników kolejnych pomiarów. Opisana komórka służyła zatem jedynie do wykonywania pomiarów referencyjnych w fali objętościowej. Głównych pomiarów dokonano przy użyciu specjalnie przygotowanej komórki szklanej, której jedną ze ścianek tworzyła podstawa niesymetrycznego pryzmatu (patrz rys. 2.5 b). Takie rozwiązanie zapewniało, przy badaniu fali zanikającej, zredukowanie ilości światła rozproszonego do minimum. Technika użyta przy konstrukcji komórki nie pozwoliła jednak na otrzymanie wysokiej jakości optycznej dla pozostałych ścianek. Nie było zatem możliwe przeprowadzenie w omawianej komórce referencyjnych pomiarów, dla kąta padania mniejszego od kąta granicznego – załamana (na granicy pryzmat – gaz) wiązka światła była bowiem następnie rozpraszana na jednej ze ścianek komórki. Światło rozproszone oddziaływało z kolei z gazem w całej objętości wyładowania, dając znaczny przyczynek do obserwowanych w efekcie

optogalwanicznym widm.

Przygotowanie komórki szklanej wymagało przeprowadzenia bardzo starannego procesu oczyszczania jej wewnętrznych ścianek. Widma spektroskopowe dla fali zanikającej można otrzymać bowiem w efekcie optogalwanicznym jedynie dla bardzo czystego gazu szlachetnego – w napełnianej nim komórce powinno panować ciśnienie bazowe poniżej  $1 \cdot 10^{-7}$  mbar. Ponadto, używane w doświadczeniu wyładowanie elektryczne powoduje dodatkowe wybijanie ze ścianek komórki (poprzez zderzenia z jonami i elektronami) cząstek zadsorbowanych na jej powierzchni gazów. Skonstruowanie samodzielnej (zamkniętej) komórki okazało się w naszych warunkach niemożliwe – wzrastający poziom zanieczyszczeń w fazie gazowej uniemożliwiał otrzymanie widm absorpcyjnych już po kilku-kilkunastu godzinach po odcięciu komórki od aparatury próżniowej (i przy włączonym wyładowaniu). Postanowiono zatem skonstruować specjalną próżniową aparaturę szklaną, połączoną na stałe z omawianą komórką. Szkic aparatury jest przedstawiony na rys. 2.6. Układ składał się z systemu rurek szklanych o średnicy wewnętrznej około 10

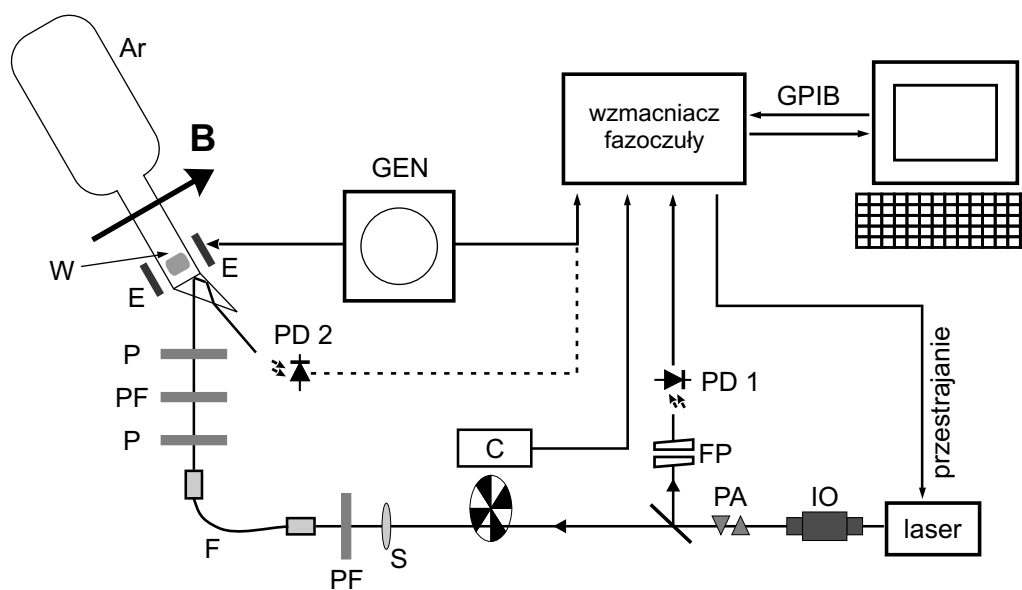


Rysunek 2.6: Schemat szklanej aparatury próżniowej: Z – zawory, J – sonda miernika jonizacyjnego, R – sonda miernika oporowego, E – elektrody miedziane, K – komórka szklana z pryzmatem, (przedstawiona w powiększeniu względem pozostałej części układu), W – wymrażarka

mm, łączących poprzez zawory szklane (smarowane apiezonem typu F) butle z argonem i helem, komórkę z pryzmatem, sondy próżniomierzy jonizacyjnego i oporowego oraz (poprzez wymrażarkę) pompę dyfuzyjną. Odpowiednie manewrowanie zaworami umożliwiało napełnienie aparatury gazem szlachetnym o ciśnieniu z przedziału  $10\text{-}10^5$  Pa. Przygotowanie aparatury szklanej

do pracy polegało w pierwszej kolejności na jej odpompowywaniu i wygrzewaniu (ze starannym ominięciem zaworów) w temperaturze około 150 °C. Zanieczyszczenia zadsorbowane na wewnętrznej powierzchni szkła usuwano dodatkowo poprzez wzbudzenie, w napełnionej argonem aparaturze, wyładowania elektrycznego. Dalsze oczyszczanie następowało dzięki cyklicznemu napełnianiu i wypompowywaniu z układu helu, charakteryzującego się wysokim stopniem penetracji. Przedstawianie się cząsteczek oleju z pompy dyfuzyjnej do układu ograniczano przez codzienne zanurzanie wymrażarki w ciekłym azocie. Omówiona powyżej procedura (trwająca około 3 miesiące) prowadziła do uzyskania próżni na poziomie  $4 \cdot 10^{-8}$  mbara. Kontroli stopnia przygotowania układu do pracy dokonywano na dwa sposoby. W pierwszej kolejności badano widmo emisyjne argonu w wyładowaniu przy pomocy ręcznego spektroskopu przyzmatycznego i porównywano z widmem otrzymywanym dla zamkniętej komórki kwarcowej. Obecność dodatkowych linii emisyjnych w widmie oznaczała konieczność dalszego oczyszczania aparatury. W następnym kroku badano amplitudę sygnału optogalwanicznego dla wybranej linii w argonie w funkcji czasu. Pomiarów dokonywano automatycznie co piętnaście minut przez kilkanaście do kilkudziesięciu godzin, przy stałym wyładowaniu w gazie. Najlepszym rezultatem był czterokrotny spadek amplitudy sygnału optogalwanicznego po 70 godzinach nieprzerwanej pracy, bez wymiany argonu w aparaturze.

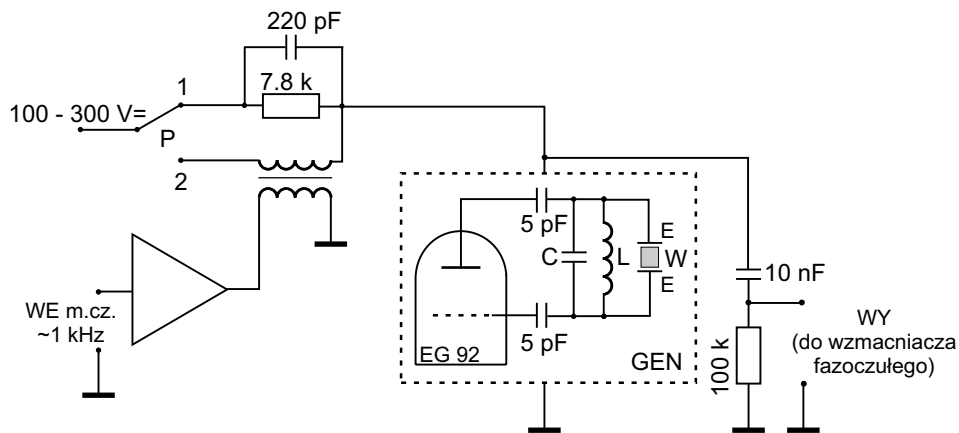
Część optyczna i elektroniczna układu doświadczalnego jest przedstawiona na rys. 2.7 i 2.8. Wiązka z wysokiej klasy diodowego lasera, pracującego w jednym modzie, o długości fali  $\lambda = 795$  nm, po przejściu przez izolator optyczny i układ formowania (dwa pryzmaty anamorficzne), była przesyłana przez światłowód jednomodowy, dwa polaryzatory i płytkę półfalową na pryzmat. Zastosowanie światłowodu (zachowującego polaryzację) umożliwiało łatwą zmianę kąta padania wiązki na pryzmat, poprawienie przestrzennej jakości wiązki oraz jej skolimowanie (gaussowski promień –  $e^{-1}$  – przekroju poprzecznego wynosił 0.75 mm). Kolimacja ta pozwoliła na wprowadzanie wiązki na granicę pryzmat-gaz pod szerokim zakresem kątów ( $0-20^\circ$  powyżej kąta granicznego), bez rozpraszania na krawędziach komórki i pryzmatu. Część światła z lasera przechodziła przez interferometr Fabry-Pérot’a o przedziale dyspersji równym  $724 \pm 2$  MHz, pozwalającym na względną kalibrację częstotliwości w otrzymywanych widmach [46]. Sygnał optogalwaniczny otrzymywano przy pomocy cyfrowego wzmacniacza fazoczułego, poprzez pomiar napięcia na oporniku o wartości 7.8 k $\Omega$ , włączonym szeregowo w



Rysunek 2.7: Schemat układu eksperymentalnego: IO – izolator optyczny, PA – pryzmaty anamorficzne, FP – interferometr Fabry-Pérot (FSR = 724 MHz), PD – fotodiody, C – przerywacz optyczny ze sterownikiem, S – soczewka, F – światłowód, P – polaryzatory, PF – płytka półfalowa, Ar – komórka kwarcowa lub aparatura szklana z argonem, E – elektrody, W – wyładowanie w gazie, GEN – generator w.cz. (patrz rys. 2.8)

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. Generator lampowy Colpittsa, którego najważniejsze elementy przedstawiono na schemacie ideowym 2.8, był połączony z dwiema płaskimi, pojemnościowymi elektrodami miedzianymi, o powierzchni około  $0.35 \text{ cm}^2$  każda i pracował standardowo przy przełączniku P ustawionym w pozycji 1. Zastosowanie układu lampowego cechują ważne zalety w porównaniu do układu tranzystorowego: a) ze względu na wysokie napięcie zasilające, łatwo jest uzyskać wymaganą do utrzymania wyładowania moc, b) układ jest bardzo prosty w konstrukcji, c) generator jest odporny uszkodzenia, powstające np. w skutek braku obciążenia.

Poszukując optymalnej metody spektroskopii dla fali zanikającej, przeprowadzono również testy układu, w którym amplituda wyładowania była modulowana (z głębokością z przedziału 10-20%) sygnałem sinusoidalnym o



Rysunek 2.8: Schemat najważniejszych elementów układu elektronicznego do badania efektu optogalwanicznego: GEN – generator w.c.z., którego częstotliwość (około 30 MHz) wymusza obwód LC wraz z elektrodami pojemnościowymi E, W – wyładowanie w gazie, P – przełącznik (opis w tekście)

częstotliwości około 1 kHz (przełącznik P z rys. 2.8 był ustawiony w pozycji 2). Sygnał ten wykorzystywano jednocześnie jako sygnał odniesienia dla wzmacniacza fazoczułego. W przedstawianej metodzie nie wykorzystywano przerywacza wiązki, a mierzonym sygnałem było napięcie na fotodiodzie PD2 z rys. 2.7. Pomiary polegały zatem na próbie bezpośredniego badania absorpcji fali zanikającej. Okazało się jednak, że opisana metoda pozwala jedynie na uzyskanie widma absorpcyjnego w fali objętościowej.

Pole magnetyczne było wytwarzane przez parę magnesów stałych, ustawianych tak, aby kierunek pola był zgodny z kierunkiem 1 lub 2 przedstawionym na rys. 2.1. Wielkość indukcji pola magnetycznego była regulowana poprzez zmianę odległości pomiędzy magnesami i – przykładowo – wynosiła w obszarze fali zanikającej 2000 Gs, przy odległości 7 cm pomiędzy powierzchniami magnesów. Elektrody były montowane na powierzchni komórki zawsze w taki sposób, aby kierunek wytwarzanego przez nie pola elektrycznego był równoległy do kierunku pola magnetycznego. W takiej konfiguracji wpływ pola magnetycznego na ruch cząstek naładowanych w obszarze wyładowania był najmniejszy.

Podstawowe dane dotyczące niektórych urządzeń wykorzystanych w eksperymencie są przedstawione poniżej:

- układ próżniowy (patrz rys. 2.6): szklany, o całkowitej objętości około  $900 \text{ cm}^3$ , połączony na stałe (poprzez wymrażarkę) z pompą dyfuzyjną

i dalej – rotacyjną. Pomiarów ciśnienia dokonywano przy pomocy próżniomierza jonizacyjnego firmy Polvac (model PW-12). Po napełnieniu aparatury argonem lub helem, ciśnienie było kontrolowane próżniomierzem oporowym PN-51, również firmy Polvac,

- laser diodowy: serii 2001 firmy Environmental Optical Sensors, Inc. Laser ten składa się z zamkniętego we wspólnej obudowie wymiennalnego modułu laserowego oraz zewnętrznego rezonatora typu Littmana-Metcalfa. Moduł laserowy typu DMD790 zawiera diodę laserową, moduł Peltiera do stabilizacji jej temperatury oraz fotodiode, służącą do kontroli mocy emitowanego promieniowania. Przy maksymalnym natężeniu prądu zasilającego diodę (75 mA), moc promieniowania lasera, przy długości fali  $\lambda = 794.5$  nm, wynosiła około 21 mW. Szerokość spektralna emitowanego promieniowania zawierała się w przedziale  $0.1 \div 4$  MHz dla okresu przestrajania równego odpowiednio 50 i 5 ms [47]. Prostopadły przekrój wiązki miał kształt elipsy o wymiarach półosi, zaraz za laserem, około 1.5 i 3.5 mm. Sterownik lasera pracował zawsze w trybie stabilizacji natężenia prądu (*constant current mode* – *CC*). Dzięki specjalnej konstrukcji układu przesuwania lustra w rezonatorze zewnętrznym, omawiany laser charakteryzuje się szerokim zakresem przestrajania bez przeskoków modów – do około 30 GHz oraz możliwością bardzo prostej zmiany długości emitowanego promieniowania w zakresie 792-802 nm,
- magnesy stałe: pozwalały otrzymać pole magnetyczne o indukcji do 3500 Gs w obszarze fali zanikającej. Jeden z magnesów miał kształt prostopadłościanu o wymiarach  $50 \times 50 \times 25$  mm, a drugi składał się z czterech mniejszych magnesów, o wymiarach  $27 \times 20 \times 12$  mm każdy,
- wzmacniacz fazoczuły: model SR830 firmy Stanford Research System, używany z przerywaczem wiązki firmy Thorlabs (model MC1000),
- interferometr Fabry-Pérot: powietrzny, z płaskimi lustrami dielektrycznymi, odległymi o około 205 mm. Współczynnik  $R$  odbicia luster był dla stosowanej długości fali ( $\lambda = 794.5$  nm) bardzo mały (maksimum odbicia przypadało dla  $\lambda = 632.8$  nm) i wynosił około 4%. W wyniku tego, maksima w sygnale transmisji interferometru, były bardzo szerokie ( $FWHM \approx 330$  MHz), a finezja była nieco mniejsza niż 1. W celu ograniczenia wpływu zmian temperatury na parametry układu oraz



zminimalizowania konwekcji powietrza, interferometr został szczelnie obudowany styropianem. Względna kalibracja, na podstawie widma nasyceniowego  $^{87}\text{Rb}$  D<sub>1</sub> pozwoliła znaleźć wartość FSR równą  $724 \pm 2$  MHz [46],

- fotodiody: bazujące na wzmacniaczu operacyjnym typu OPT110P z zasilaniem bateryjnym, eliminującym zakłócenia pochodzące z sieci energetycznej. W celu ograniczenia wpływu rozproszonego światła laboratoryjnego, na fotodiody przyklejone zostały filtry dolnoprzepustowe (Kodak Wratten Gelatin Filter 87), absorbujące promieniowanie o długości fali poniżej 750 nm.

## 2.5 Wyniki badań i wnioski

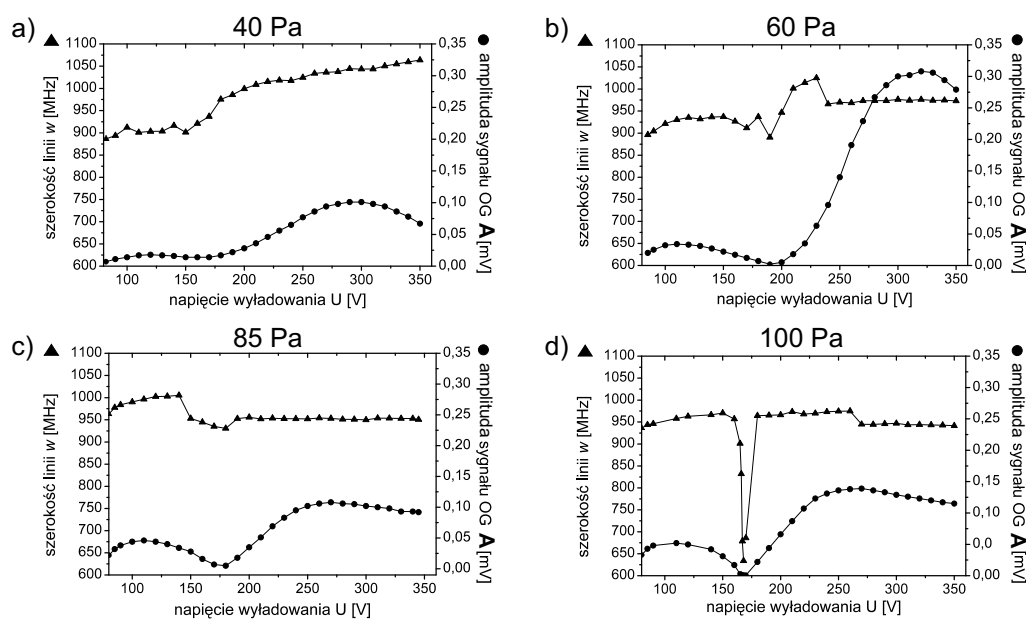
### 2.5.1 Właściwości efektu optogalwanicznego dla fali zanikającej

W celu bliższego poznania właściwości efektu optogalwanicznego dla fali zanikającej, przeprowadzono badania rozszerzone względem tych przedstawionych w [29]. Na rys. 2.9 zebrano wyniki pomiarów amplitudy i szerokości linii absorpcyjnej argonu w funkcji napięcia wyładowania, dla różnych ciśnień gazu, w nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego. Do krzywych eksperymentalnych dopasowywano krzywą Gaussa postaci:

$$S(\nu) = A \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_c)^2}{(w/2)^2}\right), \quad (2.5)$$

gdzie  $A$  to amplituda sygnału optogalwanicznego,  $\nu_c$  – częstotliwość środkowa, a  $w$  – pełna szerokość gaussowska krzywej ( $e^{-1}$ ).

Jak widać z wykresów, zależność amplitudy sygnału od napięcia wyładowania jest niemonotoniczna dla każdego z ciśnień. Prawdopodobnie jest to związane z konkurencją między różnymi procesami jonizacji atomów lub między wpływem jonizacji ze stanu metastabilnego a zmianami temperatury elektronów swobodnych na sygnał optogalwaniczny. Zmiany szerokości  $w$  linii są skorelowane z amplitudą sygnału – zachodzą dla tych samych napięć, dla których ta amplituda ma lokalne minimum. Chociaż zależność szerokości linii absorpcyjnych od napięcia wyładowania pojawia się też w pomiarach z użyciem fali objętościowej ([29]), to jednak tylko dla fali zanikającej otrzymuje się szerokości subdopplerowskie (patrz rys. 2.9 d), czyli mniejsze niż

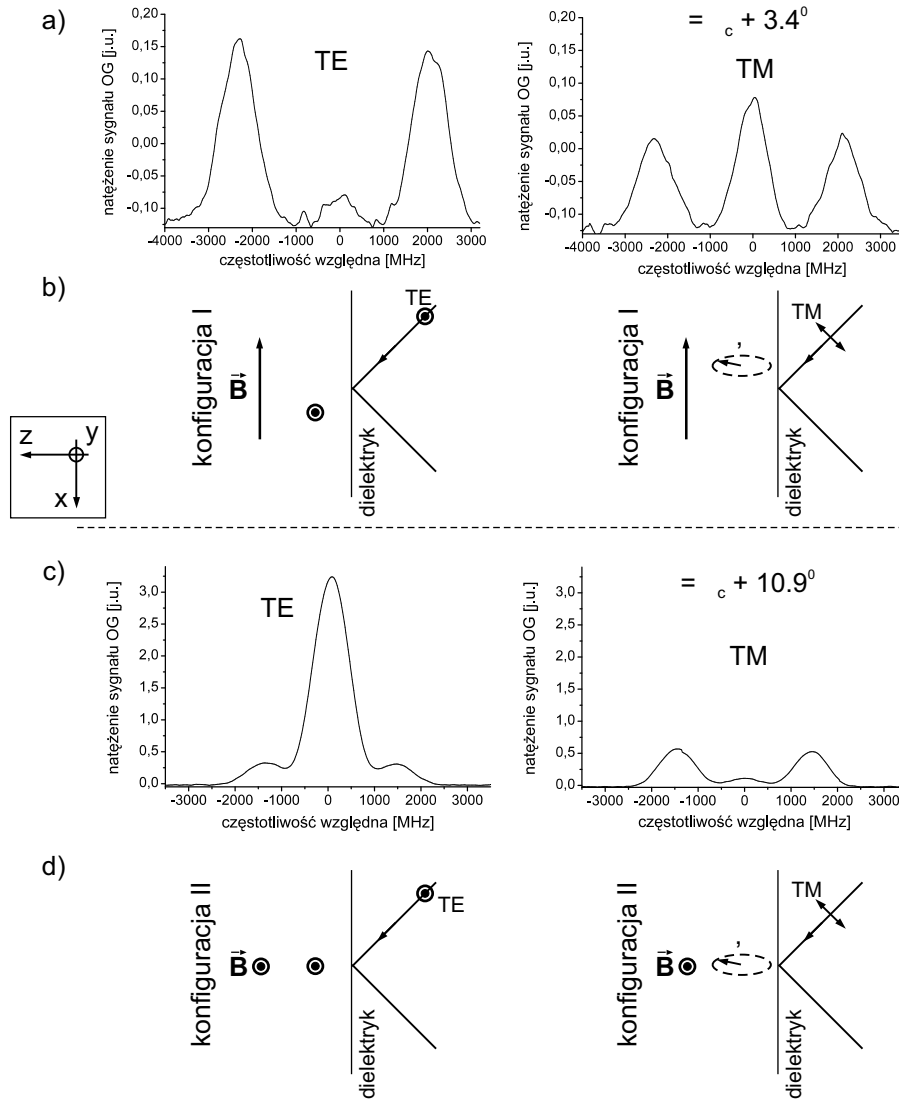


Rysunek 2.9: Zależność amplitudy  $A$  i szerokości  $w$  sygnału optogalwanicznego (OG) dla różnych ciśnień argonu. Słupki niepewności pomiarowych są mniejsze niż zastosowane symbole

około 740 MHz. Przeprowadzone pomiary pozwoliły znaleźć optymalny zakres napięć wyładowania, przy których amplituda sygnału jest największa. Maksymalną amplitudę sygnału uzyskano dla ciśnienia 60 Pa, jednak późniejsze pomiary wykazały, że optymalne ciśnienie argonu to około 100 Pa. Różnica ta wynika z faktu, że amplituda linii absorpcyjnych bardzo silnie zależy od czystości gazu, a ta zmienia się przy każdorazowym napełnianiu aparatury argonem. Dla ciśnienia 80 Pa przeprowadzono również pomiary amplitudy sygnału optogalwanicznego, dla dwóch różnych kątów padania –  $\theta = \theta_c + 2^\circ$  i  $\theta = \theta_c + 10^\circ$ . W obydwu przypadkach, zależność amplitudy sygnału od napięcia wyładowania jest identyczna.

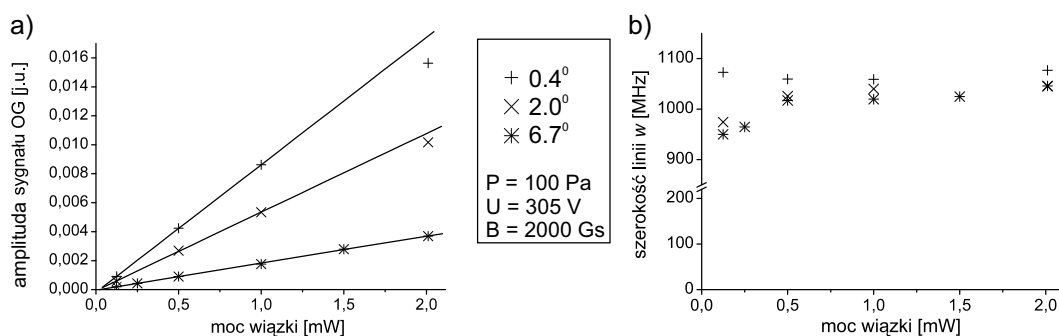
Pomiary opisane w dalszej części rozdziału były w większości przeprowadzane z użyciem pola magnetycznego w obrębie wyładowania. Na rys. 2.10 ukazane są przykładowe widma, otrzymane dla fali zanikającej, w konfiguracjach przedstawionych w części a). Obydwa schematy – przedstawiające konfiguracje I i II – stanowią sedno idei eksperymentu. Analiza widm z części b) i c), zarejestrowanych dla różnych natężeń fali zanikającej oraz różnych kątów padania, jest przedstawiona w dalszej części tego paragrafu. Niepew-

ność wyznaczenia kąta padania wynosi dla wszystkich pomiarów opisanych w tym rozdziale  $\pm 0.3^\circ$ , a wartość kąta granicznego to  $41.5^\circ$ .



Rysunek 2.10: a), c) przykładowe widma dla polaryzacji  $TE$  i  $TM$  fali padającej, wraz ze szkicami (odpowiednio – b) i d) konfiguracji pola magnetycznego  $\vec{B}$ , biegu wiązek i polaryzacji fali padającej oraz zanikającej

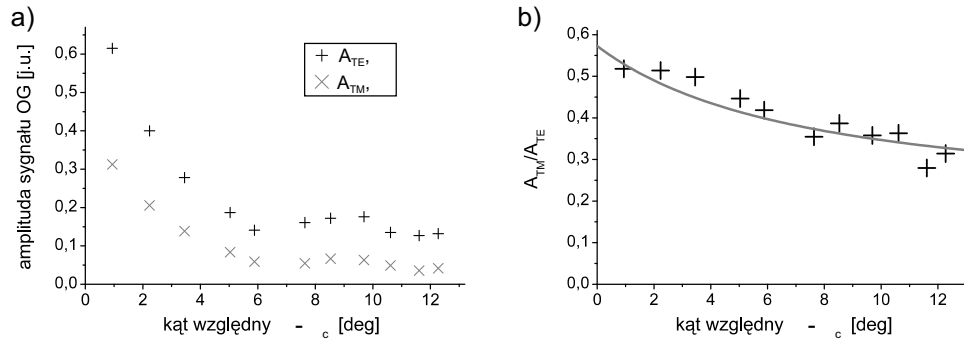
Ponieważ przy próbie analizy stanu polaryzacji fali zanikającej, przy pomocy zastosowanej metody, istotna jest dokładna znajomość amplitudy poszczególnych składowych widma zeemanowskiego, przeanalizowano ewentualny wpływ zjawiska nasycenia na otrzymywane widma. Na rys. 2.11 przed-



Rysunek 2.11: a) zależność amplitudy sygnału optogalwanicznego od mocy wiązki laserowej dla polaryzacji  $TE$ , zbadana w polu magnetycznym, dla linii  $\sigma$  dla różnych kątów padania. Do pierwszych trzech punktów doświadczalnych dopasowano proste, b) zależność szerokości linii rezonansowej od mocy wiązki laserowej. Słupki niepewności pomiarowych są mniejsze niż zastosowane symbole

stawione są wyniki pomiarów przeprowadzonych w konfiguracji I. Powierzchnia przekroju poprzecznego wiązki padającej wynosiła  $1.8 \pm 0.2 \text{ mm}^2$ . Zgodnie z oczekiwaniami, efekt nasycenia dla amplitudy sygnału pojawia się jedynie dla kątów padania bliskich kątowi granicznemu – gdy natężenie fali zanikającej dla danej odległości od dielektryka jest największe. Szerokość linii absorpcyjnych (z wyjątkiem tych dla kąta padania  $\theta = \theta_c + 0.4^\circ$ ) zwiększa się wraz z mocą promieniowania o maksymalnie 10%. Należy pamiętać, że na szerokość linii wpływa bardzo wiele czynników, związanych z samą detekcją optogalwaniczną, a w szczególności – przeprowadzaną dla fali zanikającej.

W kolejnych pomiarach, dotyczących poznania właściwości efektu optogalwanicznego dla fali zanikającej, zbadano amplitudy składowych  $\sigma$  widma zeemanowskiego dla konfiguracji I. Zgodnie z przewidywaniami z par. 1.2.1, drgania wektora elektrycznego fali zanikającej powinny zachodzić równoległe do powierzchni dielektryka dla polaryzacji  $TE$  fali padającej i w głównej mierze prostopadle do tej powierzchni dla polaryzacji  $TM$ . Wyniki pomiarów są uwidocznione na rys. 2.12 a). Zaskakującym rezultatem jest fakt, że amplitudy  $A_{TM}$  są mniejsze niż  $A_{TE}$ , odwrotnie niż w przewidywaniach i pomiarach, np. tych przedstawionych w par. 1.3. Na potrzeby prostej analizy ilościowej przyjęto, że wielkość sygnału liniowej absorpcji dla wybranych składowych zeemanowskich jest proporcjonalna do iloczynu natężenia  $|E_{tz,y}(\theta)|^2$  fali zanikającej na powierzchni pryzmatu i głębokości wnikania  $d(\theta)$  (patrz wzory 1.23 i 1.24) [28]. W kolejnym kroku obliczono stosunek tych iloczynów



Rysunek 2.12: a) amplitudy  $A_{TM}$  i  $A_{TE}$  składowych  $\sigma$  sygnału optogalwanicznego dla konfiguracji I, b) stosunek amplitud  $A_{TM}/A_{TE}$  wraz z wyliczonym i przeskalowanym (patrz tekst) stosunkiem  $|E_{tz}(\theta)|^2/|E_{ty}(\theta)|^2$ . Pionowe rozmiary użytych symboli oddają rząd wielkości niepewności pomiarowych

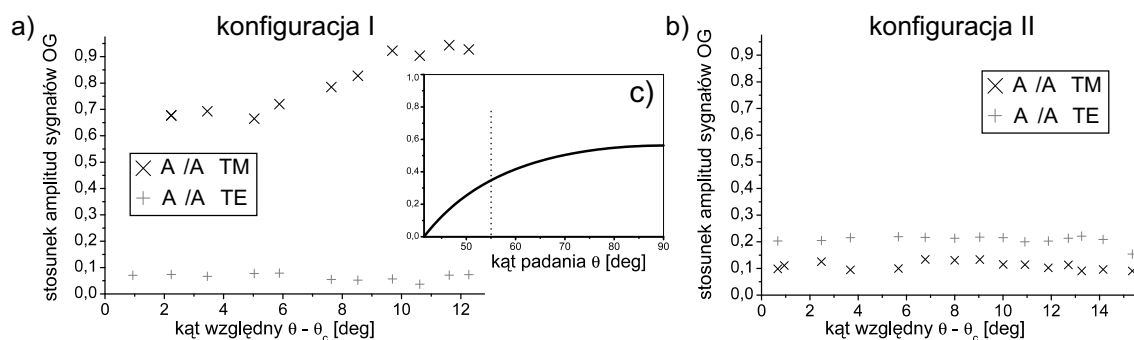
dla polaryzacji  $TM$  i  $TE$  i przedstawiono na wykresie w funkcji kąta padania, wraz z odpowiednimi danymi eksperymentalnymi (patrz rys. 2.12 b). Znaleziony czynnik skalujący między tymi danymi a wyliczoną krzywą wynosi  $1/4$ . Oznacza to, że amplituda sygnału optogalwanicznego dla polaryzacji  $TM$  jest względnie około 4 razy mniejsza niż wynika to z eksperymentów i teorii dla spektroskopii całkowitego wewnętrznego odbicia. Ustalono, że maksymalne niepewności pomiarowe, związane z ewentualnymi odstępstwami od zakładanej geometrii układu (patrz rys. 2.10 b, d) oraz z niedoskonałością liniowej polaryzacji fali padającej są zawsze mniejsze niż niepewności statystyczne zaznaczone na przedstawionych w tym paragrafie wykresach. Niemonotoniczność zależności z rys. 2.12 a) wynika z obecności delikatnego zabrudzenia powierzchni pryzmatu (od strony próżni) warstwą oleju z pompy dyfuzyjnej, przenikającego do aparatury próżniowej. Część z opisanych w tym rozdziale eksperymentów została przeprowadzona później dla czystszej pryzmatu i opisana w [48].

Dodatkowe pomiary wykazały, że amplituda sygnału optogalwanicznego dla fali zanikającej jest większa dla polaryzacji  $TE$  niż  $TM$ , także w przypadku braku pola magnetycznego, dla wszystkich kątów padania z przedziału  $0^\circ - 16^\circ$  i dla dwóch różnych, wzajemnie prostopadłych, kierunków pola elektrycznego między elektrodami wyładowczymi. Stwierdzono także, że dla fali objętościowej, na amplitudę sygnału nie ma wpływu polaryzacja tej fali, względem kierunku pola elektrycznego. Ostatni z wymienionych wyników jest zgodny z tymi dla wyładowania stałoprądowego, przedstawionymi w [49]. Na

podstawie wszystkich opisanych pomiarów można wysnuć wniosek, że nietypowy stosunek amplitud  $A_{TE}/A_{TM}$  sygnału optogalwanicznego dla fali zanikającej, wynika jedynie z modyfikacji właściwości atomów (w szczególności – w stanie metastabilnym), wprowadzanych przez obecność powierzchni dielektrycznej, a prowadzących do zmiany obserwowanych parametrów wyładowania. Stopień wspomnianej modyfikacji może być uzależniony od kierunku drgań wyindukowanego dipola atomowego, względem płaszczyzny rozdziału dielektryk-próżnia. Kierunek ten z kolei jest determinowany przez kierunek drgań wektora elektrycznego fali zanikającej. Jak już wspomniano w par. 1.4, anizotropia ośrodka gazowego, indukowana bliskością dielektryka, była już obserwowana przy użyciu fali zanikającej.

### 2.5.2 Analiza stanu polaryzacji fali zanikającej

Istnienie składowej niepoprzecznej w fali zanikającej, dla polaryzacji  $TM$  fali padającej, wykazano poprzez pomiar stosunku amplitud składowych  $\pi$  i  $\sigma$  sygnału optogalwanicznego w konfiguracji I (patrz rys. 2.10 a). Składowe te odpowiadają kierunkowi odpowiednio  $x$  i  $z$  drgań wektora elektrycznego (patrz par. 1.2.1). Dla porównania, zmierzono także stosunek amplitud składowych  $\pi$  i  $\sigma$  dla polaryzacji  $TE$  oraz odpowiednie stosunki amplitud dla konfiguracji II. Wyniki tych pomiarów są zebrane na rys. 2.13.

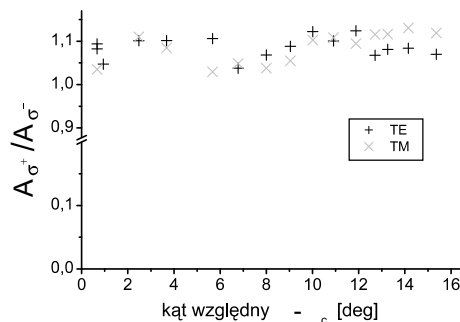


Rysunek 2.13: a), b) stosunki amplitud różnych składowych zeemanowskich widma argonu w funkcji kąta padania, dla konfiguracji I i II (opis w tekście), c) wyliczony na podstawie wzorów 1.22 i 1.24 stosunek efektywnych natężeń fali zanikającej:  $|E_{tx}|^2/|E_{tz}|^2$ . Linia pionową zaznaczono zakres badanych kątów padania

Porównanie przedstawionych powyżej wykresów prowadzi do wniosku, że

stosunek amplitud  $A_\pi/A_\sigma$  dla polaryzacji  $TM$  w konfiguracji I nie pochodzi od światła rozproszonego. Jednocześnie, jedynie ten stosunek w sposób istotny i monotoniczny zależy od kąta padania. Można zatem stwierdzić, że w sposób pośredni, spektroskopowy zaobserwowano istnienie niepoprzecznej składowej wektora elektrycznego fali zanikającej. Okazuje się jednak, że zależność  $A_\pi/A_\sigma$  od kąta padania różni się znacznie od tej przewidywanej teoretycznie (patrz rys. 2.13 c). Jedną z przyczyn tego faktu jest opisana w par. 2.5.1 anizotropia ośrodka gazowego przy powierzchni pryzmatu. Jak wykazano, prowadzi ona do około czterokrotnego, względnego obniżenia amplitudy sygnałów dla fali zanikającej o składowej polaryzacji prostopadłej do powierzchni dielektryka. Na podstawie prostych obliczeń dla efektu Zeemana (z wykorzystaniem symbolu  $3j$ ) oraz pomiarów dla fali objętościowej, wykazano że amplitudy składowych zeemanowskich  $\pi$  i  $\sigma$  przekładają się bezpośrednio na natężenia odpowiednich składowych fali elektromagnetycznej – czynniki uwzględniające prawdopodobieństwa przejść wynoszą 1 dla wykorzystywanej linii.

Przeprowadzono również próbę sprawdzenia eliptyczności polaryzacji fali zanikającej (dla polaryzacji  $TM$  fali padającej), mierząc stosunek amplitud składowych  $A_{\sigma^+}$  i  $A_{\sigma^-}$  widma uzyskanego dla konfiguracji II, dla różnych kątów padania. Obliczenia porównano z analogicznymi, ale uzyskanymi dla polaryzacji  $TE$ . Istnienie obydwu składowych  $\sigma$  jest w tym przypadku wynikiem obecności światła rozproszonego na powierzchni pryzmatu. Otrzymane wyniki zebrano na rys. 2.14.



Rysunek 2.14: Zależność stosunku amplitud składowych  $\sigma^+$  i  $\sigma^-$  od kąta padania, dla konfiguracji II. Rozmiar użytych symboli odzwierciedla wielkość niepewności pomiarowych

Jak widać z rysunku, nie zaobserwowano żadnej istotnej zmiany stosunku  $A_{\sigma+}/A_{\sigma-}$  dla polaryzacji  $TM$  w funkcji kąta padania, która by odzwierciedlała zmianę stopnia eliptyczności polaryzacji fali zanikającej, jak to wynika z przewidywań przedstawionych w par. 1.2.1. Należy jednak zwrócić uwagę, że w doświadczeniu mierzy się pośrednio natężenie fali zanikającej, a nie amplitudę drgań wektora elektrycznego. Natężenie jest wartością średnią (w czasie) z długości wektora Poyntinga. Kierunek tego wektora jest wyznaczony przez przecięcie płaszczyzny padania i powierzchni dielektryka – łatwo zauważyć, że względem tego kierunku, rozważana polaryzacja jest liniowa. Stosunek  $A_{\sigma+}/A_{\sigma-}$  jest nieco większy od jedności. Zaobserwowano, że jest to wynikiem obecności pola magnetycznego w obszarze wyładowania – efekt ten występuje także dla fali objętościowej.

Widma otrzymywane przy pomocy efektu optogalwanicznego charakteryzują się bardzo dobrym stosunkiem sygnału do szumu, pod warunkiem uzyskania wysokiego stopnia czystości gazu. Wyjątek stanowią widma otrzymane dla bardzo słabych sygnałów – dla fali zanikającej, przy kątach padania wynoszących kilkanaście stopni powyżej kąta granicznego. Głównym źródłem szumów w opisywanych eksperymentach jest zapewne zasilacz generatora Colpittsa, a także samo wyładowanie, ze względu na procesy produkcji jonów [36]. Niestabilność długoczasowa napięcia zasilania generatora wynosiła około  $\pm 0.3\%/10$  min, a mocy światła z lasera tuż przed pryzmatem –  $\pm 0.2\%/15$  min. Czas pomiaru jednego widma wynosił, w zależności od ustawionych parametrów wzmacniacza fazoczułego, 1-5 min. Widma rejestrowano z rozdzielczością 1000-3000 punktów, z odstępem 100-1000 ms między pomiarem dla każdego punktu i czasem całkowania 300-3000 ms.

## 2.6 Podsumowanie

Przeprowadzone pomiary potwierdziły istnienie niepoprzecznej składowej pola elektrycznego w fali zanikającej, dla polaryzacji  $TM$  wiązki padającej. Wykazano również, że udział tej składowej zmienia się (rośnie) wraz ze zwiększaniem kąta padania.

Uzupełnieniem opisanych w niniejszym rozdziale badań będzie pomiar polaryzacji fali zanikającej w wysokiej jakości komórce rubidowej, która pozwoli na otrzymanie widm absorpcyjnych dla kątów padania do kilkunastu stopni powyżej kąta granicznego. Ponadto planuje się napełnienie komórki jedynie jednym z izotopów rubidu, co zdecydowanie uprości i podniesie pre-



cyzję wykonywanych obliczeń, bowiem w stosowanym polu magnetycznym, składowe zeemanowskie obydwu izotopów przekrywają się.

Opisane eksperymenty ukazały przydatność fali zanikającej do badania oddziaływań pomiędzy atomami w fazie gazowej i powierzchnią dielektryczną. Zaobserwowano istotną, niemonotoniczną zmianę szerokości i amplitudy linii absorpcyjnej, będących w stanie metastabilnym atomów argonu, wraz z napięciem wyładowania. Charakter tej zmiany zależy również od ciśnienia badanego gazu. Ponadto, amplituda sygnału optogalwanicznego jest większa dla polaryzacji fali padającej  $TE$  niż dla  $TM$  – odwrotnie niż w przewidywaniach teoretycznych i eksperymentach dotyczących badania zwykłej absorpcji w fali zanikającej. Przytoczone fakty wskazują na modyfikację właściwości atomów znajdujących się w bezpośredniej bliskości dielektryka. W celu wyjaśnienia fizycznych podstaw zaobserwowanego zjawiska, planuje się zbadanie wielkości przesunięcia linii rezonansowej w argonie dla spektroskopii w fali zanikającej, przez porównanie z położeniem linii zmierzonym w fali objętościowej. Pomiary takie będą możliwe po dobudowaniu drugiego układu (referencyjnej) detekcji optogalwanicznej. W celu precyzyjnej kontroli położenia linii rezonansowej, warto zastosować spektroskopię bezdopplerowską (patrz np. [41]). Przeprowadzono już takie pomiary, dla dwóch objętościowych wiązek przeciwbieżnych, przekrywających się w obszarze wyładowania.

Efekt optogalwaniczny, mimo że umożliwia pomiar absorpcji fali zanikającej nawet dla relatywnie dużych kątów padania, nie jest 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.



## Rozdział 3

# Pomiar rozkładu prędkości atomów w efekcie LIAD

### 3.1 Wprowadzenie

Efekt LIAD<sup>1</sup>, który został odkryty przez A. Gozziniego i współpracowników w 1993 roku, polega na efektywnej desorpcji atomów metali alkalicznych z niektórych warstw organicznych, pod wpływem słabego, nierezonansowego światła [50]. Fotodesorpcja pod wpływem światła o małym natężeniu była już wcześniej obserwowana (np. dla sodu z powierzchni szafiru), jednak efektywność tego procesu była wielokrotnie mniejsza niż dla efektu LIAD, w którym jest ona rzędu jednego zdesorbowanego atomu na sto fotonów [51]. Sztandaryzowanym przykładem zastosowania efektu LIAD było kontrolowanie światłem ze standardowej lampy błyskowej prężności par atomów rubidu w szklanej komorze próżniowej, pokrytej od wewnątrz opisaną dalej organiczną warstwą PDMS. Z par tych była z efektywnością około 50% ładowana standardowa pułapka magnetooptyczna [52].

Na początku niniejszego rozdziału przedstawiono w skrócie podstawowe właściwości efektu LIAD oraz dwa główne nurty metod ich badania. W dalszej części zaprezentowano dwa eksperymenty, których wyniki mają pomóc w wyjaśnieniu mikroskopowych procesów rządzących omawianym efektem. W pierwszym eksperymencie przeprowadzono dwufotonową spektroskopię dla atomów cezu, w skrzyżowanej fali zanikającej i objętościowej, mającą na celu zbadanie dwuwymiarowych rozkładów prędkości atomów cezu, poruszających

---

<sup>1</sup>Z ang.: Light Induced Atom (Atomic) Desorption

się przy powierzchni pryzmatu pokrytego warstwą substancji organicznej – PDMS. Drugi eksperyment miał na celu zbadanie, przy pomocy metody pomiaru czasu przelotu, jednowymiarowego rozkładu prędkości atomów cezu, desorbowanych ze szkła porowatego promieniowaniem z lasera impulsowego. Uzasadnienie wyboru szkła porowatego jako źródła desorbowanych atomów, jak też parametry tego materiału, są przedstawione w par. 3.4.

## 3.2 Podstawowe właściwości efektu LIAD

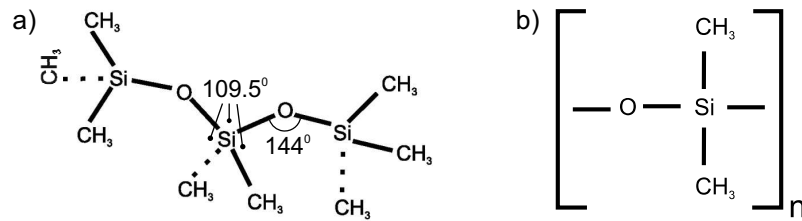
Efekt LIAD polega, jak już wspomniano, na stymulowanej światłem emisji atomów alkalicznych z warstw organicznych, pokrywających powierzchnię dielektryka. Proces ten jest nierezonansowy, zachodzi dla promieniowania niespójnego i nie jest wynikiem podgrzewania powierzchni, jak to ma miejsce np. przy ablacji laserowej. Nie jest też w żaden sposób związany z widmem absorpcyjnym zastosowanych materiałów organicznych. Należy pamiętać, że atomy alkaliczne nie są składnikami wspomnianych substancji i przed przeprowadzeniem procesu fotodesorpcji muszą być na ich powierzchni i do wnętrza – wprowadzone, np. przez umieszczenie polimeru (naniesionego na podkład szklany) w parach danego metalu. Dotychczas nie znaleziono wartości minimalnego natężenia światła powodującego zachodzenie efektu LIAD. Typowe stosowane natężenie jest rzędu  $10 \text{ mW/cm}^2$ , a typowe źródła światła to lampy błyskowe, lasery czy zwykłe żarówki zasilane bateryjnie. Efekt LIAD zaobserwowano dla atomów sodu, rubidu, cezu i potasu oraz dimerów sodu. Literatura, w której są opisane odpowiednie doświadczenia, jest wymieniona np. w pracy [53].

Wspomniane substancje organiczne to: najczęściej stosowany – polydimethylsiloxane (PDMS), octamethylcyclotetrasiloxane (OCT) oraz parafiny.<sup>2</sup> PDMS jest długołańcuchowym polimerem (patrz rys. 3.1), przezroczystym dla światła widzialnego, o współczynniku załamania 1.40-1.41. Fragmenty Si–O–Si oraz O–Si–O są elastyczne względem kątów pomiędzy kierunkami wiązań, stąd też PDMS jest amorficzny w omawianych zastosowaniach – temperatura topnienia wynosi dla niego około  $-40 \text{ }^\circ\text{C}$  [54]. Grubość warstwy PDMS, używanej w badaniach efektu LIAD wynosi średnio  $1 \text{ }\mu\text{m}$ .

Warto zauważyć, że efekt LIAD został odkryty przypadkowo – podczas badań nad pompowaniem optycznym par metali alkalicznych w komórkach

---

<sup>2</sup>Polska nazwa PDMS to polidwumetylosiloksan



Rysunek 3.1: a) schemat łańcucha PDMS. Wartości kątów są podane dla stanu równowagi, b) powtarzający się segment łańcucha PDMS (liczba segmentów  $n$  może sięgać kilkuset)

szklanych, pokrytych od wewnątrz warstwami organicznymi, mającymi na celu ograniczenie liczby nieelastycznych zderzeń pomiędzy atomami w fazie gazowej a ściankami komórki, powodujących relaksację polaryzacji atomowej.

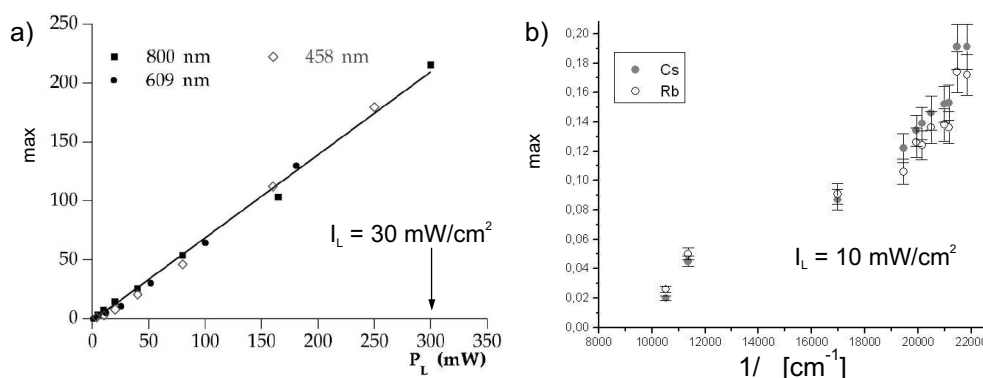
Obecnie badania efektu LIAD są przeprowadzane dwutorowo: w warunkach równowagowych – w zamkniętych komórkach dielektrycznych (z parami metali alkalicznych), których wewnętrzne ścianki są pokryte daną substancją organiczną oraz w warunkach nierównowagowych – w komorach próżniowych, w których desorpcja z płytek szklanych, pokrytych warstwą PDMS, następuje pod wpływem promieniowania z laserów impulsowych.

Badania w komórkach dielektrycznych pozwalają na poznanie makroskopowych właściwości efektu LIAD (patrz m.in. [53] i [55]) i są kontynuacją eksperymentów opisanych w [50]. Wspomniane powyżej warunki równowagowe dotyczą gęstości par atomowych w komórce (zawierającej rezerwuuar atomów w postaci metalicznej kropli danego pierwiastka) i w warstwie organicznej, przy założeniu, że układ znajduje się w ciemności. Warunki te pozwalają zatem jedynie na badanie długoczasowych (rzędu sekund) indukowanych światłem zmian w prężności par i uniemożliwiają doświadczalne poznanie mechanizmów wiązań metal-molekuła organiczna oraz mikroskopowego procesu desorpcji. W pierwszych próbach wyjaśnienia mechanizmu efektu LIAD, przedstawionych w pracach [50, 56], brano pod uwagę jedynie procesy adsorpcji i desorpcji na powierzchni warstwy polimerowej. Od strony mikroskopowej przewidziano, że atomy metalu alkalicznego mogą się wiązać z molekułami PDMS bądź w wyniku oddziaływania van der Waalsa, bądź dzięki wymianie elektronu, zgodnie z poniższym (uproszczonym) schematem dla atomów sodu:



W miejscu przecięcia krzywych energii potencjalnej dla obydwu typów wiązań powstaje antyskrzyżowanie. Umożliwia ono, przy dostatecznie dużej energii wzbudzenia światłem desorbującym, przejście ze stanu podstawowego, jakim jest stan układu  $Na^+PDMS^-$  do stanu niezwiązanego –  $Na + PDMS$ . Wspomniane wiązanie jonowe jest tworzone w wyniku oddziaływania atomu alkalicznego z atomami rdzenia łańcucha organicznego – tlenu lub krzemu. Należy jednakże pamiętać, że właściwości efektu LIAD (a w tym – długość fali, powyżej której nie obserwuje się fotodesorpcji) są podobne dla parafin, w których nie występuje rdzeń -Si-O- [57]. Możliwe zatem, że wiązanie metal-molekuła organiczna następuje przy udziale grup wodorowęglowych.

Szczegółowe badania zmian gęstości par rubidu i cesu w czasie, następujących pod wpływem obecności światła desorbującego, doprowadziły do wniosku, że ogromną rolę w procesie LIAD gra dyfuzja atomów metali alkalicznych *wewnątrz* warstw organicznych, a w szczególności – wzrost tej dyfuzji pod wpływem obecności światła. W standardowym eksperymencie bada



Rysunek 3.2: Charakterystyczne cechy efektu LIAD w komórkach szklanych pokrytych warstwą PDMS ( $\delta_{max}$  – względny, maksymalny wzrost gęstości atomów cesu lub rubidu); zależność od a) mocy [53], b) długości fali światła desorbującego [51]

się względne maksymalne zmiany prężności par metali alkalicznych  $\delta_{max}$  w funkcji różnych parametrów światła desorbującego (natężenia, długości fali, czasu oddziaływania światła i próbki) – patrz rys. 3.2. Okazuje się, że parametr  $\delta_{max}$  jest proporcjonalny do pierwiastka kwadratowego z natężenia światła desorbującego, a nie do jego eksponenty (jak dla desorpcji indukowanej procesami termicznymi). Wydajność fotodesorpcji rośnie wraz ze wzrostem energii fotonów światła desorbującego. Jednowymiarowy model opisujący dy-

fuzję atomów w efekcie LIAD dla opisywanych warunków uwzględnia dyfuzję atomów wewnątrz warstwy organicznej, równowagową adsorpcję i desorpcję na jej powierzchni oraz desorpcję indukowaną światłem, a także parowanie i kondensację na powierzchni rezerwuaru [53]. Model ten dobrze tłumaczy nieliniową (patrz rys. 3.2) zależność parametru  $\delta_{max}$  od natężenia światła desorbującego – dla dostatecznie dużych natężeń światła desorpcja z pokrycia organicznego następuje szybciej niż dyfuzja kolejnych atomów z jego głębszej warstwy.

Przebieg badań efektu LIAD w warunkach ultra wysokiej próżni, w reżimie desorpcji impulsami promieniowania o gęstości energii (fluencji) do  $300 \text{ mJ/cm}^2$  i czasie trwania kilku ns jest opisany w pracach [58, 59, 60]. Podane tu warunki eksperymentalne różnią się zasadniczo od tych dla zamkniętych komórek dielektrycznych – desorpcja atomów następuje do próżni, a zatem możliwe jest poznanie ich rozkładów prędkości w funkcji długości fali czy natężenia światła desorbującego dzięki użyciu techniki pomiarów czasu przelotu (TOF).<sup>3</sup> Przeprowadzone badania pozwoliły na zaproponowanie modelu procesów mikroskopowych, jakie zachodzą podczas fotodesorpcji z warstw PDMS – przewidziano, że desorpcja ta jest specyficzną odmianą procesu DIET (patrz par. 3.4.3) [59].<sup>4</sup>

Wiele informacji na temat badań efektu LIAD, a także wskazówek dotyczących pokrywania komórek dielektrycznych oraz płytek szklanych warstwą PDMS można znaleźć w pracy [61].

## 3.3 Spektroskopowa metoda badania efektu LIAD

### 3.3.1 Podstawy teoretyczne spektroskopii w wiązkach skrzyżowanych

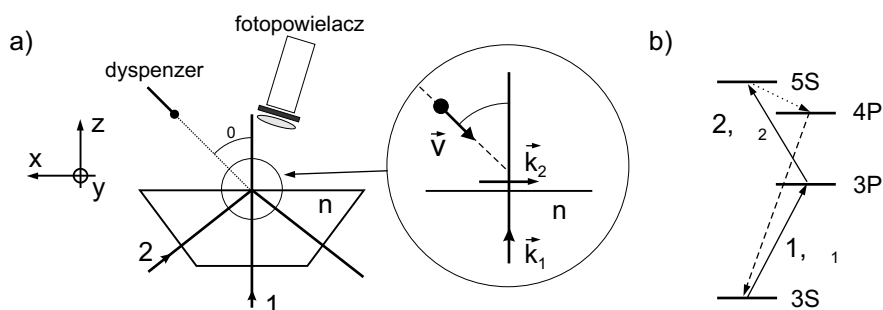
Jak już wspomniano na początku par. 1.4, fala zanikająca była z powodzeniem wykorzystywana w spektroskopowych badaniach atomów, poruszających się w pobliżu powierzchni dielektryka – w odległości rzędu głębokości wnikania fali zanikającej. Badanie widma fluorescencji atomów sodu, wzbudzanych w polu fali zanikającej, odstrojonej od rezonansu o około 1.5 GHz,

<sup>3</sup>Analogiczny eksperyment, wykorzystujący metodę TOF przy desorpcji ze szkła porowatego jest opisany w par. 3.4

<sup>4</sup>Z ang.: Desorption Induced by Electronic Transitions

umożliwiło obserwację fluorescencji atomów na częstotliwości własnej, a nie wzbudzającej [18]. Klasycznym odpowiednikiem takiej sytuacji jest wahadło w chwilowym stanie niestacjonarnym, wynikającym z poddania go sile wymuszającej o częstotliwości różnej od częstotliwości rezonansowej wahadła. Kształt widma fluorescencji zależał tylko od temperatury pryzmatu, a nie piecyka, będącego źródłem atomów w tym eksperymencie. Oznacza to, że obserwowane widma pochodziły przede wszystkim od atomów desorbujących z pryzmatu. Dwufotonowa spektroskopia fluorescencyjna dla atomów sodu, przeprowadzona w dwóch przeciwbieżnych falach zanikających pozwoliła na zbadanie energii adsorpcji dla tych atomów na powierzchni szkła oraz stopień pokrycia powierzchni pryzmatu warstwą sodu metalicznego [62]. Teoretyczne obliczenia profilu linii fluorescencyjnych dla tego układu eksperymentalnego umożliwiły potwierdzenie przewidywań, mówiących że desorbujące z powierzchni dielektryka atomy posiadają kosinusowy rozkład prędkości (tzw. rozkład Knudsen) [17].

Bazując na wynikach przytoczonych powyżej doświadczeń, zmodyfikowano układ pomiarowy i przeprowadzono dwufotonową (typu *step by step*) spektroskopię fluorescencyjną w konfiguracji przedstawionej na rys. 3.3 [19, 63]. Konfiguracja ta, ze względu na wybranie kąta prostego pomiędzy kierun-



Rysunek 3.3: a) schemat biegu wiązek w spektroskopii w skrzyżowanych falach: zanikającej i objętościowej,  $\theta_0$  – kąt padania strumienia atomów z dyspenzera na powierzchnię pryzmatu,  $\theta$  – kąt pomiędzy kierunkiem prędkości atomu a normalną do powierzchni pryzmatu,  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  – odstrojenie fal 1 i 2 od odpowiednich częstotliwości rezonansowych, a  $\vec{k}$  – wektory falowe, b) schemat istotnych poziomów energetycznych na przykładzie sodu

kiem propagacji fali objętościowej i efektywnym kierunkiem propagacji fali zanikającej, pozwala na spektroskopowe rozróżnienie atomów poruszających się pod danym kątem względem powierzchni pryzmatu, w jego bezpośredniej



bliskości – rzędu 1  $\mu\text{m}$ . Dzięki odpowiedniemu doborowi odstrojenia fal 1 i 2 od częstości rezonansowych, możliwe jest bowiem (dzięki istnieniu efektu Dopplera) wzbudzanie („adresowanie”) atomów pochodzących: bezpośrednio z wiązki z dyspenzera, rozproszonych przed powierzchnią, zdesorbowanych z powierzchni i odbitych od tej powierzchni.

Aby móc zbadać wielkość udziału wymienionych powyżej grup atomów w ogólnej liczbie atomów poruszających się w obszarze przekrywania się fali zanikającej i objętościowej wyliczono, na podstawie równań Blocha, populację  $n_e$  ostatniego stanu wzbudzonego, uwzględniając rozkład prędkości zespołu atomów. Od tej populacji zależy z kolei natężenie obserwowanej w doświadczeniu fluorescencji. W przypadku gdy obydwa przejścia optyczne (1 i 2) nie są nasycone, a kąt padania na granicę dielektryk-próżnia jest bliski kątowowi granicznemu, populację  $n_e$  można wyrazić przy pomocy następujących wzorów [63]:

$$n_e^+ \propto f^+ \left( \frac{\Delta_2}{k_2}, \frac{\Delta_1}{k_1} \right) \Theta(\Delta_1), \quad (3.2)$$

$$n_e^- \propto f^- \left( \frac{\Delta_2}{k_2}, \frac{\Delta_1}{k_1} \right) \Theta(1 - \Delta_1). \quad (3.3)$$

Indeksy górne + i – oznaczają odpowiednio atomy oddalające się i zbliżające do powierzchni pryzmatu. Funkcje  $f$  to dwuwymiarowe – ze względu na geometrię układu – rozkłady prędkości atomów (postulowana postać tych funkcji jest przedstawiona poniżej), a  $\Theta$  to funkcja Heaviside’a. Wspomniane założenie dotyczące kąta padania oznacza, że ze względu na dużą głębokość wnikania fali zanikającej, można było zaniedbać poszerzenie od czasu przeletu względem naturalnej szerokości linii.

Potwierdzony doświadczalnie rozkład prędkości atomów, które bez zderzeń dotarły bezpośrednio z dyspenzera do powierzchni pryzmatu dany jest wzorem<sup>5</sup>:

$$f_{dysp} \propto \frac{v \cos(\theta - \theta_0)}{v^2 \sin^2(\theta - \theta_0) + w^2} \exp \left( - \frac{v^2 \cos^2(\theta - \theta_0)}{v_{dysp}^2} \right), \quad (3.4)$$

gdzie  $v_{dysp}$  to najbardziej prawdopodobna prędkość atomów, wyznaczona na podstawie temperatury dyspenzera, a  $w$  to szerokość rozkładu Lorentza dla kierunku prostopadłego do kierunku strumienia atomów z dyspenzera. Gausowski rozkład prędkości w kierunku równoległym do kierunku strumienia

<sup>5</sup>Droga swobodna dla atomów jest w tym przypadku porównywalna z odległością dyspenzer-obszar detekcji

jest skorygowany ze względu na jego kierunkowy (a zatem – nieizotropowy) charakter. Przedstawiony rozkład prędkości może również charakteryzować atomy odbite w sposób lustrzany od powierzchni pryzmatu.

Przyjęto, że rozkład prędkości atomów rozproszonych przed powierzchnią pryzmatu jest gaussowski:

$$f_{rozpr} = \frac{1}{\pi u^2} \exp\left(-\frac{v^2}{u^2}\right), \quad (3.5)$$

z parametrem  $u$  znalezionym w pomiarach parametrów strumienia atomów z dyspenzera.

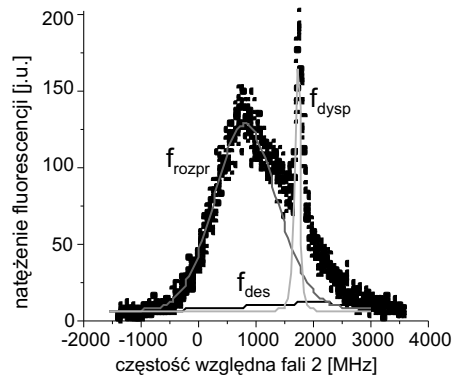
Założono, że rozkład Knudsena prędkości atomów desorbujących z powierzchni pryzmatu jest zdeterminowany przez ich równowagę termodynamiczną z tą powierzchnią i przyjmuje postać:

$$f_{des} = \frac{2}{\sqrt{\pi} v_T^3} v_z \exp\left(-\frac{v_x^2 + v_z^2}{v_T^2}\right), \quad (3.6)$$

gdzie  $v_T$  to najbardziej prawdopodobna prędkość zależna od temperatury pryzmatu  $T$ .

Prosta postać wzorów 3.2 i 3.3 pozwala na jakościową analizę otrzymanych widm fluorescencyjnych pod kątem identyfikacji przyczynków pochodzących od różnych grup atomów, których rozkłady prędkości są opisywane przez przedstawione wyżej funkcje rozkładu  $f$ . Natomiast pełne rachunki numeryczne, uwzględniające efekty nasyceniowe, pozwoliły na wierne odtworzenie otrzymanych w eksperymencie widm. Przykładowe widmo, wraz z dopasowanymi krzywymi teoretycznymi, jest przedstawione na rys. 3.4. Jak łatwo zauważyć, przy ujemnym odstrojeniu  $\Delta_1$  fali objętościowej, wzbudzane są jedynie atomy zbliżające się do powierzchni pryzmatu. Dla dodatniego odstrojenia  $\Delta_2$  fali zanikającej obserwuje się wyraźny wkład od atomów pochodzących bezpośrednio z dyspenzera (por. rys. 3.3 a).

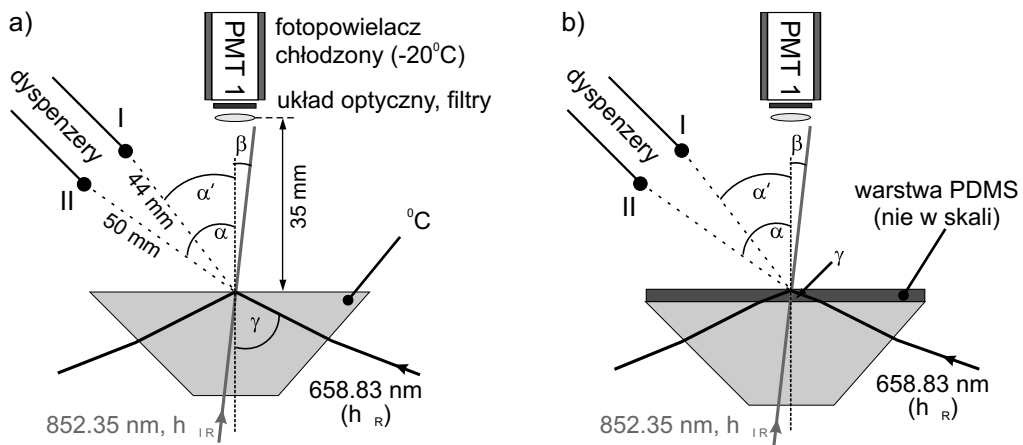
Opisana metoda może być użyteczna przy badaniu oddziaływań gaz-powierzchnia czy też zachodzących na powierzchni reakcji chemicznych. W celu sprawdzenia przydatności opisanej powyżej metody do badania właściwości efektu LIAD, analogiczny eksperyment przeprowadzono dla pryzmatu pokrytego warstwą substancji PDMS. W szczególności – oczekiwano obserwacji w widmie fluorescencyjnym składnika pochodzącego od atomów odbijanych elastycznie od warstwy organicznej.



Rysunek 3.4: Przykładowe widmo fluorescencyjne otrzymane przy przestrajaniu fali zanikającej 2 i przy ustalonej częstotliwości fali objętościowej 1 (patrz rys. 3.3), wynoszącej  $\Delta_1 = -800$  MHz. Rysunek przygotowany na podstawie [63]

### 3.3.2 Układ eksperymentalny

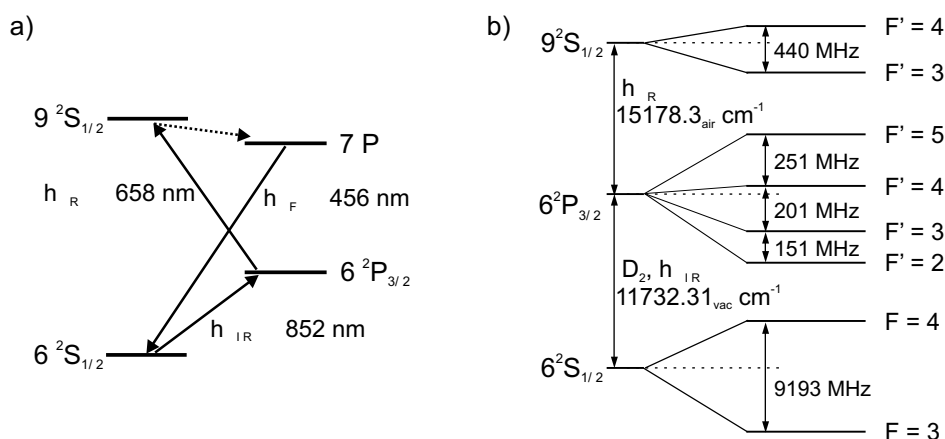
Schemat zbudowanego od podstaw układu doświadczalnego, bazującego na idei przedstawionej na rys. 3.3, jest ukazany na rys. 3.5. Głównym elementem zestawu był ścięty szklany pryzmat prostokątny, którego długość przeciw-



Rysunek 3.5: Szkic układu eksperymentalnego (nie w skali) dla pryzmatu niepokrytego (a) i pokrytego (b) warstwą PDMS. Zaznaczono bieg wiązek i charakterystyczne kąty

prostokątnej wynosiła 27.85 mm, a wysokość (po ścięciu) – 10 mm. Źródłem atomów cezu  $^{133}\text{Cs}$  był jeden z dwóch zaznaczonych na rysunku dyspenserów firmy Saes Getters [64]. Światło fluorescencji było ogniskowane na katodzie fotopowielacza, dzięki zastosowaniu dwóch soczewek o średnicach około 2 cm. Pryzmat niepokryty warstwą PDMS, był w czasie pomiarów podgrzewany do temperatury około  $75\text{ }^{\circ}\text{C}$  w celu ograniczenia ewentualnego procesu adsorpcji atomów cezu na jego powierzchni.

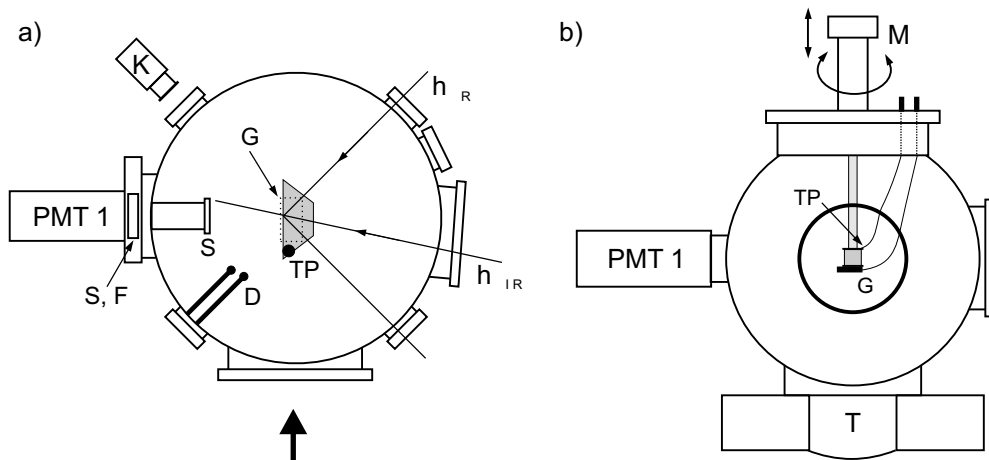
Doświadczenie przeprowadzono korzystając z dwufotonowego wzbudzenia, zachodzącego zgodnie ze schematem z rys. 3.6.



Rysunek 3.6: a) schemat przejść we fluorescencyjnej spektroskopii dwufotonowej w cezie, b) schemat struktury nadsubtelnej poziomów biorących udział we wzbudzeniu *step by step*. Wielkość rozszczepień stanu  $6\ ^2\text{P}_{3/2}$  pochodzi z [65], a stanu  $9\ ^2\text{S}_{1/2}$  z [66]

Eksperyment został zrealizowany w układzie próżniowym, przedstawionym na rys. 3.7. Ciśnienie bazowe wynosiło  $2 \cdot 10^{-8}$  mbara. Pryzmat był zamocowany na manipulatorze, umożliwiającym jego obrót, zmianę wysokości, a także ustalenie temperatury, z zakresu  $-50 \div 200\text{ }^{\circ}\text{C}$ , z jednej strony dzięki połączeniu miedzianą plecionką ze zbiornikiem ciekłego azotu, a z drugiej strony dzięki specjalnie dobudowanej grzałce z drutu koaksjalnego. Justowanie układu było zadaniem trudnym, m.in. ze względu na fakt, że obydwie zastosowane lasery były jednocześnie wykorzystywane w innym eksperymencie (opisanym w par. 3.4), przeprowadzanym w osobnej komorze próżniowej. Dla każdego wybranego kąta ustawienia pryzmatu, należało przekryć obszar fali zanikającej oraz wiązki objętościowej. Justowania dokonywano wstępnie

przy pomocy kamery przemysłowej, a następnie precyzyjnie – interpretując odbłaski obserwowane bezpośrednio w miejscu fotopowielacza, gdyż punkt przekrycia musiał znajdować się na osi fotopowielacza i środka soczewek, z dokładnością  $\pm 0.5$  mm. Bieg wiązki  $h\nu_{IR}$  dobierano w taki sposób, aby nie zakłócała pracy fotopowielacza, a światło z niej rozproszone nie dostawało się z powrotem do lasera diodowego – wśród dostępnych elementów optycznych nie było bowiem izolatora optycznego.

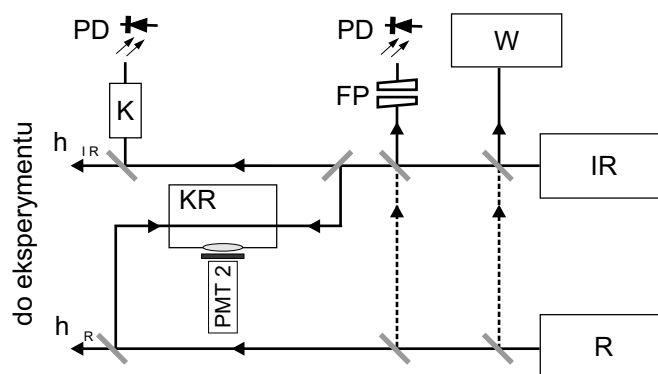


Rysunek 3.7: Szkic układu eksperymentalnego – widok z góry (a) i z boku (b), od strony wskazanej strzałką. S – soczewki, F – zestaw filtrów (patrz tekst), G – układ grzania pryzmatu, TP – termopara, D – dyspensery, K – pomocnicza kamera CCD, T – pompa turbomolekularna, M – obrotowy manipulator. Pozostałe oznaczenia jak na rys. 3.5

Ponieważ częstość zliczeń fotonów właściwego sygnału, względem zliczeń fotonów tła, była w tym eksperymencie niewielka, należało również starannie dobrać rodzaj fotopowielacza PMT 1 oraz liczbę i typ filtrów optycznych. Spośród dostępnych modeli fotopowielaczy – R943-02, EMI 9416B oraz R585 wybrano pierwszy z nich. Mimo że zakres spektralny jego czułości obejmuje również podczerwień, okazał się on najlepszy, ze względu na dużą czułość dla zakresu 456 nm oraz możliwość jego schłodzenia do  $-20$  °C, a przez to znaczną redukcję poziomu szumu. Przy prawidłowym wyjustowaniu układu oraz zastosowaniu jednego filtra interferencyjnego ( $460 \pm 10$  nm) i dodatkowego filtra, utworzonego z dielektrycznego lustra na podczerwień, uzyskano częstość zliczeń 0.07 kHz w całkowicie zaciemnionej komorze, 0.50 kHz przy rozgrzanym dyspenserze i 0.80 kHz przy włączonej wiązce  $h\nu_{IR}$ . Częstość zli-

czeń fotonów z właściwego sygnału wynosiła do 30 kHz. Rezultat taki otrzymywano przy dużym natężeniu prądu płynącego przez dyspenzery –  $8 \div 9$  A, zapewniającym emitowanie przez nie maksymalnego możliwego strumienia atomów. Pojemność dyspenzerów starczała wtedy jednak jedynie na około pół godziny ciągłej pracy.

Schemat układu laserowego i układów pomocniczych jest przedstawiony na rys. 3.8. W zestawie wykorzystano dwa lasery typu Lynx TEC 100 firmy Sacher Lasertechnik Group, kontrolowane sterownikami Modular Laser Driver 1000. Maksymalne otrzymywane moce to 100 mW dla wiązki  $h\nu_{IR}$  (laser IR) i 10 mW dla wiązki  $h\nu_R$  (laser R). Obydwa lasery posiadały zewnętrzny rezonator Littrowa i mogły być przestrajane bez przeskoków modów w zakresie do 30 GHz ( $h\nu_{IR}$ ) i kilku GHz ( $h\nu_R$ ). Było to możliwe dzięki układowi synchronicznej zmiany natężenia prądu diody laserowej wraz ze zmianami napięcia na elementach piezoelektrycznych, kontrolujących kąt ustawienia siatki dyfrakcyjnej. Dodatkowa komórka z parami cezu, interferometr Fabry-Pérot oraz miernik długości fali (w przeliczeniu – o rozdzielczości 300 MHz) miały za zadanie umożliwić ustalenie bezwzględnej częstotliwości promieniowania  $h\nu_{IR}$ , a także częstotliwości względnej dla  $h\nu_R$ . Sygnał dwufotonowy z komory referencyjnej ułatwiał precyzyjne ustawienie długości fali obydwu laserów w pobliżu odpowiednich przejść optycznych. Natężenie



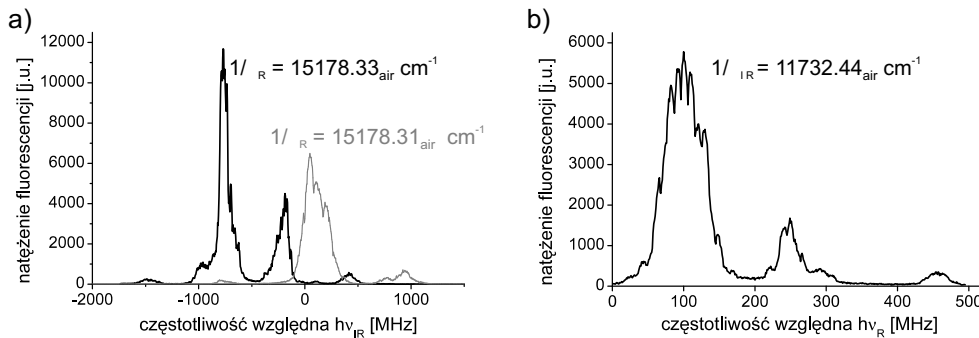
Rysunek 3.8: Szkic zestawu układów pomocniczych: W – interferencyjny miernik długości fali, FP – interferometr Fabry-Pérot (FSR = 61.6 MHz), K – referencyjna komórka szklana z parami cezu, KR – próżniowa komórka referencyjna, PMT 2 – fotopowielacz, PD – fotodiody, IR/R – lasery diodowe

wiązki  $h\nu_{IR}$  wynosiło przed pryzmatem  $(25 \pm 5) \cdot 10^3$  W/m<sup>2</sup>, a wiązki  $h\nu_R$  –  $(2.0 \pm 0.5) \cdot 10^3$  W/m<sup>2</sup>. Gaussowski ( $e^{-1}$ ) promień przekroju poprzecznego

obydwu wiązek wynosił 1 mm.

Niemożliwe okazało się niestety ustalenie bezwzględnej skali częstotliwości dla lasera  $h\nu_R$ . Jakkolwiek rozdzielczość wskazań miernika długości fali wynosiła 300 MHz (a interpolowana – 150 MHz), to jednak niepewność pomiaru oszacowano na  $\pm 250$  MHz. Spektroskopia przeprowadzona w komórce z parami jodu  $I_2$  wykazała, że otrzymana dzięki niej dokładność nie byłaby większa niż ta przy użyciu miernika długości fali.

Na rys. 3.9 przedstawione są przykładowe widma fluorescencyjne, otrzymane zgodnie ze schematem z rys. 3.6, w komórce referencyjnej z rys. 3.8 dla wiązek przeciwbieżnych. Niestety, brak odpowiednich izolatorów optycznych spowodował, że jakość spektralna wiązek światła z obydwu laserów nie była optymalna.



Rysunek 3.9: Przykładowe widma fluorescencji dla wzbudzenia dwufotonowego dla wiązek przeciwbieżnych. a) przestrajanie lasera IR wokół  $11732.15 \text{ cm}_{\text{air}}^{-1}$  (linia  $D_2$ ,  $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$ ), b) przestrajanie lasera R wokół  $15178.33 \text{ cm}_{\text{air}}^{-1}$

Podstawowe dane dotyczące niektórych wykorzystywanych w doświadczeniach urządzeń są przedstawione poniżej:

- fotopowielacz PMT 1: Hamamatsu R943-02, pracujący w trybie zliczania fotonów, przy napięciu 2200 V. Fotopowielacz był chłodzony do około  $-20 \text{ }^\circ\text{C}$  dwustopniowo – elementem Peltiera, i wymuszonym obiegiem wody.
- fotopowielacz PMT 2: Hamamatsu R585, pracujący w trybie zliczania fotonów, przy napięciu do 1100 V,
- układ próżniowy: komora o objętości około 10 l, odpompowywana przy pomocy podwójnej pompy turbomolekularnej firmy Pfeiffer Vacuum

typu TPU400 i wstępnej pompy rotacyjnej firmy Trivac D firmy Leybold. Pomiarów ciśnienia w komorach dokonywano przy pomocy standardowych próżniomierzy jonizacyjnych,

- interferometr Fabry-Pérot: konfokalny, o przedziale dyspersji równym  $\text{FSR} = 61.6 \text{ MHz}$  i odległości około 1.3 m między lustrami. Szkielet interferometru był wykonany z materiału o małym współczynniku rozszerzalności temperaturowej,
- miernik długości fali: interferencyjny, firmy Burleigh, o maksymalnej rozdzielczości  $0.01 \text{ cm}^{-1}$ , czyli 300 MHz. Środowiskiem dla pomiarów było powietrze.

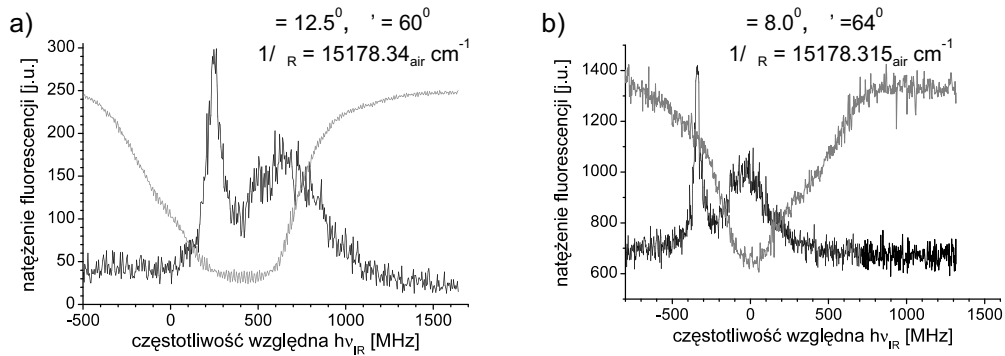
Sygnal z fotopowielacza PMT 1 był wzmacniany w szybkim wzmacniaczu (firmy ESN Electronic) o czasie narastania impulsu poniżej 0.5 ns, a następnie, po uformowaniu w dyskryminatorze, rejestrowany na komputerze, wraz z sygnałem referencyjnym z komórki cezowej i interferometru Fabry-Pérot. Częstotliwość zliczeń z pomocniczego fotopowielacza PMT 2 była stale kontrolowana na częstotliwościomierzu.

### 3.3.3 Wstępne wyniki pomiarów

Badania przeprowadzono zarówno dla pryzmatu pokrytego jak i niepokrytego warstwą PDMS. W kolejnych seriach pomiarowych zmierzono widma fluorescencyjne przy ustalonej częstotliwości jednego z laserów i przestrajaniu drugiego. Widma zarejestrowano dla pierwszego wzbudzenia  $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$  oraz  $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ . Głębokość wnikania fali zanikającej ( $h\nu_R$ ) wynosiła  $150 \div 620 \text{ nm}$ , a dla przedstawionych w tym paragrafie wybranych wyników –  $150 \div 190 \text{ nm}$ .

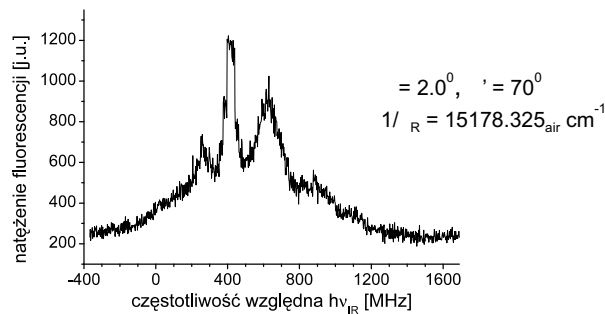
Na rys. 3.10 ukazane są dwa przykładowe widma fluorescencyjne, otrzymane przy przestrajaniu lasera IR, a zatem przy zmianie częstotliwości fali objętościowej, odpowiadającej badaniu rozkładu prędkości w kierunku prostopadłym do powierzchni pryzmatu. Dobrze widoczny jest wkład pochodzący od atomów bezpośrednio pochodzących z dyspenzera. Położenie *piku* na skali częstotliwości, względem widma poszerzonego dopplerowsko, jest zgodne z przewidywaniami opartymi na prostych rozważaniach geometrycznych dotyczących schematu 3.5. Linia szara na obydwu wykresach reprezentuje referencyjną absorpcję w parach cezu. Zero skali częstotliwości na rys. 3.10 a) odnosi się do przejścia  $F = 4 \rightarrow F' = 3$ .





Rysunek 3.10: Przykładowe widma fluorescencyjne otrzymane dla dyspenzera I, przy przestrajanii lasera IR wokół przejść: a)  $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$ , b)  $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ . Zastosowane symbole odnoszą się do rys. 3.5

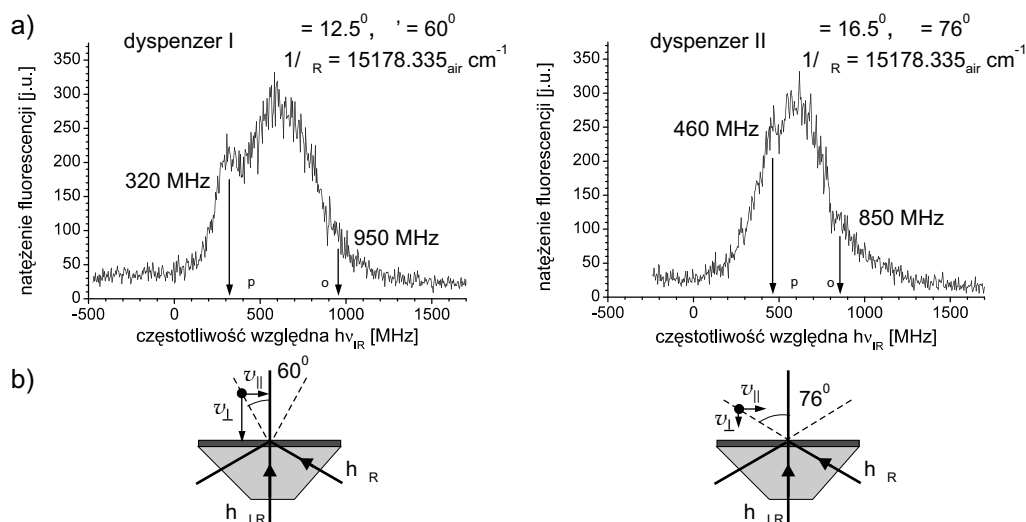
Struktura nadsubtelna atomów cezu jest w kontekście opisywanego tu eksperymentu dość skomplikowana. Wnioski ilościowe dla otrzymanych widm można by wyciągnąć, przeprowadzając rachunki podobne do tych przedstawionych w par. 3.3.1, po uwzględnieniu (z odpowiednimi wagami) wszystkich składowych przejść optycznych. W celu ilustracji problemu, na rys. 3.11 przedstawione jest przykładowe widmo, w którym widoczne jest kilka wąskich struktur, odpowiadających atomom pochodzącym wprost z dyspenzera. Widmo otrzymano przy bardzo dużym natężeniu prądu dyspenzera, wynoszącym 9A.



Rysunek 3.11: Przykładowe widmo otrzymane dla dyspenzera I, przy przestrajanii lasera IR wokół przejść  $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ . Zastosowane symbole odnoszą się do rys. 3.5

Szczególnie istotna w opisywanym eksperymencie jest próba znalezienia w widmach fluorescencyjnych wkładu od atomów pochodzących wprost z

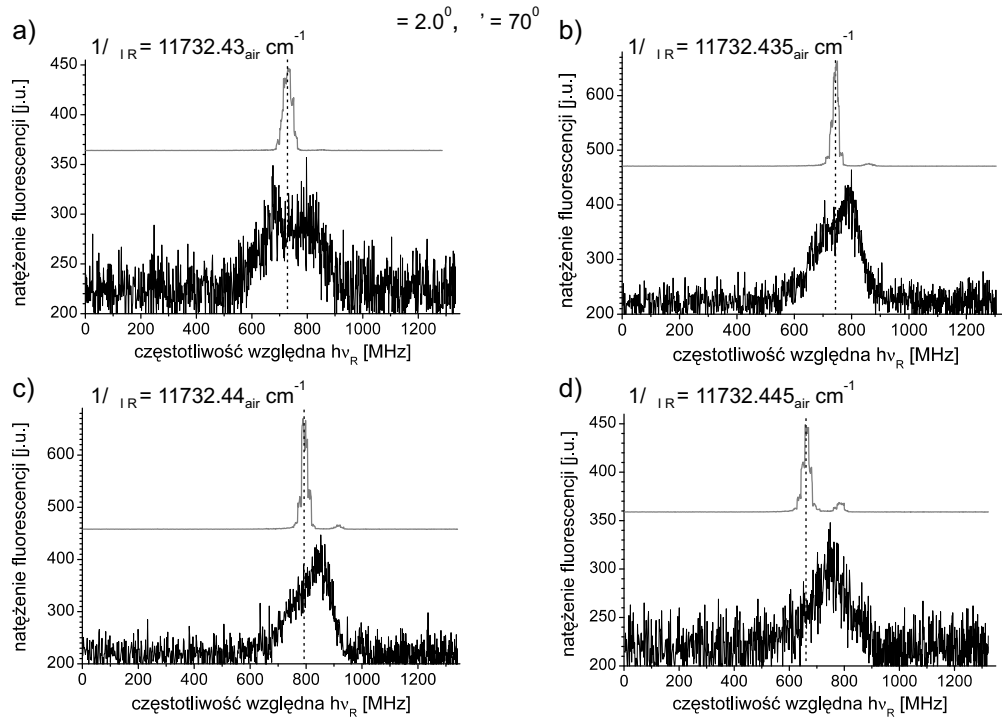
dyspenzera, a odbitych elastycznie od warstwy PDMS, i nie obserwowanych dotychczas dla pryzmatu bez pokrycia organicznego. Na rys. 3.12 ukazane są widma, w których widoczny jest wkład od atomów zarówno należących do strumienia padającego na pryzmat, jak i (prawdopodobnie) strumienia od niego odbitego. Ponieważ częstota laseru R jest dla obydwu widm taka sama,



Rysunek 3.12: Ilustracja prawdopodobnego elastycznego odbicia strumienia atomów (opis w tekście): a) wyniki pomiarów, b) uproszczony schemat sytuacji eksperymentalnej (bez uwzględniania kąta  $\beta$  z rys. 3.5). Laser IR był przesłajany wokół przejść  $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$ . Zero skali częstotliwości odpowiada przejściu  $F = 4 \rightarrow F' = 3$ .  $\nu_p$  – częstotliwość rezonansowa dla atomów padających,  $\nu_o$  – częstotliwość rezonansowa dla atomów odbitych. Pozostałe zastosowane symbole odnoszą się do rys. 3.5

składowa  $v_{\parallel}$  prędkości atomów z dyspenserów (i odbitych elastycznie) równoległa do powierzchni pryzmatu jest w obu przypadkach sobie równa. Ponieważ znany jest kąt padania strumienia atomów na pryzmat –  $60^\circ$  dla dyspensera I i  $76^\circ$  dla dyspensera II, łatwo zauważyć, że składowa prędkości  $v_{\perp}$  prostopadła do pryzmatu jest większa dla dyspensera I niż II. Uwzględniając efekt Dopplera, jest to jakościowo konsyistentne z obserwowanymi położeniami rozważanych struktur na skali częstotliwości – częstotliwość rezonansowa  $\nu_p$  dla dyspensera I jest niższa niż częstotliwość  $\nu_p$  dla dyspensera II, a zatem w pierwszym przypadku wiązka  $h\nu_{IR}$  jest bardziej odstrojona ku czerwieni niż w drugim. Analogiczne rozumowanie można przeprowadzić dla częstotliwości  $\nu_o$  dla atomów odbitych elastycznie.

Na rys. 3.13 są przedstawione widma fluorescencyjne otrzymane przy ustalonej częstotliwości lasera IR i przestrajaniu lasera R. Jak widać z rys. a) i



Rysunek 3.13: Widma fluorescencyjne otrzymane przy przestrajaniu lasera R (opis w tekście). Zero skali częstości jest dobrane arbitralnie. Linia szarą zaznaczono sygnał referencyjnej spektroskopii dwufotonowej w wiązkach przeciwbieżnych. Zastosowane symbole odnoszą się do rys. 3.5

b), położenie dwufotonowego rezonansu referencyjnego znajduje się pomiędzy dwoma maksimumami właściwego widma. Prawdopodobnie wynika to z faktu, że energia fotonu lasera IR, mierzona względem stanu podstawowego, wypada między dwoma podpoziomami nadsubtelnymi pośredniego stanu  $6^2P_{3/2}$ . Wtedy górny poziom jest obsadzany w atomach poruszających się w stronę pryzmatu (fala  $h\nu_{IR}$  jest odstrojona względem tego poziomu ku czerwieni), a dolny – w atomach oddalających się od jego powierzchni. Łatwo wtedy zauważyć, rozważając schemat z rys. 3.6 i geometrię układu, że lewe maksima w widmach fluorescencyjnych odpowiadają atomom zbliżającym się do pryzmatu, a prawe – oddalającym się od niego. Wynika to z faktu, że rezonans dwufotonowy dla tych pierwszych zachodzi dla niższej częstości fali zanikającej ( $h\nu_R$ ) – obsadzony jest bowiem wyższy poziom stanu pośredniego

$6^2P_{3/2}$ . Udział tych atomów maleje wraz ze wzrostem częstotliwości lasera IR, ze względu na wąski rozkład ich prędkości – pochodzą bowiem w dużej mierze wprost z dyspenzera. Trudno jest określić czy prawe maksimum pochodzi przede wszystkim od atomów, które zostały zdesorbowane z powierzchni warstwy PDMS czy też od niej odbite elastycznie. Mała szerokość spektralna tej krzywej, w porównaniu np. z tymi na rys. 3.10 może być bowiem wynikiem istnienia preferowanego kierunku dla desorbujących atomów – prostopadłego do powierzchni.

### 3.3.4 Podsumowanie

Zbudowany układ eksperymentalny oraz wstępne wyniki pomiarów, pokazujące jego możliwości, stanowią wygodną bazę, pozwalającą na przeprowadzenie dalszych badań efektu LIAD. Zebrane dane doświadczalne wskazują na konieczność ulepszenia układu, w celu poprawy stosunku sygnału do szumu w obserwowanych widmach fluorescencyjnych. Planuje się użycie lasera o długości fali 795 nm i maksymalnej mocy około 100 mW, zamiast lasera o długości fali 658 nm (R) i efektywnej mocy kilku miliwatów. Proces dwufotonowy będzie wtedy prowadził do wzbudzenia atomów cezu do poziomu 8S, a fluorescencja nadal będzie obserwowana z poziomu 7P. Pierwsze testy wykazały, że nowy laser charakteryzuje się znacznie lepszą liniowością przestrajania względem napięcia sterującego niż posiadany model lasera R. Ponadto, w celu polepszenia spektralnej jakości promieniowania, użyty zostanie izolator optyczny. Planuje się również wprowadzanie obydwu wiązek laserowych do komory za pośrednictwem światłowodów jednomodowych.

Niestety nie da się ominąć problemu związanego z relatywnie skomplikowaną strukturą nadsubtelną w atomach cezu. Przeprowadzenie badań dla korzystniejszych pod tym względem atomów sodu nie jest możliwe, ze względu na konieczność użycia laserów barwnikowych, które nie są obecnie dostępne z powodu uszkodzenia pompujących je jonowych laserów argonowych.

Zadowolającą czułość opisywanej metody pomiaru rozkładów prędkości atomów uzyska się, jeśli spełnione zostaną następujące warunki:

- wektory falowe fali zanikającej i objętościowej będą zawsze prostopadłe. Będzie to wymagało modyfikacji układu w celu uzyskania geometrii z rys. 3.3,
- znane będą bezwzględne skale częstotliwości dla obydwu wiązek. Umoż-

liwi to w pierwszej kolejności jednoznaczną analizę jakościową otrzymywanych widm.

- znane będą rozkłady prędkości atomów w strumieniu emitowanym przez dyspenser. Pomiary tych rozkładów zostaną dokonane przy użyciu spektroskopii jednofotonowej.

Jeżeli przedstawione w tym paragrafie modyfikacje spowodują istotny wzrost czułości układu detekcji, zostanie przeprowadzona seria kolejnych pomiarów. Wzorując się na pracach [20, 21], planuje się pomiar czasu przelotu atomów desorbowanych z powierzchni warstwy PDMS promieniowaniem z lasera impulsowego. Detekcja atomów odbywać się będzie w polu przeciwbieżnych fal zanikających, a zatem dla efektywnie zerowej odległości między miejscem desorpcji a obszarem detekcji. Umożliwi to bezpośrednie zbadanie czasowej zależności między procesami desorpcji a wywołującymi ją impulsami światła.

## 3.4 Badanie jednowymiarowego rozkładu prędkości atomów

### 3.4.1 Wstęp

W rozdziale tym jest przedstawiony eksperyment pozwalający na zbadanie jednowymiarowego rozkładu prędkości atomów cezu, desorbowanych ze szkła porowatego lub zwykłego, podczerwonym promieniowaniem z lasera impulsowego (charakterystyka szkła porowatego jest przedstawiona w następnym podrozdziale). Doświadczenie to jest ważnym etapem badania nowych, wydajnych, kontrolowalnych światłem źródeł atomów alkalicznych.<sup>6</sup> W eksperymencie tym nie jest wykorzystywana fala zanikająca, jednak jest on mocno osadzony w ciągu badań dotyczących oddziaływania światła i powierzchni ciał stałych, w których często fala zanikająca jest głównym narzędziem badawczym – czy to w spektroskopii, w pomiarach czasu przelotu (TOF), czy jako fala desorbująca (patrz par. 3.3 i 1.4).

Zaobserwowany niedawno efekt LIAD (patrz par. 3.2) w szkle porowatym (o olbrzymiej efektywnej powierzchni wewnętrznej) zwrócił uwagę na ten materiał jako na wydajne, chemicznie czyste, wygodne źródło atomów. Mogłoby

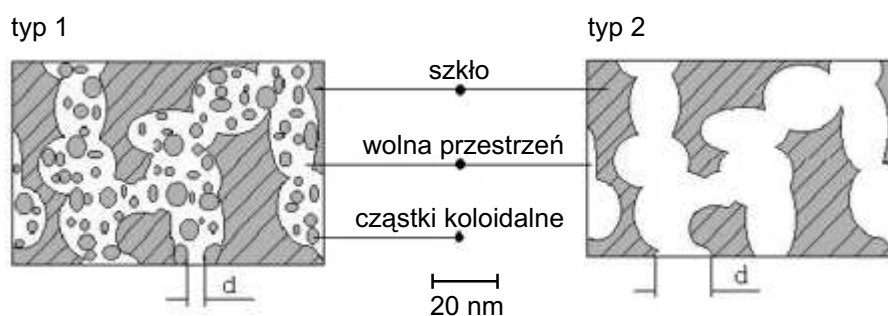
---

<sup>6</sup>Z ang.: Light Controlled Atom Dispensers, w skrócie LICAD

ono być wykorzystane bądź do ładowania pułapek magnetoptycznych, bądź do dostarczania atomów do układów konstruowanych w ramach tzw. nanotechnologii. Przemawia za tym m.in. fakt, że fotodesorpcja ze zwykłego szkła, o relatywnie dużej powierzchni, została już wykorzystana do ładowania powierzchniowej, magnetycznej pułapki dipolowej i otrzymania kondensatu Bosego-Einsteina w pojedynczej komórce szklanej [67]. Podobnie jak w przypadku efektu LIAD z warstw organicznych (takich jak: PDMS, OCT, parafiny), intensywne badania szkła porowatego są przeprowadzane w warunkach równowagi termodynamicznej, w komórkach szklanych zawierających pary metali alkalicznych [68]. W celu poznania mikroskopowych procesów zachodzących w efekcie LIAD ze szkła porowatego, postanowiono wykonać doświadczenie w komorze próżniowej, w warunkach nierównowagi termodynamicznej. Motywacją do przeprowadzenia takiego eksperymentu była udana seria doświadczeń, w których wykorzystano metodę pomiaru czasu przelotu (TOF) do zbadania jednowymiarowych rozkładów prędkości atomów alkalicznych, desorbowanych z cienkich warstw metalicznych (np. [21], [23]) oraz z warstw organicznych [58]. Metoda TOF pozwoliła na zaproponowanie modelu mikroskopowych procesów odpowiedzialnych za efekt LIAD [59], a także na oszacowanie współczynnika dyfuzji atomów rubidu w warstwie PDMS [60].

### 3.4.2 Właściwości szkła porowatego

Na rysunku 3.14 jest przedstawiony schematycznie w powiększeniu przekrój dwóch głównych typów szkła porowatego, różniących się efektywną średnicą porów. Typ 2, używany w przedstawianym w tym rozdziale eksperymencie, charakteryzuje się średnią średnicą kanalików 17 nm i objętością wolnej



Rysunek 3.14: Schematyczny przekrój przez szkło porowate typu 1 i 2. Średnica  $d$  wynosi około 7 i 17 nm odpowiednio dla typu 1 i 2 (na podstawie [69])

przestrzeni 52-54%. Efektywna wewnętrzna powierzchnia szkła porowatego typu 2 jest rzędu dziesiątek  $\text{m}^2/\text{g}$  [69]. Atomy wybranego pierwiastka (którym szkło porowate jest napełniane) bądź są adsorbowane na ścianach kanalików, bądź dyfundują w ich wnętrzu.

Produkcja szkła porowatego (prowadzona od około 50 lat) opiera się na wynalezionej przez H.P. Hooda i M.E. Nordberga metodzie separacji faz [70]. Polega ona na stopieniu szkła i uformowaniu w żądany kształt, a następnie utrzymywaniu jego temperatury powyżej tzw. punktu transformacji, ale poniżej temperatury, w której następuje deformacja.<sup>7</sup> W szkłe zachodzi w skali mikroskopowej przestrzenna separacja do dwóch faz ciągłych, zbudowanych z tlenków odpowiednio krzemu i boru. Te ostatnie są następnie usuwane rozтворami kwasów [71].<sup>8</sup>

Szkła porowate są stosowane m.in. w chromatografii oraz jako ośrodki badań nad równowagą pary-ciecze i ciecze-ciecze w kapilarach. Szkła typu *Vycor* są używane w niektórych typach tranzystorów i mikroprzełączników, a także są pomocne w filtracji i separacji związków chemicznych [72].<sup>9</sup>

Najnowsze badania, prowadzone z użyciem zamkniętych komórek szklanych z umieszczonym wewnątrz nich szkłem porowatym pokazują, że podobnie jak dla warstw polimerowych, efekt LIAD zachodzi już dla natężeń światła desorbującego poniżej  $1 \text{ mW}/\text{cm}^2$ . Efektywność desorpcji oraz maksymalny, względny wzrost prężności par metali alkalicznych, jako funkcje natężenia światła, są zbliżone do tych zbadanych dla efektu LIAD w warstwach organicznych [68]. Pewne różnice pojawiają się natomiast w przebiegu zmian prężności par w domenie czasowej. Generalne podobieństwo właściwości efektu LIAD w warunkach równowagowych dla obydwu typów substratów wynika najprawdopodobniej z faktu, że właściwości te w głównej mierze zależą od prężności par atomowych, a nie konkretnych mechanizmów mikroskopowych, odpowiedzialnych za adsorpcję i desorpcję. Okazuje się również, że światło stymuluje procesy dyfuzji atomów wewnątrz szkła porowatego, prowadząc (w przypadku oświetlania promieniowaniem ultrafioletowym) do powstawania w kanalikach klastrów atomowych i optycznych zmian w szkłe. Klastry te rozpadają się samorzutnie w czasie kilku godzin po umieszczeniu komórki

<sup>7</sup>Punkt transformacji to temperatura, przy której w szkłe znikają naprężenia wewnętrzne

<sup>8</sup>Materiałem wyjściowym do przygotowania szkła porowatego są mieszaniny: 62.7%  $\text{SiO}_2$ , 26.9%  $\text{B}_2\text{O}_3$ , 6.6%  $\text{Na}_2\text{O}$ , 3.5%  $\text{Al}_2\text{O}_3$  lub 50-75%  $\text{SiO}_2$ , 1-10%  $\text{Na}_2\text{O}$  i  $\text{B}_2\text{O}_3$

<sup>9</sup>*Vycor* jest nazwą handlową jednego z typów szkła porowatego

ze szkłem porowatym w ciemności [73].

### 3.4.3 Typy desorpcji indukowanej światłem

Procesy desorpcji indukowanej światłem (fotodesorpcji) są zazwyczaj bardzo złożone i zależą od wielu czynników, takich jak: natężenie światła desorbującego i jego przestrzenny rozkład, długość fali, reżim czasowy (promieniowanie ciągle/impulsowe), budowa chemiczna, fizyczna, faza i temperatura zarówno desorbowanego materiału (adsorbentu), jak i podkładu, na którym się on znajduje. Poznanie mechanizmów fotodesorpcji jest celem wielu badań eksperymentalnych oraz teoretycznych i jest mu poświęcona niezwykle obszerna literatura naukowa. Z tego względu w paragrafie tym zostaną jedynie wymienione i w wielkim skrócie opisane podstawowe typy fotodesorpcji, do których odwołano się w tym rozdziale.

**Desorpcja termiczna** – LITD (z ang.: Laser Induced Thermal Desorption) – należy do klasy desorpcji pośrednich, a zachodzi, gdy w wyniku absorpcji fotonów ze światła desorbującego, następuje lokalne podgrzewanie oświetlanego podkładu. Jeśli zwiększone drgania jego sieci krystalicznej są wystarczająco duże, mogą spowodować rozerwanie wiązań łączących zadsorbowane molekuly bądź atomy i podkład. Dominującym kierunkiem ruchu zdesorbowanych cząstek jest kierunek prostopadły do powierzchni, którą opuściły. Jeśli rozmiary podkładu są znacznie większe niż rozmiary desorbowanych cząstek, ich rozkład prędkości jest opisywany rozkładem Maxwella z temperaturą równą temperaturze podkładu. Należy zaznaczyć, że w desorpcji promieniowaniem impulsowym, termalizacja zaabsorbowanej energii następuje zazwyczaj szybciej niż proces desorpcji. Nanosekundowe impulsy światła laserowego powodują podgrzewanie powierzchni z szybkością nawet  $10^{12}$  K/s [74].

**Desorpcja indukowana przejściami elektronowymi** – DIET (z ang.: Desorption or Dissociation Induced by Electronic Transitions) – jest ogólną nazwą procesów desorpcji, w których istotną rolę odgrywają indukowane światłem przejścia pomiędzy różnymi stanami elektronowymi kwazimolekuly typu cząstka-powierzchnia. W tzw. modelu MGR<sup>10</sup> (zaproponowanym ok. 1963 roku) założono, że te przejścia zachodzą pomiędzy efektywnymi, jednoelektronowymi potencjałami, zależnymi od odległości cząstka-powierzchnia [75]. W modelu tym przewiduje się, że światło laserowe powoduje wzbudze-

<sup>10</sup>Skrót pochodzi od nazwisk twórców, którymi byli: D. Menzel, R. Gomer i P. Redhead.



nie kwazimolekuły do stanu odpychającego. Desorbowana cząstka porusza się adiabaticznie wzdłuż krzywej potencjału tego stanu, zwiększając odległość od powierzchni i zyskując energię kinetyczną. Po pewnym czasie, zależnym od struktury elektronowej kwazimolekuły, następuje promieniste lub bezpromieniste (dzięki procesowi tunelowania) przejście do stanu podstawowego. Desorpcja następuje, jeśli nabyta energia kinetyczna jest większa niż pozostała bariera potencjału. W jednej z modyfikacji modelu MGR (dla desorpcji z podłoży metalicznych) przewiduje się, że jeśli wspomniany stan wzbudzony odpowiada wiązaniu jonowemu, powstały jon adsorbatu porusza się w stronę nowego położenia równowagi, które znajduje się bliżej powierzchni niż to dla stanu podstawowego (przed jonizacją) ze względu na fakt, że promień jonu dodatniego jest mniejszy niż promień odpowiadającego mu atomu, a ponadto oddziaływanie jonu i jego obrazu w podłożu jest przyciągające. W pobliżu powierzchni podłoża następuje neutralizacja jonu w wyniku tunelowania elektronu z podłoża. Jeśli nabyta energia kinetyczna atomu wraz z jego energią potencjalną jest większa niż energia wiązania – desorpcja następuje po odbiciu od podłoża [76].

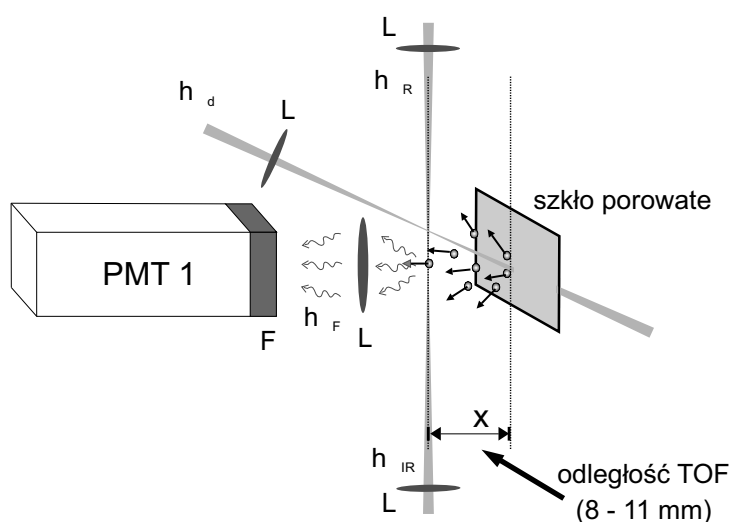
Należy pamiętać, że procesy desorpcji są w rzeczywistych warunkach eksperymentalnych bardziej skomplikowane niż wynika to z powyższego opisu – m.in. różne typy desorpcji mogą zachodzić jednocześnie, może następować również desorpcja jonów i elektronów. W szczególnym przypadku zachodzi pośrednia **desorpcja „multifononowa”**<sup>11</sup> – gdy adsorbaty tworzą na powierzchni dielektrycznej chropowatą warstwę metaliczną, zbudowaną z klastrów o rozmiarach rzędu nanometrów. Promieniowanie desorbujące powoduje wzbudzenie w tej warstwie powierzchniowych fal plazmy – oscylacji gęstości elektronów (przy pomocy fali objętościowej nie byłoby to możliwe dla płaskich warstw metalicznych – patrz par. 1.4). Termalizacja elektronów prowadzi z kolei do wzbudzenia fononów w klastrach. Desorbowane z defektów sieci krystalicznej powolne atomy nabywają energię kinetyczną poprzez wielokrotną wymianę fononów powierzchniowych. Proces ten zachodzi, gdy: temperatura warstwy metalicznej jest wyższa niż temperatura Debye’a, desorbowane atomy mają relatywnie dużą masę i masa ta jest równa masie atomów w sieci krystalicznej [21, 74]. Należy pamiętać, że wzbudzanie fal plazmy jest procesem rezonansowym.

---

<sup>11</sup>Desorpcja „multifononowa” to robocze tłumaczenie nazwy *multiphonon assisted desorption*

### 3.4.4 Układ eksperymentalny

Idea eksperymentu jest przedstawiona na rys. 3.15. Próbka szkła porowatego (lub zwykłego, pochodzącego z podkładu mikroskopowego), umieszczona w komorze próżniowej, jest poddawana działaniu wiązki desorpcyjnej o długości fali 1064 nm, pochodzącej z lasera impulsowego. Zdesorbowane atomy cezu  $^{133}\text{Cs}$  z powierzchni i wnętrza kanalików, poddawane są detekcji w momencie ich przelotu przez punkt przecięcia dwóch prawie przeciwbieżnych, zogniskowanych wiązek detekcyjnych o długości fali 852 i 658 nm. Kąt mię-

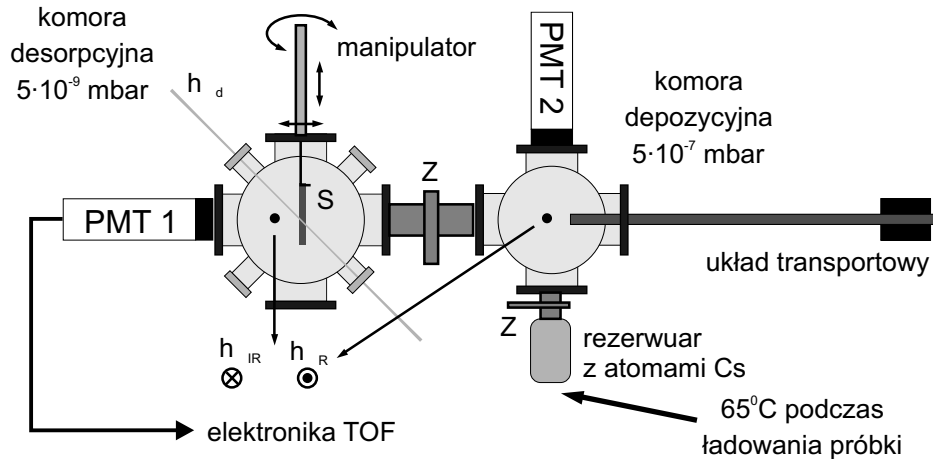


Rysunek 3.15: Schemat ideowy eksperymentu, L – soczewka, F – filtr interferencyjny, PMT 1 – fotopowielacz,  $h_{\nu_R}$ ,  $h_{\nu_{IR}}$  – przeciwbieżne wiązki laserów detekcyjnych,  $h_{\nu_d}$  – wiązka lasera desorpcyjnego,  $h_{\nu_F}$  – fluorescencja z obszaru detekcji

dzy wiązkami wynosił  $0.2^0 - 0.3^0$ , w zależności od konfiguracji. Wzbudzone w dwufotonowym procesie *step by step* atomy wypromieniowują fotony o energii odpowiadającej długości fali około 456 nm.<sup>12</sup> Fotony te są następnie zliczane przez fotopowielacz, z którego sygnał jest z kolei przesyłany na analizator wielokanałowy. Analizator ten umożliwia rejestrację natężenia fluorescencji atomów (a zatem i ich względnej gęstości w obszarze detekcji) w kolejnych chwilach czasu. Znając odległość  $\Delta x$  pomiędzy próbką a obszarem detekcji, można znaleźć jednowymiarowy rozkład prędkości zdesorbowanych atomów.

<sup>12</sup>Omawiana tu fluorescencja jest oznaczana w literaturze anglojęzycznej jako TPLIF (Two-Photon Laser-Induced Fluorescence) [21]

Schemat zbudowanego układu eksperymentalnego jest ukazany na rys. 3.16. Pomiarów dokonywano w komorze desorpcyjnej, w której ciśnienie, mierzone sondą jonizacyjną, utrzymywane było na poziomie  $5 \cdot 10^{-9}$  mbara. Komora wyposażona była w obrotowy manipulator umożliwiający montaż próbki i zapewniający regulację jej wysokości w granicach kilku centyme-



Rysunek 3.16: Szkic układu eksperymentalnego (widok z boku), Z – zawór próżniowy, S – próbka (szkło porowate lub zwykłe), pozostałe oznaczenia – jak na rys. 3.15

trów.<sup>13</sup> Ponadto manipulator pozwalał na zmianę położenia próbki w poziomie, co ułatwiało regulację odległości próbka-wiązki detekcyjne w zakresie kilkunastu milimetrów. Temperatura próbki mogła być obniżana do około 200 K (po wlewni do manipulatora ciekłego azotu) lub podwyższana do około 500 K dzięki zamontowanej na manipulatorze niewielkiej spirali grzejnej. Kontroli temperatury (względem temperatury otoczenia) dokonywano przy pomocy przykręconej do manipulatora termopary. Jako laserów detekcyjnych użyto opisanych już w par. 3.3.2 laserów diodowych firmy Sacher Lasertechnik Group, dostrojonych do przejść  $6^2S_{1/2}F = 4 \rightarrow 6^2P_{3/2}$  i  $6^2P_{3/2} \rightarrow 9^2S_{1/2}$  w cezie, o mocach odpowiednio 80 i 10 mW. Wiązki obydwu laserów były skupiane przy pomocy soczewek w jednym miejscu, dokładnie na wysokości środka pierwszej soczewki skupiającej światło fluorescencji na katodzie

<sup>13</sup>Próbka szkła porowatego (typu 2, o wymiarach  $30 \times 15 \times 1$  mm<sup>3</sup>) została udostępniona przez grupę prof. L. Moi z Uniwersytetu w Sienie, a wyprodukowana przez Research Center Vavilov State Optical Institute w Rosji

fotopowielacza. W torze optycznym fotopowielacza umieszczono filtr interferencyjny dla fali o długości 460 nm i szerokości połówkowej 10 nm. Przy starannym zaciemnieniu laboratorium, zliczenia fotonów tła, przy włączonych laserach detekcyjnych, kształtowały się na poziomie 0.2 kHz. Zgrubne oszacowanie pozwala stwierdzić, że zastosowany układ detekcji umożliwiał wykrywanie około  $10^{10}$  atomów/cm<sup>3</sup>. Przestrzenna rozciągłość obszaru detekcji ograniczała czasową zdolność rozdzielczą metody pomiaru czasu przelotu do około 1  $\mu$ s. Wiązka desorpcyjna (o długości fali 1064 nm) pochodziła z lasera impulsowego firmy New Wave Research model *Mini Lase II*, zbudowanego na bazie kryształu Nd-YAG. Maksymalna energia pojedynczego impulsu lasera, mierzona tuż przed okienkiem komory desorpcyjnej, wynosiła 24 mJ przy polu przekroju wiązki około 8 mm<sup>2</sup>. Częstotliwość repetycji była regulowana, a w omawianym eksperymencie miała wartość 5 Hz. Kąt pomiędzy wiązką desorpcyjną a powierzchnią próbki wynosił 45°. Wiązka była częściowo transmitowana przez próbkę, częściowo odbijana w sposób lustrzany oraz rozpraszana po wnętrzu komory. W drugim przypadku wiązka opuszczała komorę przez jedno z okienek.

Komora desorpcyjna zaopatrzona była w dwa dyspensery cezowe firmy Saes Getters [64]. Były one używane bądź do pokrywania próbek atomami cezu, bądź do justowania wiązek detekcyjnych. W tym drugim przypadku, atomy pochodzące z dyspensera były wykrywane w obszarze detekcji, a częstotliwość zliczeń fotonów fluorescencji była jednym ze wskaźników prawidłowego ustawienia geometrii układu (częstotliwość ta wynosiła maksymalnie 2 MHz). Komora desorpcyjna była połączona poprzez zawór próżniowy z mniejszą komorą, zwaną komorą depozycyjną (w której ciśnienie było utrzymywane na poziomie  $5 \cdot 10^{-7}$  mbara), połączoną z kolei poprzez zawór ze szklanym rezerwuarem, zawierającym około 5 mg metalicznego cezu. Umieszczenie badanej próbki w komorze depozycyjnej i otwarcie zaworu do podgrzewanego rezerwuaru pozwalało na dyfuzję atomów do wnętrza komory i ich adsorpcję na szkle porowatym. Przy temperaturze rezerwuaru 60 °C ciśnienie parcjale atomów cezu wynosi  $4 \cdot 10^{-5}$  mbara, jednak adsorpcja na ścianach komory powodowała redukcję tego ciśnienia w pobliżu próbki do około  $2 \cdot 10^{-7}$  mbara. Czas pokrywania próbki atomami cezu wynosił kilka godzin do kilku dni.

Transport próbki pomiędzy obiema komorami następował w próżni, przy wykorzystaniu układu transportowego. Układ ten (rys. 3.16) składał się z pręta z uchwytem na próbkę oraz magnesu stałego, umożliwiającego przesuwanie końcówki pręta pomiędzy obiema komorami, bez konieczności zapo-

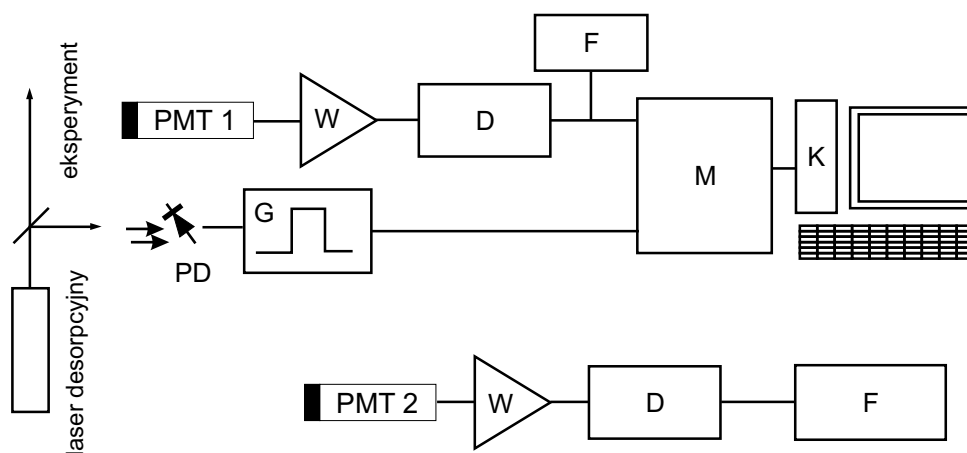
wietrzania układu próżniowego. Po naładowaniu próbki atomami cezu, zawór pomiędzy komorami był otwierany, a pręt przesuwany do komory desorpcyjnej. Tam próbka była mocowana na manipulatorze, a pręt z powrotem przesuwany do komory depozycyjnej.<sup>14</sup> Dodatkowo, do komory depozycyjnej była wprowadzona przeciwbieżnie część (po około 8%) wiązek z laserów detekcyjnych.

Funkcja komory depozycyjnej była zatem trojaka:

1. w komorze tej następowało pokrywanie próbki szkła porowatego i jego kanalików atomami cezu,
2. procesy ładowania próbki i desorpcji laserowej były rozdzielone przestrzennie, dzięki czemu atomy cezu nie były adsorbowane na ścianach i okienkach komory desorpcyjnej i nie powodowały zakłócania widm czasu przelotu,
3. fluorescencja z dwufotonowo wzbudzonych atomów cezu, badana fotopowielaczem PMT 2 (patrz rys. 3.16) pozwalała na stałą kontrolę częstotliwości obydwu laserów detekcyjnych i utrzymywanie optymalnych warunków wzbudzenia atomów w obszarze detekcji w komorze desorpcyjnej.

Układ elektroniczny odpowiedzialny za pomiary metodą czasu przelotu jest przedstawiony na rys. 3.17. Podstawowym elementem układu był analizator wielokanałowy firmy CMTE (typu Ultrafast Time-of-Flight), o regulowanej bramce czasowej w przedziale 10 – 80 ns. Moment rozpoczęcia pomiaru dla danego impulsu desorbującego był określany przy pomocy fotodiody, na którą padało część promieniowania z lasera impulsowego. Sygnał z fotodiody wyzwał impuls z przerzutnika monostabilnego, który ostatecznie inicjalizował pomiar w analizatorze. Główny sygnał był przesyłany na analizator z fotopowielacza PMT 1, poprzez szybki wzmacniacz (firmy ESN Electronic) o czasie narastania impulsu poniżej 0.5 ns i dyskryminator. Dla wygody justowania układu detekcji, częstotliwość zliczeń fotonów była stale mierzona dzięki użyciu częstotliwościomierza cyfrowego. Sygnał pomocniczy z fotopowielacza PMT 2 (po wzmocnieniu i uformowaniu w dyskryminatorze) był podawany jedynie na częstotliwościomierz.

<sup>14</sup>Odpowiednia konstrukcja układu transportowego umożliwia obracanie pręta wzdłuż jego dłuższej osi przy pomocy magnesu. Dzięki temu, uchwyt wraz z próbką mógł być po osadzeniu na manipulatorze, stabilnie do niego zamocowany przy pomocy śruby (pręt był wtedy wykorzystywany jako śrubokręt)



Rysunek 3.17: Schemat blokowy układu elektronicznego do pomiarów czasu przelotu, PMT 1, PMT 2 – oznaczenia zgodne z rys. 3.15 i 3.16, W – szybki wzmacniacz, D – dyskryminator, G – przerzutnik monostabilny, F – częstotlicznik, M – analizator wielokanałowy, K – komputer, PD – fotodioda wykrywająca moment pojawienia się wiązki desorpcyjnej

Podstawowe dane dotyczące fotopowielaczy i układu próżniowego są przedstawione w poniższym zestawieniu:

- fotopowielacz PMT 1: Hamamatsu R943-02, pracujący w trybie zliczania fotonów, przy napięciu 1800 – 2000 V, chłodzony do około  $-20^{\circ}\text{C}$ ,
- fotopowielacz PMT 2: Hamamatsu R585, pracujący w trybie zliczania fotonów, przy napięciu do 1100 V,
- układ próżniowy: komora desorpcyjna (o objętości około 9 l) była odpompowywana przy pomocy pompy turbomolekularnej firmy Leybold, a komora depozycyjna (o objętości 3.5 l) przy pomocy pompy Pfeiffer Vacuum TMU065. Układ próżniowy był obsługiwany przez dwie pompy rotacyjne (Trivac D firmy Leybold), z których jedna była pompą wstępną obydwu pomp turbomolekularnych, a druga zapewniała poprawną pracę manipulatora w komorze desorpcyjnej. Pomiarów ciśnienia w komorach dokonywano przy pomocy standardowych próżniomierzy jonizacyjnych.

### 3.4.5 Wyniki pomiarów

W paragrafie tym są przedstawione wyniki pomiarów metodą TOF dla próbki będącej zwykłym szkłem (rys. 3.18) i szkłem porowatym (rys. 3.19 i 3.20). Każdy sygnał TOF jest sumą przyczynków od 500 impulsów z lasera desorpcyjnego. Zwykle szkło (w temperaturze około 200 K) było pokrywane atomami cezu pochodzącymi wprost z dyspenzera, w komorze desorpcyjnej, a szkło porowate było wypełniane atomami w temperaturze pokojowej, w komorze depozycyjnej. W celu znalezienia parametrów rozkładu prędkości zdesorbowanych atomów, do danych doświadczalnych dopasowywano krzywą postaci:

$$I(t) \propto t^{-4} \exp \left[ -\frac{m\Delta x^2}{2t^2 k_B T} \right], \quad (3.7)$$

będącą rozkładem Maxwella-Boltzmann, skorygowanym ze względu na fakt, że w doświadczeniu badano strumień atomów, a nie fazę gazową o jednorodnym rozkładzie kierunków prędkości atomów.<sup>15</sup>  $T$  jest temperaturą rozkładu,  $k_B$  – stałą Boltzmann,  $t$  – czasem,  $\Delta x$  – odległością próbka-obszar detekcji, a  $m$  – masą atomu cezu. Przy porównywaniu widm TOF wygodnie jest posługiwać się najbardziej prawdopodobną energią zdesorbowanych atomów:  $E_{mp} = k_B T$ .<sup>16</sup> Tam, gdzie było to konieczne, do danych doświadczalnych dopasowywano sumę rozkładu 3.7 i jednej lub dwóch eksponent postaci:

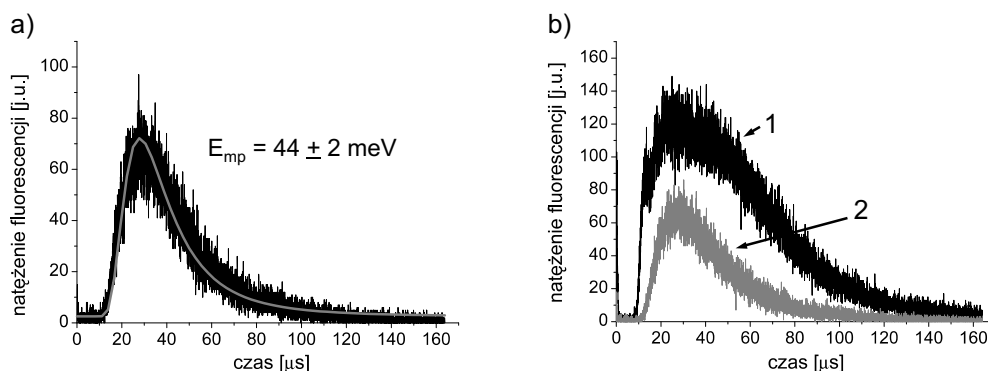
$$I'(t) \propto \exp \left[ -\frac{t}{g} \right], \quad (3.8)$$

gdzie  $g$  jest czasem zaniku. Eksponenty te reprezentują udział tła w sygnale TOF, które pochodzi od długoczasowej odpowiedzi fotopowielacza na rozproszone światło podczerwone z wiązki desorpcyjnej. Głównym źródłem niepewności pomiaru energii  $E_{mp}$  jest niepewność pomiaru bezwzględnej odległości  $\Delta x$ , wynosząca 0.2 mm.

Na rys. 3.18 a) przedstawione jest typowe widmo TOF dla zwykłego szkła dla odległości  $\Delta x = 10$  mm i fluencji światła desorbującego  $F = 36$  mJ/cm<sup>2</sup>. Znaleziona energia  $E_{mp}$  wynosi  $44 \pm 1$  meV. Przy dostatecznie dużej liczbie zadsorbowanych na powierzchni płytki atomów i dostatecznie dużej fluencji światła desorbującego (powyżej 50 mJ/cm<sup>2</sup>), w widmie TOF widoczny jest udział atomów o co najmniej trzech klasach energii kinetycznej – patrz rys. 3.18 b) linia 1. Linia 2 na tym samym rysunku została otrzymana dla

<sup>15</sup>Wyprowadzenie wzoru 3.7 jest przedstawione w dod. A

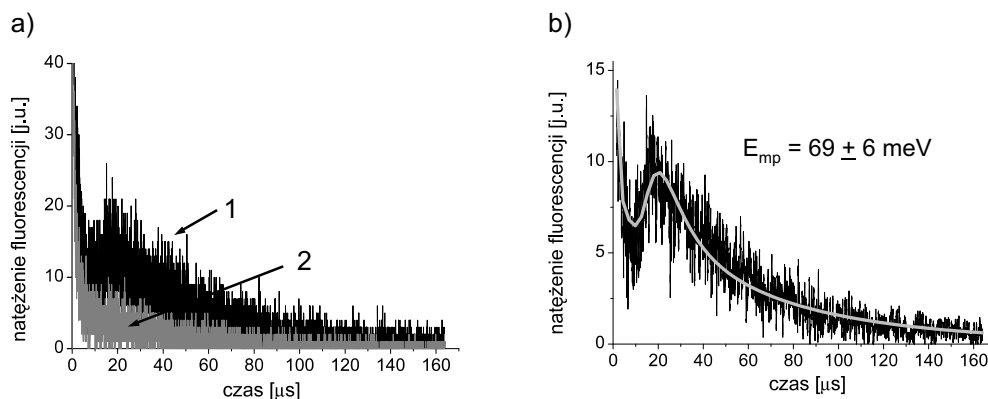
<sup>16</sup>Dla energii równej  $E_{mp}$ , rozkład energii otrzymany ze wzoru 3.7 ma maksimum



Rysunek 3.18: Sygnał TOF dla zwykłego szkła a)  $F = 36 \text{ mJ/cm}^2$ , b)  $F = 66 \text{ mJ/cm}^2$ ,  $\Delta x = 10 \text{ mm}$ ; opis w tekście

identycznych warunków eksperymentalnych jak dla linii 1, ale po uprzednim zmniejszeniu liczby zadsorbowanych atomów czterema tysiącami impulsów desorbujących. Wyniki serii eksperymentów pokazują brak zależności energii  $E_{mp}$  od fluencji światła desorbującego z zakresu  $36\text{-}100 \text{ mJ/cm}^2$  dla widm TOF analogicznych do tych reprezentowanych linią 2.<sup>17</sup>

Rys. 3.19 a) przedstawia przykładowe widmo TOF dla szkła porowatego (linia 1) i udział tła (linia 2) przy jednej z wiązek detekcyjnych odstrojonej

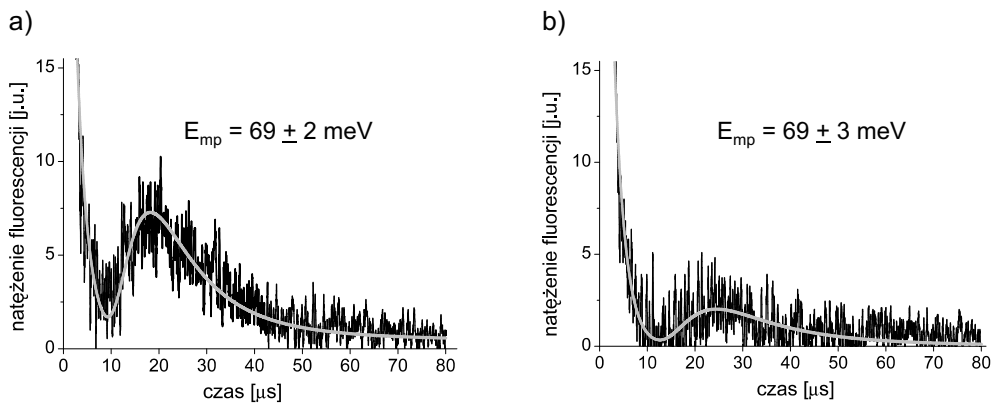


Rysunek 3.19: a) widmo TOF dla szkła porowatego dla laserów detekcyjnych w rezonansie (1) i jednym z laserów poza rezonansem (2), b) różnica sygnałów (1) i (2) wraz z dopasowanymi krzywymi 3.7 i 3.8.  $\Delta x = 9.5 \text{ mm}$ ,  $F = 60 \text{ mJ/cm}^2$

<sup>17</sup>Wyniki wspomnianego eksperymentu są aktualnie w opracowaniu, a ich pełne przedstawienie wybiegałoby zdecydowanie poza tematykę niniejszej pracy



od rezonansu. Sygnał tła pochodzi od rozproszonego w komorze światła desorbującego, ciemnych zliczeń fotopowielacza i fluorescencji ze wzbudzonych jonów, powstających w procesach wielofotonowych na powierzchni próbki. Od widm TOF dla różnych odległości  $\Delta x$  odejmowano odpowiadające im sygnały tła i (dla potrzeb prezentacji wyników) wygładzano, poprzez uśrednianie wartości 10 kolejnych punktów. Z dopasowania do danych eksperymentalnych krzywych teoretycznych (3.7 i 3.8), otrzymano wartość energii  $E_{mp}$  równą 69 meV dla fluencji  $F = 60$  i  $190 \text{ mJ/cm}^2$  (patrz rys. 3.19 b i 3.20). Wyniki z rys. 3.20 otrzymano po starannym wyczyszczeniu próbki szkła porowatego metanolem i kilkudniowym wygrzaniu w komorze próżniowej w temperaturze  $150 \text{ }^\circ\text{C}$ .



Rysunek 3.20: Widma TOF dla szkła porowatego dla a)  $\Delta x = 8.2 \text{ mm}$  i b)  $\Delta x = 11 \text{ mm}$ , dla  $F = 190 \text{ mJ/cm}^2$

Omawiany eksperyment próbowano również przeprowadzić dla desorpcji światłem zielonym (o długości fali  $532 \text{ nm}$ ) o fluencji  $F = 40 \text{ mJ/cm}^2$ , otrzymywanym po podwojeniu częstości światła desorbującego w kryształach KDP. Nie otrzymano jednak w tym przypadku widm TOF jednoznacznie różniących się od sygnału tła.

### 3.4.6 Wnioski

Ponieważ temperatura próbki zwykłego szkła w pomiarach referencyjnych była relatywnie niska (około  $200 \text{ K}$ ), zadsorbowane na jej powierzchni atomy tworzyły ciekłą, chropowatą warstwę metaliczną, zbudowaną z klastrów ato-

mowych.<sup>18</sup> Ze względu na dość duży poziom szumów w widmach TOF, trudno jest jednoznacznie stwierdzić, jaki proces był odpowiedzialny za fotodesorpcję. Niezależność energii kinetycznej zdesorbowanych atomów od fluencji światła desorbującego wskazuje, że mechanizm desorpcji w omawianym przypadku można by opisać przez wielofononowy model oddziaływań atomów z powierzchnią (patrz par. 3.4.3), stosowalny dla temperatur zadsorbowanych atomów wyższych niż ich temperatura Debye'a [21, 23]. Dla cezu temperatura ta wynosi 38 K. Należy jednak zwrócić uwagę na fakt, że najlepsze dopasowanie do danych doświadczalnych otrzymuje się dla rozkładu 3.7 – innego niż w cytowanych pracach. Ponadto otrzymane energie  $E_{mp}$  dla atomów cezu są wyższe niż dla atomów sodu w analogicznym eksperymencie około trzykrotnie [23]. Może to świadczyć o zachodzeniu desorpcji termicznej, będącej wynikiem podgrzewania próbki w wyniku absorpcji fotonów z wiązki desorbującej. Wspomniany brak zależności energii kinetycznej od fluencji wiązki desorbującej może wynikać z faktu, że absorpcja fotonów nie następuje w podłożu (szkle), ale przede wszystkim w warstwie metalicznej.

Przypadek reprezentowany przez krzywą 1 na rys. 3.19 b) wskazuje na istnienie konkurencji między różnymi mechanizmami desorpcji, pod warunkiem, że liczba atomów na powierzchni jest dostatecznie duża. Wspomnianej konkurencji nie obserwowano dotychczas dla atomów sodu dla desorpcji światłem o długości 1064 nm [23, 77]. Formowanie metalicznej warstwy i klastrów na powierzchni próbki zwykłego szkła jest ważnym argumentem przemawiającym za koniecznością napełniania szkła porowatego atomami w komorze depozycyjnej, a nie bezpośrednio strumieniem atomów z dyspenzera. Nie przedstawione w tej pracy badania dodatkowe prowadzą do wniosku, że warstwy PDMS również muszą być poddawane odpowiednio powolnemu napełnianiu. Konkluzja ta jest zgodna z wynikami badań dyfuzji atomów metali w warstwach polimerowych [78].

Najbardziej prawdopodobne energie  $E_{mp}$  atomów desorbowanych ze szkła porowatego są większe niż te dla atomów desorbowanych z warstwy metalicznej znajdującej się na zwykłym szkle. Stanowi to dowód, że atomy nie tworzyły na powierzchni szkła porowatego warstw ani klastrów. Jednocześnie zmierzone energie kinetyczne atomów cezu są znacznie niższe od tych dla atomów rubidu i sodu desorbowanych z warstw PDMS, a wynoszących  $\geq 200$  meV [59, 60]. Wyjaśnienie tych obserwacji można oprzeć na założeniu,

---

<sup>18</sup>Grubość warstwy metalicznej sodu w podobnym eksperymencie wynosiła dziesiątki nm (por. [23])

że mechanizm desorpcji atomów z powierzchni szkła porowatego jest podobny do mechanizmu zaproponowanego w pracy [59] dla desorpcji z warstwy organicznej, a będącego modyfikacją procesu DIET. Relatywnie wysoka energia kinetyczna desorbowanych atomów cezu jest redukowana w wyniku zachodzenia wielu zderzeń tych atomów ze ściankami kanalików szkła porowatego, a zatem w wyniku zderzeniowego oddziaływania typu atom-fonony [79].

Rozważając możliwe mechanizmy desorpcji należy wykluczyć typową desorpcję termiczną, gdyż oszacowany wzrost temperatury powierzchni próbki, pod wpływem absorpcji światła desorbującego jest mniejszy niż 1 K. Wniosek taki wynika z przedstawionego poniżej rozumowania.

Oszacowania wzrostu temperatury próbki wpływem impulsów światła o długości  $\tau$  i mocy  $P$  można dokonać, znając jej podstawowe parametry termiczne – współczynnik przewodności cieplnej  $K$  i współczynnik dyfuzji ciepła  $\kappa$ . Wielkości te znaleziono w literaturze jedynie dla szkła porowatego typu *Vycor* [70]. Wynoszą one odpowiednio:  $K = 1.38$  W/mK i  $\kappa = 0.9 \cdot 10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s. Współczynnik absorpcji światła oszacowano z góry (na podstawie [69] i [70]) i przyjęto wartość  $\alpha = 100$  1/m. Długość dyfuzji termicznej  $L = 2\sqrt{\kappa\tau}$  wynosi zatem  $158 \cdot 10^{-9}$  m i jest znacznie mniejsza niż  $1/\alpha = 0.01$  m. Można zatem skorzystać ze wzoru 3.9, pozwalającego obliczyć wzrost temperatury  $\Delta T$  na koniec impulsu, na dowolnej głębokości  $z$  wewnątrz próbki, dla wiązki światła o promieniu gaussowskim  $w$  w przekroju poprzecznym:

$$\Delta T = \frac{P\tau\alpha \exp[-\alpha z]\kappa}{K\pi w^2}. \quad (3.9)$$

Znaleziony wzrost temperatury na powierzchni próbki (dla  $w = 2$  mm) wynosi 0.1 K.

Otrzymane w omawianym eksperymencie wyniki wskazują na konieczność zwiększenia czułości systemu detekcji i przeprowadzenia systematycznych pomiarów dla różnych fluencji światła desorbującego. Istotne będzie również zbadanie czy brak sygnału TOF dla zielonego światła desorbującego był spowodowany przyczynami eksperymentalnymi, czy też był wynikiem właściwości oddziaływania światła, szkła porowatego i atomów znajdujących się wewnątrz jego kanalików.

### 3.4.7 Podsumowanie

Przeprowadzony eksperyment pozwolił na zbadanie widma czasu przelotu (TOF) dla atomów cezu, desorbowanych z powierzchni i wnętrza próbki szkła

porowatego. Pokazano, że rozkład czasów przelotu jest rozkładem termicznym i wykazano, że desorbowane atomy nie tworzyły na powierzchni próbki większych struktur, takich jak klastry. Oszacowanie wzrostu temperatury szkła porowatego, pod wpływem absorpcji promieniowania z lasera impulsowego, pozwoliło wykluczyć typową desorpcję termiczną (LITD) jako główny mechanizm usuwania atomów z powierzchni i kanałków próbki.

W niedalekiej przyszłości planuje się (podobnie jak w eksperymencie opisanym poprzednio) zwiększenie czułości układu detekcji, poprzez wykorzystanie zamiast lasera o długości fali 658 nm, lasera o znacznie większej dostępnej mocy i długości fali około 795 nm. Ostatnim wzbudzonym poziomem atomów cezu będzie wówczas poziom 8S, a nie – jak dotychczas – 9S. W tak zmodyfikowanym układzie eksperymentalnym będą przeprowadzone systematyczne badania zależności energii kinetycznej desorbowanych atomów od fluencji światła desorbującego, dla różnych jego długości (1064 i 532 nm). Po małej zmianie układu optycznego (wyłączenie lasera o długości fali 852 nm i zmiana filtrów przed fotopowielaczem) można będzie przeprowadzić podobne badania dla atomów rubidu, korzystając w systemie detekcji ze wzbudzenia jednofotonowego dla linii  $D_1$ . Ponieważ jednak w tym przypadku wiązka detekcyjna ma dokładnie tę samą długość fali jak fotony fluorescencji, konieczne będzie staranne wyeliminowanie światła rozproszonego, docierającego do fotopowielacza. Przeprowadzenie eksperymentów dla różnych pierwiastków jest bardzo pożądane ze względu na fakt, że w przeciwieństwie do obserwacji dla warstw polimerowych, zauważono dla szkła porowatego różnice we właściwościach efektu LIAD dla cezu i rubidu (w zamkniętych komórkach szklanych) [73].

## Rozdział 4

# Lustro optyczne dla atomów rubidu

### 4.1 Wstęp

Manipulowanie atomami przy pomocy światła przyciągało od dawna uwagę fizyków. Już w 1933 roku O.R. Frisch zaprezentował odchylenie wiązki atomów sodu przy pomocy promieniowania z lampy sodowej. Wynalezienie laserów dało możliwość efektywnego spowalniania i pułapkowania atomów, otwierając drogę bardzo precyzyjnym pomiarom spektroskopowym, ale też badaniom materii w sytuacji, gdy ujawnia się wyraźnie jej natura falowa. Jedną z metod pułapkowania atomów wykorzystuje ich oddziaływanie z nierezonansowym promieniowaniem o dużym natężeniu, poprzez tzw. siłę dipolową [80]. W szczególności – promieniowaniem tym może być odstrojona od rezonansu atomowej fala zanikająca. Inną ważną i prężnie rozwijającą się dziedziną fizyki jest tzw. fizyka powierzchni. Jej osiągnięcia pozwalają m.in. na rozwój układów mikroelektronicznych i elektroniczno-optycznych. Ogniwem spajającym wspomniane obszary zainteresowań są badania oddziaływań atomów w fazie gazowej z powierzchnią ciała stałego mające na celu m.in. poznanie wpływu bliskości tzw. gorącej powierzchni na zimne atomy czy też wyznaczenie siły Casimira. Od strony eksperymentalnej, badania są prowadzone w optycznych i magnetycznych pułapkach powierzchniowych. Podstawy działania pułapek magnetycznych, procesy fizyczne w nich zachodzące oraz realizacje eksperymentalne są przedstawione w [81].

W rozdziale tym jest przedstawiona eksperymentalna realizacja pierwszego w Polsce lustra optycznego dla atomów, wykorzystującego właściwości oddziaływania atomów z falą zanikającą. Lustro to będzie w przyszłości wykorzystane do badań falowej natury materii oraz wpływu bliskości powierzchni dielektryka na radiacyjne właściwości atomów. Omawiany układ jest jednocześnie pierwszym i najważniejszym etapem budowy tzw. pułapki grawitacyjno-optycznej, która daje możliwość nie tylko odbicia chmury zimnych atomów w odległości około  $1 \mu\text{m}$  od powierzchni dielektryka, ale też na gromadzenie i chłodzenie atomów w tym obszarze.<sup>1</sup>

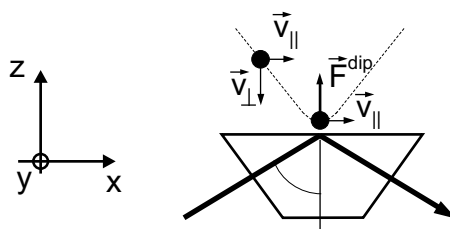
Uzupełnieniem niniejszego rozdziału jest dod. B, w którym przedstawione są szczegółowo niektóre aspekty techniczne opisywanego układu. Motywacją do ich prezentacji była chęć przekazania zainteresowanym osobom zdobytego doświadczenia w sposób jak najbardziej uporządkowany i zwięzły.

## 4.2 Zasada działania optycznych lusterek atomowych

Jedną z metod zgromadzenia dużej (co najmniej kilka tysięcy) liczby neutralnych atomów w fazie gazowej w pobliżu powierzchni ciała stałego jest wykorzystanie dipolowych pułapek powierzchniowych – magnetycznych i optycznych. Podstawowym elementem tych drugich są tzw. lustra optyczne – elastyczne i nieelastyczne, a źródłem atomów dla nich są najczęściej pułapki magnetooptyczne.

Elastyczne lustra optyczne dla neutralnych atomów zostały zaproponowane w 1982 roku przez R.J. Cooka i R.K. Hilla. Pierwsza realizacja eksperymentalna nastąpiła w roku 1988 dla wiązki atomów termicznych [82] i w 1990 – dla atomów pochodzących z pułapki magnetooptycznej [83]. Lustro optyczne umożliwia odbicie atomów, posiadających składową prędkości prostopadłą do powierzchni lustra, w obszarze bliskim granicy rozdziału dielektryk-próżnia. Podstawowym elementem każdego lustra optycznego jest pryzmat dielektryczny (najczęściej szklany lub kwarcowy), na powierzchni którego wzbudzana jest fala zanikająca, o częstotliwości większej niż częstotliwość wybranego przejścia optycznego w odbijanych atomach (patrz rys. 4.1). Odbicie jest możliwe, dzięki istnieniu odpychającej siły dipolowej  $\vec{F}^{dip}$ , pochodzącej z dyspersyjnej części oddziaływania pomiędzy wyindukowanym w ato-

<sup>1</sup>Angielska nazwa omawianej pułapki to GOST – Gravitational-Optical Surface Trap



Rysunek 4.1: Idea lustra optycznego dla atomów

mach momentem dipolowym i falą elektromagnetyczną (tu – falą zanikającą). Część absorpcyjna tego oddziaływania prowadzi do spontanicznego (niekoherentnego) rozpraszania fotonów, a w konsekwencji do przekazu pędu pomiędzy fotonami i atomami.<sup>2</sup> Ponieważ siła dipolowa  $\vec{F}^{dip}$  jest siłą zachowawczą, można ją wyliczyć przy pomocy potencjału (zwanego dipolowym) jako  $\vec{F}^{dip} = -\vec{\nabla}U^{dip}$ . Rozpatrując dwupoziomowy atom jako klasyczny oscylator, oddziaływujący z klasycznym polem elektromagnetycznym, w przypadku małego nasycenia ( $\Omega_0^2 \ll \Gamma^2 + 4\delta^2$ ) i dużego odstrojenia  $\delta$  od rezonansu ( $\delta \gg \Gamma$ ) otrzymuje się dobrze znane wyrażenia na potencjał dipolowy i częstość spontanicznego rozpraszania fotonów [84]<sup>3</sup>:

$$U^{dip}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}), \quad (4.1)$$

$$\Gamma^{sp}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left( \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\vec{r}), \quad (4.2)$$

gdzie  $\omega$  to częstość fali,  $\omega_0$  – częstość rezonansowa przejścia optycznego w atomie,  $\Gamma$  – szerokość naturalna poziomu wzbudzonego, a  $I(\vec{r})$  – natężenie fali elektromagnetycznej. Przyjmując (realistyczne) założenie o względnie małym odstrojeniu fali od rezonansu ( $|\omega_0 - \omega| = |\delta| \ll \omega_0$ ) i stosując znane przybliżenie RWA, otrzymujemy:

$$U^{dip}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\delta} I(\vec{r}), \quad (4.3)$$

$$\Gamma^{sp}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\delta} \right)^2 I(\vec{r}). \quad (4.4)$$

<sup>2</sup>Wspomniane zjawisko przekazu pędu może być wykorzystane do chłodzenia atomów, dzięki odpowiedniej konfiguracji pól świetlnych – por. par. 4.3

<sup>3</sup>Definicja częstości Rabiego  $\Omega_0$  jest podana pośrednio w równ. 4.7

Należy zwrócić uwagę, że wielkości  $U^{dip}$  oraz  $\Gamma^{sp}$  skalują się odpowiednio jak  $I/\delta$  i  $I/\delta^2$ . Aby częstość spontanicznego rozpraszania fotonów (prowadzącego do podgrzewania atomów) była jak najmniejsza, w tradycyjnych pułapkach dipolowych, a także powierzchniowych, wybiera się duże odstrojenie  $\delta$  przy dużym natężeniu światła  $I$ .

Aby zastosować wzory 4.3 i 4.4 w przypadku lustra optycznego, za  $I(\vec{r})$  należy wstawić natężenie fali zanikającej:

$$I(\vec{r}) = I_0 \exp\left(-\frac{x^2}{w^2 \cos^2 \theta}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{w^2}\right) \exp\left(-\frac{2z}{d}\right), \quad (4.5)$$

gdzie:  $I_0$  to natężenie fali zanikającej na powierzchni pryzmatu ( $z = 0$ ), wyliczone na podstawie równań Fresnela,  $d$  – głębokość wnikania, a  $w$  to gaussowski promień ( $e^{-1}$ ) wiązki światła padającej na pryzmat. Poprzez czynnik  $\cos \theta$  uwzględnia się różnicę pomiędzy poprzecznym przekrojem wiązki padającej a wielkością plamki światła na powierzchni pryzmatu. Jak widać z powyższego równania, wkład do siły dipolowej praktycznie pochodzi jedynie od czynnika  $\exp(-2z/d)$  potencjału dipolowego. Wynika to z faktu, że składowa  $z$  gradientu  $-\nabla U^{dip}(\vec{r})$  jest znacznie większa od składowych w pozostałych dwóch kierunkach. W dalszych rozważaniach brana będzie zatem pod uwagę jedynie zależność  $U^{dip}(z)$ .

Ponieważ w literaturze spotyka się różne sposoby zapisu potencjału  $U^{dip}(z)$  (poprzez częstość Rabięgo  $\Omega_0(z)$  lub parametr nasycenia  $s(z)$ ), przedstawiono je, dla kompletności opisu, w poniższych równaniach, w wersji odpowiadającej atomowi dwupoziomowemu (patrz np. [85, 86, 87]):

$$U^{dip}(z) = \frac{\hbar\Omega_0^2}{4\delta} \exp\left(-\frac{2z}{d}\right) = \frac{\hbar\Omega_0^2(z)}{4\delta} = \frac{\hbar\delta s(z)}{2}, \quad (4.6)$$

$$s(z) = \frac{\Omega_0^2(z)}{2\delta^2} = \frac{1}{2\delta^2} \frac{I(z)}{2I_{sat}} \Gamma^2, \quad \text{gdzie } I_{sat} = \frac{\hbar\Gamma\omega_0^3}{12\pi c^2}. \quad (4.7)$$

Należy jednak zwrócić uwagę, że wielkość  $s(z)$  będzie wykorzystywana w dalszych rozważaniach raczej jedynie jako parametr, ze względu na fakt, że podany wyżej wzór na natężenie nasycenia  $I_{sat}$  nie jest uniwersalny, gdyż nie uwzględnia polaryzacji światła ani istnienia wielu poziomów atomowych.

Istotną wielkością dla opisu lusterek optycznych jest oczekiwana liczba fotonów rozpraszanych spontanicznie podczas jednego odbicia atomu. Rozpraszanie to jest odpowiedzialne za istnienie tzw. siły ciśnienia promieniowania,



która powoduje nadanie odbijanym atomom dodatkowego pędu, w szczególności w kierunku  $x$  (patrz rys. 4.1), czyli w kierunku propagacji fali zanikającej [88]. Liczbę rozproszonych fotonów można uzyskać, całkując równ. 4.4 wzdłuż klasycznej trajektorii odbijanego atomu, pod warunkiem, że czas, w którym może nastąpić rozproszenie jest dłuższy niż  $\tau = 1/\Gamma$  [83]:

$$p^{sp} = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma^{sp}(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma s(t)}{2} dt. \quad (4.8)$$

Dla prostoty rachunków, zamiast wyliczać bezpośrednio trajektorię  $z(t)$ , wyliczono trajektorię  $s(t)$ , pamiętając że  $s(t) \propto \exp(-2z(t)/d)$  [85]:

$$s(t) = \frac{2E_{\perp}}{\hbar\delta} \left( 1 - \left( \tanh \frac{v_{\perp}|t|}{d} \right)^2 \right), \text{ gdzie } E_{\perp} = \frac{mv_{\perp}^2}{2}. \quad (4.9)$$

$v_{\perp}$  jest prędkością atomu w kierunku  $z$ , przy której atom zaczyna oddziaływać z falą zanikającą. Powyższy wynik można uzyskać korzystając z zasady zachowania energii i rozwiązując poniższe równanie:

$$\frac{m}{2} \left( \frac{dz}{dt} \right)^2 + U^{dip}(z) = E_{\perp}. \quad (4.10)$$

Równanie to można łatwo rozwiązać, stosując podstawienie

$$x = \exp\left(-\frac{2z}{d}\right) \quad (4.11)$$

w potencjale dipolowym  $U^{dip}(z)$ . Ostatecznie otrzymuje się:

$$p^{sp} = \frac{md}{\hbar} \frac{\Gamma}{\delta} v_{\perp} \quad (4.12)$$

oraz

$$\Phi_{ls} = \frac{md}{\hbar} v_{\perp}, \quad (4.13)$$

gdzie  $\Phi_{ls}$  to zmiana fazy doznawana przez atom w czasie jednego odbicia, a będąca wynikiem scałkowania po czasie przesunięcia światłem stanu podstawowego w atomie. Warto zwrócić uwagę na fakt, że obie wielkości:  $p^{sp}$  oraz  $\Phi_{ls}$  nie zależą od natężenia  $I_0$  fali zanikającej, a wynika to z eksponencjalnego charakteru malenia amplitudy fali zanikającej w kierunku  $z$ . Przy zwiększaniu natężenia  $I_0$ , wzrastająca liczba rozpraszanych fotonów jest kompensowana dzięki odbiciu atomu w większej odległości od powierzchni dielektryka,

a zatem płytszym „wnikaniem” atomu w pole fali zanikającej. Wielkość  $p^{sp}$  zależy natomiast w oczywisty sposób od odstrojenia  $\delta$  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 [88]. W układach eksperymentalnych lusterek optycznych dąży się do spełnienia warunku  $p^{sp} \ll 1$ . W tym przypadku wielkość  $p^{sp}$  traktuje się jako średnie prawdopodobieństwo spontanicznego rozproszenia fotonu podczas pojedynczego odbicia atomu od lustra. Prawdopodobieństwo to jest największe w klasycznym punkcie zwrotu (można go znaleźć z równ. 4.10). Ma to kluczowe znaczenie dla działania opisanych dalej nieelastycznych lusterek optycznych. Przekaz pędu pomiędzy rozpraszającym fotonem a atomem prowadzi do zwiększenia energii termicznej atomu o wielkość  $\bar{E} = \hbar^2 k^2 / m$ , równą dwóm energiom odrzutu  $E_{rec} = \hbar^2 k^2 / (2m)$ , gdzie  $k$  to pęd fotonu, a  $m$  – masa atomu. Wynika to z sumy udziałów pochodzących od absorpcji fotonu z fali zanikającej (podgrzewanie kierunkowe) oraz odrzutu związanego z re-emisją w kierunku przypadkowym.

Bardzo ważnym przypadkiem lusterek optycznych są tzw. wnęki grawitacyjno-optyczne, otrzymywane dzięki konfiguracji geometrycznej, w której siła ziemskiego pola grawitacyjnego, działająca na odbijane atomy, jest skierowana prostopadle do powierzchni pryzmatu – patrz rys. 4.2 a).<sup>4</sup> W celu osiągnięcia wielokrotnego, cyklicznego odbijania atomów od lusterek optycznych, należy ograniczyć ruch atomów w kierunkach  $x$  i  $y$ . Dokonuje się tego metodą geometryczną ([89, 90, 91]), poprzez odpowiednie ukształtowanie powierzchni pryzmatu bądź metodą optyczną, wspomnianą w par. 4.4 (patrz np. [92]). Atomy w omawianych wnękach (zwanych grawitacyjno-optycznymi) poruszają się pod wpływem potencjału

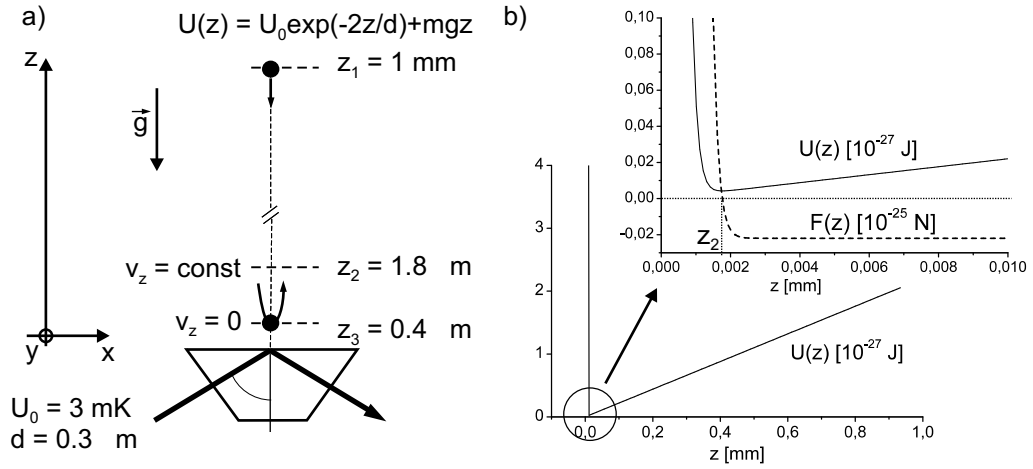
$$U_g^{dip}(z) = U_0 \exp\left(-\frac{2z}{d}\right) + mgz, \quad (4.14)$$

na podstawie którego można wyliczyć położenie klasycznego punktu zwrotu  $z_3$ :

$$z_3 = \frac{1}{2} d \ln \frac{2U_0}{mgd}. \quad (4.15)$$

Na rys. 4.2 b) są przedstawione w formie graficznej przykładowe zależności potencjału i siły działającej na atom w funkcji odległości od powierzchni pryzmatu, dla typowych parametrów eksperymentalnych. Należy pamiętać,

<sup>4</sup>Często spotykaną nazwą dla tej konfiguracji jest *trampolina*



Rysunek 4.2: a) kolejne etapy ruchu atomu w pobliżu lustra atomowego,  $U(z)$  – energia potencjalna atomu,  $d$  – głębokość wnikania fali zanikającej,  $\vec{g}$  – przyspieszenie ziemskie, b) energia potencjalna  $U$  i siła  $F$  działająca na atom w funkcji odległości od powierzchni pryzmatu

że obsadzenie tylko jednego poziomu energetycznego wnęki grawitacyjno-optycznej (dla ruchu w kierunku prostopadłym do powierzchni pryzmatu) jest możliwe, gdy zespół atomów jest schłodzony poniżej temperatury rzędu 100 nK [90].

Biorąc pod uwagę czas  $t_b$  pomiędzy kolejnymi odbiciami we wnęce, równy  $2v_{\perp}/g$ , można wyliczyć na podstawie wzorów 4.12 i 4.13 średnią częstość rozpraszania fotonów  $\bar{\Gamma}^{sp}$  oraz średnie przesunięcie światłem  $\delta\bar{\omega}_{ls}$  poziomu podstawowego atomu podczas pojedynczego odbicia [84]:

$$\bar{\Gamma}^{sp} = \frac{p^{sp}}{t_b} = \frac{mgd\Gamma}{2\hbar\delta}, \quad (4.16)$$

$$\delta\bar{\omega}_{ls} = \frac{mgd}{2\hbar}. \quad (4.17)$$

Obie wielkości –  $\bar{\Gamma}^{sp}$  i  $\delta\bar{\omega}_{ls}$  nie zależą od energii kinetycznej atomu. Przykładowo – dla atomu o mniejszej energii kinetycznej, spadek częstości rozpraszania fotonów jest kompensowany przez większą częstość odbić od lustra. Na podstawie wielkości  $\bar{\Gamma}^{sp}$  można oszacować średnie tempo podgrzewania atomów (wzrost średniej energii termicznej atomów):

$$P_{heat} = \dot{E} = k_B T_{rec} \bar{\Gamma}^{sp}, \quad \text{gdzie } T_{rec} = \frac{\hbar^2 k^2}{k_B m}. \quad (4.18)$$

Jak już wspomniano wcześniej, wzrost energii termicznej  $\bar{E}$ , spowodowany rozproszeniem fotonu wynosi  $2E_{rec}$ , czyli  $k_B T_{rec}$ .

Wszystkie powyższe rozważania dotyczyły modelu atomu dwupoziomowego. Aby móc zastosować ten opis do rzeczywistych układów (w szczególności – do atomów alkalicznych), należy uwzględnić w rachunkach strukturę nadsubtelną stanu podstawowego i wzbudzonego atomu. Można tego dokonać, korzystając w opisie oddziaływania pozarezonansowego promieniowania i atomu z rozwinięcia perturbacyjnego do pierwszego rzędu w natężeniu światła. Uwzględniając formalizm atomu ubranego, zmianę energii  $i$ -tego poziomu można zapisać następująco [93]:

$$\Delta E_i = \sum_{i \neq j} \frac{|\langle j | \mathcal{H}_1 | i \rangle|^2}{\hbar \delta_{ij}}. \quad (4.19)$$

$\mathcal{H}_1$  to hamiltonian oddziaływania światło-atom, a  $\delta_{ij}$  to odstrojenie względem częstości przejścia między niezaburzonymi poziomami:  $i$  oraz poziomami wzbudzonymi  $j$ . W przypadku małego nasycenia, gdy atom pozostaje prawie przez cały czas w stanie podstawowym, przesunięcie energii  $\Delta E_i$  można utożsamić z podanym wcześniej potencjałem dipolowym  $U^{dip}$ . W konkretnym przypadku, dla atomów alkalicznych, dla liniowej polaryzacji światła, przesunięcie światłem stanu podstawowego, zależne od liczb kwantowych  $F$  i  $m$ , wynosi [85]:

$$U_{Fm}^{dip}(z) = (2J' + 1) \frac{3}{4} \frac{\Gamma \pi c^2}{\omega_0^3} I(z) \sum_{F'} \frac{|C_{Fm, F'm'}|^2}{\delta_{FF'}}, \quad (4.20)$$

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  $J, J'$  i wiążą element macierzowy przejścia przejścia optycznego i jego zredukowanego odpowiednika [94]:

$$\langle J' F' m' | \mathcal{D} | J F m \rangle = C_{Fm, F'm'} \langle J' | \mathcal{D} | J \rangle. \quad (4.21)$$

Współczynniki  $C_{Fm, F'm'}$  można wyliczyć, korzystając z wartości symboli 3j i 6j Wignera:<sup>5</sup>

$$|C_{Fm, F'm'}|^2 = (2F' + 1)(2F + 1)(2J + 1) \left| \left\{ \begin{array}{ccc} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{array} \right\} \left( \begin{array}{ccc} F' & 1 & F \\ m & 0 & -m \end{array} \right) \right|^2. \quad (4.22)$$

<sup>5</sup>Wartości symboli 3j i 6j można znaleźć w [95] lub wyliczyć przy pomocy funkcji ThreeJSymbol i SixJSymbol w standardowym pakiecie *Mathematica* firmy *Wolfram Research*

Należy pamiętać, że uproszczenie rachunków, polegające na przyjęciu we wzorze 4.20 równości  $m = m'$  jest uzasadnione dla fali zanikającej, dla polaryzacji wiązki padającej  $TE$  oraz (dla kąta padania bliskiego kątowni granicznemu) –  $TM$ , ze względu na polaryzację liniową. Istotne uproszczenie można również uzyskać, przyjmując że odstrojenie  $\delta_{FF'}$  jest znacznie większe od rozszczepienia nadsubtelnego stanu wzbudzonego. Kładąc wtedy  $\delta_{FF'} = \delta$  dla wszystkich  $F'$  i korzystając z reguły sumowania:

$$\sum_{F'} |C_{Fm, F'm}|^2 = \frac{1}{3}, \quad (4.23)$$

otrzymuje się potencjały dipolowe oraz częstości rozpraszania fotonów dla linii  $D_1$  i  $D_2$  metali alkalicznych:

$$U_{D_1}^{dip}(z) = \frac{1}{2} \frac{\Gamma \pi c^2}{\omega_0^3} \frac{I(z)}{\delta}, \quad \Gamma_{D_1}^{sp}(z) = \frac{1}{2} \frac{\pi c^2}{\hbar \omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\delta} \right)^2 I(z), \quad (4.24)$$

$$U_{D_2}^{dip}(z) = \frac{\Gamma \pi c^2}{\omega_0^3} \frac{I(z)}{\delta}, \quad \Gamma_{D_2}^{sp}(z) = \frac{\pi c^2}{\hbar \omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\delta} \right)^2 I(z). \quad (4.25)$$

Powyższe wzory są słuszne dla odstrojeń znacznie mniejszych niż rozszczepienie subtelne stanu wzbudzonego (ale, jak już wspomniano, większych niż rozszczepienie nadsubtelne). Warto zwrócić uwagę na fakt, że w podanym reżimie odstrojeń i polaryzacji, wzór 4.12 pozostaje słuszny, niezależnie od wyboru linii  $D_1$  lub  $D_2$ . Łatwo to zauważyć, przeprowadzając całkowanie w pierwszej części wzoru 4.8, z uwzględnieniem odpowiednich czynników (wynikających ze wzorów 4.24 i 4.25) zarówno w częstości rozpraszania  $\Gamma^{sp}$ , jak też w potencjale dipolowym  $U^{dip}$ , na bazie którego wylicza się trajektorię atomu z równ. 4.10.

Rozważany potencjał  $U^{dip}$  należy uzupełnić o potencjał oddziaływania van der Waalsa pomiędzy odbijanymi od lustera atomami i powierzchnią dielektryczną. Hamiltonian tego oddziaływania, bazujący na modelu Lennarda-Jonesa oddziaływania elektrostatycznego pomiędzy dipolem atomowym i jego obrazem w dielektryku, można zapisać jako [96]:

$$\delta \hat{H}_{vdW} = - \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \frac{1}{64\pi\epsilon_0} \frac{\hat{W}}{z^3}, \quad (4.26)$$

gdzie  $n$  to współczynnik załamania pryzmatu, a operator  $\hat{W}$  postaci:

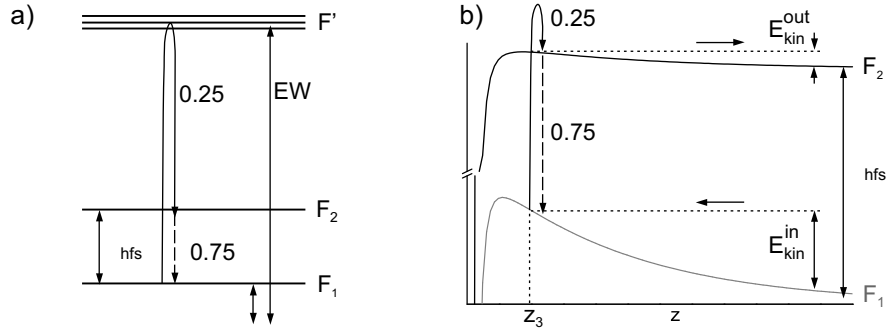
$$\hat{W} = e^2(\hat{x}_e^2 + \hat{y}_e^2 + \hat{z}_e^2) = \hat{W}_S + \hat{W}_Q, \quad (4.27)$$

zależy jedynie od wewnętrznego stanu atomu. W powyższym równaniu został on rozbity na część skalarną ( $\hat{W}_S$ ) i kwadrupolową ( $\hat{W}_Q$ ).  $\hat{x}_e, \hat{y}_e, \hat{z}_e$  to operatory położenia elektronu względem środka masy atomu. W przypadku, gdy stan podstawowy atomu jest charakteryzowany liczbą kwantową  $J \leq 1/2$ , jego funkcja falowa nie posiada składowej kwadrupolowej i operator  $\hat{W}$  można łatwo wyliczyć, stosując podany w [96] wzór. Ostatecznie, potencjał oddziaływania van der Waalsa dla atomów rubidu wynosi:

$$U_{vdW} = -\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \frac{1}{64\pi\epsilon_0} \frac{\frac{4}{3}e^2 a_0^2 \cdot 28.2}{z^3}, \quad (4.28)$$

gdzie  $a_0$  to promień Bohra. Wpływ potencjału  $U_{vdW}$  staje się istotny, gdy odległość pomiędzy atomem a powierzchnią jest mniejsza niż  $\lambda_0/(2\pi)$ , gdzie  $\lambda_0$  to długość fali dominującego przejścia optycznego w atomie. Dla atomów rubidu odległość ta wynosi około 125 nm. Oczywiście powyższe rozumowanie dotyczy na tyle dużej odległości  $z$  od powierzchni pryzmatu, że oddziaływanie van der Waalsa jest przyciągające, a jednocześnie na tyle małej ( $z < \lambda_0$ ), że zaniedbywalne są efekty opóźnienia w oddziaływaniu dipola atomowego i jego obrazu, prowadzące do zależności potencjału od odległości  $z$  typu  $1/z^4$  [97]. Ogólny kształt potencjału dipolowego dla lustra optycznego, z uwzględnieniem potencjału van der Waalsa, jest przedstawiony na rys. 4.3 b), a obliczenia uwzględniające opisaną w dalszych rozdziałach realizację eksperymentalną – w par. 4.6. Należy zaznaczyć, że potencjał  $U_{vdW}$  w sposób istotny (nawet o kilkadziesiąt procent) zmniejsza barierę potencjału w lustrze optycznym, a także powoduje lekkie wygładzenie potencjału dipolowego  $U^{dip}$ . Atom spędza więc w klasycznym punkcie zwrotu więcej czasu niż w przypadku potencjału czysto optycznego, co prowadzi do zwiększenia liczby  $p^{sp}$  rozpraszanych spontanicznie fotonów [86].

Opisane powyżej lustro elastyczne nie wprowadzają oczywiście żadnego mechanizmu chłodzenia odbijanych atomów. Proces ten może zajść w lustrze nieelastycznym, zaproponowanym w 1995 roku przez Yu.B. Ovchinnikova, J. Södinga i R. Grimma (patrz [98]), a zrealizowanym eksperymentalnie w tym samym roku dla wiązki atomów termicznych [99]. Zasada działania luster nieelastycznych jest przedstawiona na rys. 4.3. Kluczowym aspektem jest wykorzystanie struktury nadsubtelnej stanu podstawowego odbijanych atomów, na którą składają się stany o liczbach kwantowych  $F_1$  i  $F_2$ . Fala zanikająca, odstrojona o  $\delta$  od przejścia  $F_1 \rightarrow F'$  jest jednocześnie odstrojona o  $\delta + \Delta_{hfs}$  od przejścia  $F_2 \rightarrow F'$ . Podobnie jak dla luster elastycznych, przyjęto że odstrojenie  $\delta$  znacznie przewyższa rozszczepienie nadsubtelne stanu



Rysunek 4.3: Schemat pojedynczego procesu Syzyfa w lustrze nieelastycznym. Podane liczby z dobrym przybliżeniem (dla linii  $D_2$  w metalach alkalicznych) odpowiadają prawdopodobieństwu przejścia atomu ze stanu  $F_1$  do stanu  $F_1$  ( $q_{hfs}$ ) lub  $F_2$  ( $1 - q_{hfs}$ ) po rozproszeniu fotonu z fali zanikającej.

wzbudzonego. Dla metali alkalicznych oznacza to generalnie, że  $\delta > 1$  GHz. Potencjały dipolowe dla stanów  $F_1$  i  $F_2$  wynoszą zatem:

$$U_{F_1} = U_0 \exp\left(-\frac{2z}{d}\right) \text{ oraz} \quad (4.29)$$

$$U_{F_2} = \frac{\delta}{\delta + \Delta_{hfs}} U_{F_1}. \quad (4.30)$$

Łatwo zauważyć, że potencjał  $U_{F_2}$  jest płytszy od potencjału  $U_{F_1}$ . Rozważmy atom o energii kinetycznej  $E_{kin}^{in}$  w stanie  $F_1$ , poruszający się w stronę pryzmatu. Osiągając klasyczny punkt zwrotu  $z_3$ , cała energia kinetyczna zostaje zamieniona na energię potencjalną. Jeśli w pobliżu tego punktu zajdzie proces spontanicznego rozproszenia fotonu i atom przejdzie do stanu  $F_2$ , jego energia kinetyczna  $E_{kin}^{out}$ , po oddaleniu się od lustra będzie mniejsza niż energia początkowa  $E_{kin}^{in}$  (patrz rys. 4.2 b). Natomiast w przypadku, gdy atom, po rozproszeniu fotonu przejdzie z powrotem do stanu  $F_1$ , nastąpi niewielki wzrost jego energii termicznej, wynoszący (jak już wspomniano wcześniej)  $2E_{rec}$ . Prawdopodobieństwo zajścia procesu chłodzenia (zwanego procesem Syzyfa) wynosi:

$$P_{syz} = p^{sp}(1 - q_{hfs}), \quad (4.31)$$

gdzie  $q_{hfs}$  jest prawdopodobieństwem, że atom, po rozproszeniu fotonu, z powrotem przejdzie do stanu  $F_1$ . Prawdopodobieństwo to można wyliczyć, uwzględniając strukturę nadształtów stanu wzbudzonego, przyjmując liniową polaryzację fali zanikającej oraz odstrojenie fali zanikającej znacznie większe

niż rozszczepienie struktury nadsubtelnej stanu wzbudzonego, z następujących wzorów [85]:<sup>6</sup>

$$q_{hfs} = \frac{1}{2F+1} \sum_{m=-F}^F \frac{\sum_{F'} |C_{Fm,F'm}|^2 q_{F'}}{\sum_{F'} |C_{Fm,F'm}|^2}, \quad (4.32)$$

$$q_{F'} = (2F+1)(2J'+1) \left| \left\{ \begin{matrix} F & 1 & F' \\ J' & I & J \end{matrix} \right\} \right|^2. \quad (4.33)$$

Ponadto założono, że obsadzenie podpoziomów magnetycznych  $m$  stanu  $F_1$  jest jednorodne i wykonano średniowanie względem tych podpoziomów. Wielkość  $q_{F'}$  jest prawdopodobieństwem przejścia atomu ze stanu  $F'$  do stanu  $F$  i ma taką samą wartość dla wszystkich podpoziomów  $m'$  stanu wzbudzonego.

Wartość oczekiwana redukcji energii kinetycznej atomu na jedno odbicie wynosi:

$$\Delta E_{\perp} = \int_{-\infty}^{\infty} (U_{F_1} - U_{F_2}) \Gamma_{F_1 \rightarrow F_2}^{sp} dt = \frac{2}{3} \frac{\Delta_{hfs}}{\delta + \Delta_{hfs}} (1 - q_{hfs}) p^{sp} E_{\perp}. \quad (4.34)$$

Powyzszą całkę wylicza się podobnie jak tą w równ. 4.8. Tempo chłodzenia w procesie Syzyfa, zachodzącym cyklicznie we wnęce grawitacyjno-optycznej (wykorzystującej ziemskie pole grawitacyjne), wynosi dla czasu  $t_B = 2v_{\perp}/g$  pomiędzy kolejnymi odbiciami [84]:

$$\beta = \frac{1 - q_{hfs}}{3} \frac{\Delta_{hfs}}{\delta + \Delta_{hfs}} \frac{mgd\Gamma}{\hbar \delta}. \quad (4.35)$$

W przypadku, gdy liczba rozpraszanych spontanicznie fotonów podczas jednego odbicia atomu jest większa niż 1, całkowite prawdopodobieństwo przejścia atomu ze stanu  $F_1$  do stanu  $F_2$  można wyrazić wzorem:

$$\tilde{P}_{syz} = 1 - q_{hfs}^{N_{scat}}, \quad (4.36)$$

gdzie wprowadzono oznaczenie  $N_{scat} = p^{sp}$ . Duża liczba rozpraszanych fotonów nie jest, wbrew pozorom, pożądana i nie prowadzi do zwiększenia oczekiwanej wartości redukcji energii kinetycznej odbijanych atomów. Wynika to z faktu, że procesy rozproszenia fotonów mogą zachodzić także np. przed osiągnięciem przez atom klasycznego punktu zwrotu. W takim przypadku

<sup>6</sup>Dla czytelności zapisu, oznaczenie  $F_1$  zastąpiono przez  $F$



chłodzenie atomu jest nieefektywne, a ponadto może prowadzić do utraty atomu, który mając zbyt dużą energię kinetyczną, jest w stanie pokonać niską barierę potencjału w stanie  $F_2$ .

Aby efektywnie chłodzić atomy przy użyciu omawianego lustra nieelastycznego, należy ograniczyć ruch atomów w kierunku równoległym do powierzchni pryzmatu oraz wprowadzić do układu dodatkową, słabą, rezonansową wiązkę z lasera, przepompowującą atomy ze stanu  $F_2$  z powrotem do stanu  $F_1$ . Układ taki stanowi pułapkę optyczną, zwaną GOST, zapewniającą chłodzenie atomów oraz ich gromadzenie w wybranym miejscu w przestrzeni. W realizacji praktycznej uzyskano (dla atomów cezu) czas życia pułapki około 25 s i temperaturę  $3 \mu\text{K}$  [92]. Ważną cechą pułapki GOST, umożliwiającą uzyskanie w niej zespołów atomów o dużej gęstości fazowej jest obsadzenie przez chłodzone atomy stanu podstawowego  $F_1$  w 99.99%. Ponadto, dzięki geometrii układu, ograniczona jest możliwość reabsorpcji rozpraszanych fotonów z fali zanikającej.

Należy 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 falę zanikającą.

Dla kompletności opisu lusterek optycznych dla atomów, w par. 4.4 podano ich typowe, podstawowe parametry. W par. 4.6 przedstawiono natomiast wzory pozwalające obliczyć potencjały dipolowe  $U^{dip}$  oraz liczbę rozpraszanych fotonów  $p^{sp}$  w przypadku, gdy odstrojenie  $\delta$  fali zanikającej jest dla linii  $D_1$  porównywalne z rozszczepieniem nadsubtelnym stanu wzbudzonego w atomach  $^{85}\text{Rb}$ . Fizyczny opis działania lusterek nieelastycznych można otrzymać poprzez relatywnie prostą analizę modelu atomu ubranego, przedstawioną np. w [85, 100, 101].

Przyszłość pułapek powierzchniowych widziana jest w badaniu fundamentalnych oddziaływań atomów z powierzchnią oraz w poznawaniu właściwości dwuwymiarowych zespołów atomów, w szczególności – będących w postaci zdegenerowanych gazów kwantowych. Proponuje się także wykorzystanie dwuwymiarowych sieci optycznych bazujących na interferujących falach zanikających do pułapkowania atomów w sposób umożliwiający ich zastosowanie w kwantowym przetwarzaniu informacji [102].

### 4.3 Elementarny opis pułapki MOT

Jak już wspomniano w poprzednim paragrafie, źródłem atomów w eksperymentach przeprowadzanych z lustrami optycznymi są zazwyczaj pułapki magnetoptyczne. Ponieważ fizyczne podstawy ich działania, a także szczegółowe opisy budowy i właściwości są przedstawione w bardzo wielu artykułach (w tym – przeglądowych), książkach, rozprawach doktorskich i pracach magisterskich, ograniczono się tutaj do przytoczenia jedynie elementarnego opisu pułapek MOT.

Do chłodzenia atomów w pułapce magnetoptycznej wykorzystuje się ich rezonansowe oddziaływanie z polem świetlnym. Siła działająca na atomy (nazywana w tym przypadku siłą spontaniczną, rozpraszania lub ciśnienia promieniowania) wynika z nieelastycznego rozpraszania fotonów z wiązki światła. Przekaz pędu pomiędzy fotonami a atomem, w pojedynczym procesie rozproszenia, wynosi  $\Delta\vec{p} = \vec{p}_{in} - \vec{p}_{out}$ , gdzie indeksy *in* i *out* odnoszą się odpowiednio do fotonu zaabsorbowanego i wyemitowanego [103]. Ponieważ jednak emisja jest izotropowa (pomijając rozkład kierunkowy promieniowania dipola), średni przekaz pędu następuje jedynie wzdłuż kierunku wiązki światła i wynosi  $n\vec{p}_{in}$  dla  $n$  procesów absorpcja-emisja. Propozycja zastosowania ciśnienia promieniowania do chłodzenia (tzw. dopplerowskiego) atomów została po raz pierwszy przedstawiona w 1975 roku przez W. Hänscha i A.L. Schawlowa [104], a pierwsza realizacja eksperymentalna – w roku 1985 [105]. Proces pułapkowania natomiast zachodzi dzięki zastosowaniu niejednorodnego pola magnetycznego, zerującego się w centrum pułapki oraz odpowiednio dobranych (zazwyczaj kołowych) polaryzacji wiązek chłodzących. Układ taki prowadzi do przestrzennego zmodulowania wielkości sił spontanicznych w taki sposób, że prowadzą one do gromadzenia się atomów w wybranym miejscu w przestrzeni (w punkcie zerowania się pola magnetycznego). W przypadku jednowymiarowym, w którym na atomy oddziałują się parą silnych, przeciwbieżnych wiązek laserowych (o natężeniu  $I$ , pędzie  $\hbar k$  fotonów i kierunku  $z$ ), wypadkowa siła  $F$  działająca na atom jest dana wzorem [106]:

$$F \approx 4\hbar k \frac{I}{I_0} \frac{\frac{\delta}{\Gamma/2}}{\left(1 + 2\frac{I}{I_0} + \left(\frac{\delta}{\Gamma/2}\right)^2\right)^2} (kv + \beta z), \quad (4.37)$$

gdzie:  $I_0$  to natężenie nasycenia danego przejścia atomowego,  $\Gamma$  to szerokość naturalna poziomu wzbudzonego,  $\delta$  to odstrojenie wiązek od częstości

przejścia atomowego,  $v$  to składowa prędkości atomu wzdłuż kierunku propagacji wiązek, a  $\beta$  to zmiana częstości danego przejścia w atomie na jednostkę długości, wynikająca z efektu Zeemana, przy założeniu liniowego gradientu pola magnetycznego. Powyższy wzór jest słuszny, gdy  $kv, \beta z \ll \Gamma$ . Wzór 4.37 stanowi tzw. przybliżenie oscylatorowe pułapki magnetoptycznej. Łatwo bowiem zauważyć, że siłę  $F$  można przedstawić w postaci:

$$F = -\gamma v - \alpha z, \quad (4.38)$$

gdzie  $\alpha$  i  $\gamma$  oznaczają (po uwzględnieniu masy atomu) odpowiednio współczynnik sprężystości i tłumienia w oscylatorze harmonicznym. W ogólnym przypadku, w opisie ruchu atomów w pułapce należy m.in. uwzględnić: oddziaływanie z trzema parami wzajemnie prostopadłych wiązek światła, przestrzenną zmienność  $I$  natężenia wiązek, efekty interferencyjne (w tym – polaryzacyjne), asymetrię gradientu pola magnetycznego w różnych kierunkach, istnienie wielu podpoziomów zeemanowskich w stanie podstawowym i wzbudzonym atomu oraz tzw. uwięzienie promieniowania. Pierwszej eksperymentalnej realizacji pułapki magnetoptycznej dokonano w grupie S. Chu w 1987 roku [107], na podstawie pomysłu J. Dalibarda [103].

## 4.4 Metody realizacji luster optycznych

Gromadzenie lub odbijanie atomów realizowane z użyciem fali zanikającej było przeprowadzane zgodnie z kilkoma różnymi schematami. Poniżej przedstawiono w syntetycznej formie parametry typowych luster optycznych (elastycznych i nieelastycznych), w których źródłem atomów jest pułapka magnetoptyczna. Niektóre z tych luster są elementami składowymi bardziej skomplikowanych układów, których konstrukcje są zasygnalizowane w dalszej części tego paragrafu.

W tabelach 4.1 i 4.2 zebrano podstawowe dane charakteryzujące wybrane lustra optyczne. Wielkości oznaczone (\*) w kolumnach *natężenie* oraz  $U_0$  są wielkościami orientacyjnymi. Należy również zaznaczyć, że wartości  $U_0$  dotyczą jedynie potencjału dipolowego i nie uwzględniają siły van der Waalsa. Typowa średnia energia kinetyczna spadających na lustro atomów, w przeliczeniu na temperaturę, jest mniejsza niż 1 mK. Potencjały dipolowe o porównywalnej głębokości mogą być wytworzone przy pomocy laserów o różnej dostępnej mocy, pod warunkiem prawidłowego dobrania odstrojenia  $\delta$  oraz

Tablica 4.1: Porównanie parametrów różnych lusterek optycznych dla atomów: h – początkowa wysokość chmury atomów nad powierzchnią pryzmatu, r – gaussowski promień plamki na powierzchni pryzmatu

źródło	atomy	liczba atomów	temperatura [ $\mu\text{K}$ ]	h [mm]	r [mm]
[108]	Cs	$2 \times 10^7$		kilka	0.65
[86]	Cs	$10^8$		3.2	0.40
[87]	$^{87}\text{Rb}$	$10^7$	10	6.6	0.34
[109]	Cs	$3 \times 10^5$			0.40
[92]	Cs	$3 \times 10^5$	12	0.8	0.48

Tablica 4.2: Porównanie parametrów różnych lusterek optycznych dla atomów – ciąg dalszy:  $\delta$  – odstrojenie fali zanikającej,  $\Delta\Theta$  – kąt padania względem kąta granicznego, d – głębokość wnikania, P – polaryzacja fali padającej,  $U_0$  – głębokość potencjału dipolowego, (\*) – wielkość wyliczona przez autora pracy

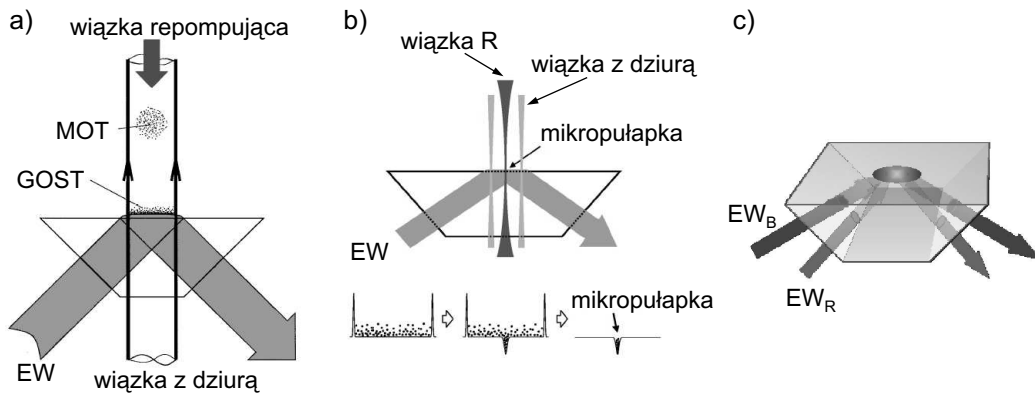
źródło	$\delta/(2\pi)$ [MHz]	$\Delta\Theta$	d [ $\mu\text{m}$ ]	P	natężenie [mW/cm <sup>2</sup> ]	$U_0$ [mK]
[108]	5000	$2^0$	0.50 (*)	<i>TM</i>	$20 \cdot 10^3$ (*)	0.4 (*)
[86]	3000	$14.4^0$	0.19		$29 \cdot 10^3$ (*)	1.0 (*)
[87]	162-1722	$0.06-0.86^0$	2.8-0.67	<i>TE</i>	$2.5 \cdot 10^3-40 \cdot 10^3$	1.0-16
[109]	$660 \cdot 10^3$	$3.2^0$	0.40	<i>TM</i>	$2.2 \cdot 10^6$ (*)	0.3
[92]	1000	$5.6^0$	0.30	<i>TE</i>	$29 \cdot 10^3$	2.9

kąta  $\Delta\Theta$  i polaryzacji P, a przez to – dostatecznie dużych natężeń fali zanikającej. Należy jednak pamiętać, że mimo równości głębokości potencjałów  $U_0$ , parametry lusterek atomowych mogą być zdecydowanie różne, ze względu na rozpraszanie fotonów (patrz par. 4.2).

Typowe układy lusterek dla atomów (z pojedynczą falą zanikającą) zostały wykorzystane m.in. do pomiaru siły van der Waalsa pomiędzy atomami a powierzchnią dielektryka [110, 111] oraz do zbadania wpływu jakości powierzchni pryzmatu na sposób odbicia atomów (lustrzany, dyfuzyjny) [112]. Jedną z modyfikacji omawianych lusterek jest użycie pryzmatu pokrytego warstwą złota lub srebra o grubości około 60 nm, pozwalającą na kilkudziesięciokrotne zwiększenie natężenia fali zanikającej, dzięki wzbudzeniu plazmonów w warstwie metalicznej (patrz par. 1.4) [113, 114]. Nieelastyczne lustro

atomowe z pokryciem metalicznym zostało wykorzystane do ładowania pułapki dipolowej, powstałej dzięki odbiciu od górnej powierzchni pryzmatu, odstrojonej ku niebieskiemu lub czerwieni, wiązki z dodatkowego lasera. W minimach lub maksimach (odpowiednio do odstrojenia) powstałej struktury interferencyjnej były pułapkowane atomy argonu, schłodzone uprzednio w polu fali zanikającej [115].

Warto zwrócić szczególną uwagę na realizację eksperymentalną serii pułapek powierzchniowych, wykonaną przez grupę R. Grimma z uniwersytetu w Innsbrucku. Na rys. 4.4 a) przedstawiona jest pułapka typu GOST, w



Rysunek 4.4: Szykisy pułapek powierzchniowych zbudowanych przez grupę R. Grimma (opis w tekście). Rysunki przygotowano na podstawie [92, 108, 116]. W części b) pokazano obrazowo kolejność aplikowania potencjałów dipolowych.

której ruch atomów w płaszczyźnie poziomej ograniczony jest przez odstrojoną ku niebieskiemu wiązkę z dziurą – tzw. *hollow beam* [92, 117]. Gęstość fazowa dla atomów wynosi tutaj  $2 \cdot 10^{-5}$ . Na bazie pułapki GOST zbudowano układ tzw. mikropułapki, w której dodano dipolowy potencjał przyciągający, pochodzący od odstrojonej ku czerwieni wiązki R, prostopadłej do pryzmatu (rys. 4.4 b), osiągając gęstość fazową  $7 \cdot 10^{-3}$  [108]. Spolaryzowanie próbki atomów w jednym z podpoziomów zeemanowskich i przeprowadzenie chłodzenia przez odparowanie doprowadziło do otrzymania dwuwymiarowego kondensatu Bosego-Einsteina w odległości około  $1 \mu\text{m}$  od powierzchni pryzmatu dielektrycznego [116]. Na uwagę zasługuje również pułapka typu DEW (double evanescent wave trap), naszkicowana na rys. 4.4 c). Docelowo, atomy przy powierzchni utrzymywane są dzięki potencjałowi pochodzącemu od dwóch fal zanikających, o przeciwnych znakach odstrojenia ( $EW_B$  i  $EW_R$ )

i odpowiednio dobranych natężeniach i głębokościach wnikania [109].

W zmodyfikowanych lustrach atomowych przeprowadzano również badania dyfrakcji atomów pochodzących z wiązki termicznej bądź pułapki MOT. Rolę siatki dyfrakcyjnej pełnił przestrzennie zmodulowany potencjał dipolowy, pochodzący od dwóch przeciwbieżnych fal zanikających. W zależności od konfiguracji, wyjaśnienie obserwowanych rozkładów pędów atomów po odbiciu od lustra było możliwe przy użyciu jedno-, dwu- lub wielopoziomowego modelu atomu. W tym ostatnim przypadku, kluczową rolę w dyfrakcji odgrywa polaryzacja obydwu fal zanikających. Przegląd teorii i wyników eksperymentalnych ze wspomnianej dziedziny można znaleźć w [118] i podanych tam odnośnikach literaturowych.

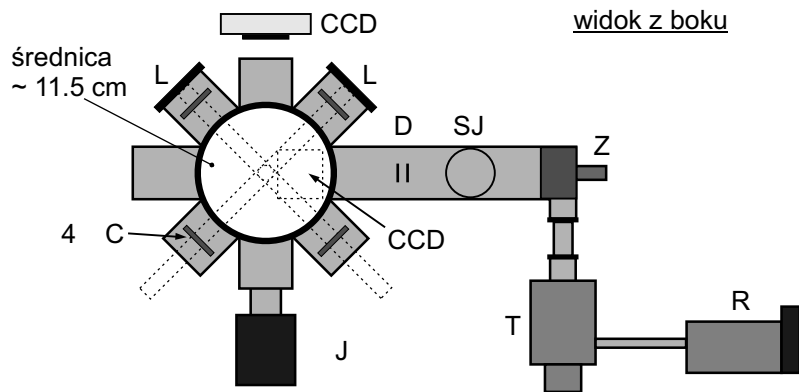
Warto również wspomnieć o serii eksperymentów, w których fala zanikająca w typowym lustrze atomowym (dla atomów z pułapki MOT) była modulowana amplitudowo z częstością z przedziału 0-2 MHz. W pierwszym eksperymencie badano modulację fazy fal de Broglie'a odbijanych atomów, poprzez detekcję szeregu grup odbitych atomów, odpowiadających falom de Broglie'a o różnych prędkościach grupowych [119]. W drugim eksperymencie, modulacja amplitudy o odpowiedniej obwiedni pozwoliła na skonstruowanie dla atomów odpowiednika klasycznego lustra ruchomego, pozwalającego na przyspieszanie a także ogniskowanie trajektorii atomów, w kierunku prostopadłym do powierzchni pryzmatu [120]. W tym samym układzie eksperymentalnym zrealizowano również w domenie czasowej odpowiednik dwuszczeniowego interferometru Younga dla atomów, dzięki impulsowemu włączaniu i wyłączaniu fali zanikającej w ściśle określonych momentach [121].

## 4.5 Układ eksperymentalny

Chociaż skonstruowany w Zakładzie Optyki Atomowej układ jest w zasadzie jedynie lustrem optycznym dla atomów, w którym nie ma możliwości ograniczenia ruchu atomów w trzech wymiarach, to jednak w dalszej części tego rozdziału będzie dla niego stosowana zamiennie nazwa *pułapka powierzchniowa*. Uzasadnione jest to faktem, że w kolejnym etapie prac (będących w toku), do układu zostanie dodana dodatkowa wiązka laserowa (*hollow beam*), ograniczająca dwa stopnie swobody w ruchu postępowym atomów przy powierzchni pryzmatu.

Pułapka powierzchniowa dla atomów rubidu  $^{85}\text{Rb}$  została przygotowana na bazie pułapki magnetoptycznej, skonstruowanej w obecnym Zakładzie

Fotoniki w Instytucie Fizyki UJ przez A. Nogę, pod kierunkiem W. Chałupczaka [122]. Elementy tej pułapki zostały przeniesione na nowy stół optyczny, a po wprowadzeniu modyfikacji, uruchomieniu i wykonaniu podstawowych testów – pułapka została przebudowana. Najważniejsze aspekty przebudowy są przedstawione w dalszej części niniejszego paragrafu, a podstawowe dane dotyczące niektórych wykorzystanych w eksperymencie urządzeń – na jego końcu.



Rysunek 4.5: Schemat pułapki magnetooptycznej: L – lustra, C – płytki ćwierćfalowe, D – dyspenszery, SJ – sonda miernika jonizacyjnego, Z – zawór, T – pompa turbomolekularna, R – pompa rotacyjna, J – pompa jonowa, CCD – kamera przemysłowa lub aparat cyfrowy z układem optycznym; liniami przerywanymi zaznaczono bieg wiązek pułapkujących, cewki gradientowe znajdują się w płaszczyznach równoległych do płaszczyzny rysunku

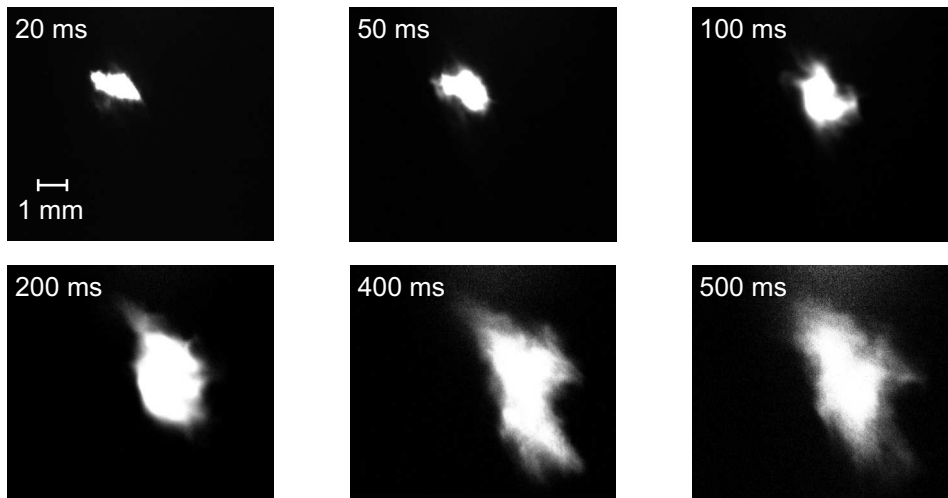
Ponieważ w omawianym eksperymencie pułapka MOT jest jedynie narzędziem dostarczającym chmurę zimnych, spułapkowanych atomów, jej opis został ograniczony do niezbędnego minimum. Schemat pułapki magnetooptycznej jest przedstawiony na rys. 4.5. Pułapka została zrealizowana w komorze próżniowej o objętości około 1.2 l, w której próżnia, na poziomie  $6 \cdot 10^{-10}$  mbara, była ostatecznie utrzymywana dzięki pompie jonowej. Trzy pary kołowo spolaryzowanych wiązek pułapkujących pochodziły z lasera *slave*, którego właściwości spektralne (długość i spektralna szerokość fali) wymuszane były przez laser *master* z zewnętrznym rezonatorem w układzie Metcalfa-Littmana. Wiązki repompujące pochodziły z lasera *repumper*, również pracującego w konfiguracji Metcalfa-Littmana. Obydwa lasery (*master* i *repumper*) były stabilizowane do odpowiednich dipów saturacyjnych w spektroskopii nasyceniowej, przeprowadzanej w komórkach szklanych, zawierających natu-

ralną mieszaninę izotopów  $^{85}\text{Rb}$  i  $^{87}\text{Rb}$ .<sup>7</sup> Natężenie pojedynczej wiązki pułapkującej, mierzone przed okienkiem komory, wynosiło średnio  $10\text{ mW/cm}^2$ , czyli około  $6 \cdot I_0$ , gdzie  $I_0$  to natężenie nasycenia dla polaryzacji kołowej dla wybranego przejścia w atomie  $^{85}\text{Rb}$ , wynoszące  $1.62\text{ mW/cm}^2$ . Efektywne natężenie światła pułapkującego wewnątrz chmury atomów było jednak około 5 razy mniejsze niż podane wyżej. Wynikało to z nieidealności polaryzacji kołowej wiązek pułapkujących oraz z faktu, że punkt zerowania się pola magnetycznego (czyli punkt, w którym tworzy się chmura) nie pokrywał się z punktem przecięcia maksimum natężenia wiązek pułapkujących, ze względu na brak kompensacji zewnętrznych pól magnetycznych. Oszacowania efektywnego natężenia światła dokonano pośrednio, na podstawie symulacji kolektywnych ruchów atomów w pułapce z celowo rozjustowanymi wiązkami [123]. Promień gaussowski ( $e^{-1}$ ) poprzecznego przekroju wiązek wynosił  $0.42\text{ cm}$ . Pole magnetyczne, o symetrii kwadrupolowej, było wytwarzane przez dwie cewki o średnicy  $13.2\text{ cm}$  w układzie anty-Helmholtza. Gradient pola magnetycznego wybierano z przedziału  $6\text{--}20\text{ Gs/cm}$  (dla kierunku osiowego). Źródłem atomów dla pułapki były dyspensery rubidowe firmy Saes Getters, zasilane prądem o natężeniu z przedziału  $2\text{--}3\text{ A}$  [64]. Obecność chmury zimnych atomów oraz jej średnica były badane przy pomocy dwóch kamer przemysłowych CCD oraz monochromatycznego, chłodzonego aparatu cyfrowego Alta Apogee U32, do którego dobudowano układy optyczne, pozwalające uzyskiwać powiększenia 1 lub 4. Wykorzystywano w tym celu obiektyw aparatu fotograficznego Zenit lub wysokiej jakości dublet soczewek z maszyny kserograficznej. Należy pamiętać, że uzyskanie ostrego obrazu chmury atomów jest uwarunkowane rozmieszczeniem soczewek i aparatu cyfrowego z względną dokładnością sięgającą  $1/800$ .

Podstawowym testem poprawności wyjustowania pułapki MOT oraz prawidłowego zaprojektowania układu detekcyjnego było przeprowadzenie pomiarów ekspansji chmury zimnych atomów w polu wiązek chłodzących, przy wyłączonym polu magnetycznym, a więc przy zerowym współczynniku  $\alpha$  z równania 4.38. Układ detekcyjny składał się z aparatu cyfrowego i elektronicznego układu sterowania, umożliwiające robienie zdjęć chmury atomów w zadanym czasie po wyłączeniu pola magnetycznego (patrz dod. B.3). Przykładowa seria zdjęć jest przedstawiona na rys. 4.6. Nieregularny kształt ekspandującej chmury atomów wynika z niejednorodności przestrzennej wiązek

<sup>7</sup>Struktura poziomów energetycznych atomów  $^{85}\text{Rb}$  wraz z wybranymi przejściami pułapkującym i repompującym są przedstawione w par. 4.6



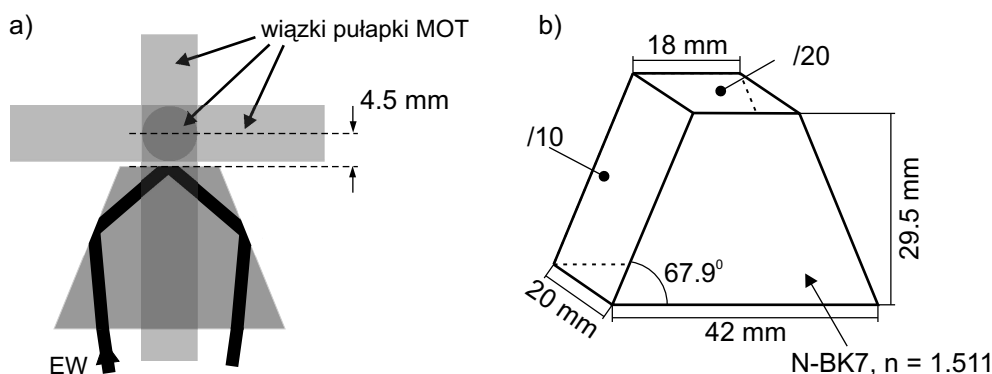


Rysunek 4.6: Zdjęcia chmury zimnych atomów po ustalonym czasie od wyłączenia pola magnetycznego (w chwili  $t = 0$  ms). Czas naświetlania wynosił 3 ms dla każdego zdjęcia

chłodzących oraz ich wzajemnej interferencji. Przesuwanie się środka chmury wynika natomiast z istnienia nieskompensowanych sił ciśnienia radiacyjnego. Ich obecność jest powodowana m.in. brakiem kompensacji ziemskiego i laboratoryjnego pola magnetycznego, które powoduje rozdzielanie przestrzenne miejsca zerowania się pola magnetycznego i punktu przecięcia środków wiązek chłodzących. Należy pamiętać, że omawiana ekspansja w polu silnych wiązek chłodzących (gdzie całkowite natężenie światła jest kilka razy większe niż natężenie nasycenia  $I_0$ ) nie może być opisana prostym równaniem ruchu w polu sił lepkości opisywanych współczynnikiem  $\gamma$  z równania 4.38. Dominujące bowiem są siły wynikające z absorpcji światła przez gęstą chmurę atomów oraz z tzw. uwięzienia promieniowania [124]. Opisane powyżej pomiary dają zatem wyniki jedynie jakościowe i nie pozwalają na wyliczenie temperatury atomów w pułapce z użyteczną dokładnością.

W celu otrzymania lustra optycznego dla atomów, do komory próżniowej należało wprowadzić pryzmat szklany w taki sposób, aby wytworzona w pułapce MOT chmura zimnych atomów znajdowała się dokładnie ponad wzbudzoną na tym pryzmacie falą zanikającą. Schemat ideowy układu eksperymentalnego oraz rozmiary pryzmatu są przedstawione na rys. 4.7.<sup>8</sup> Cztery spośród sześciu wiązek pułapkujących przebiegały równolegle do gór-

<sup>8</sup>Pryzmat został wykonany w firmie Solaris Optics SA w Józefowie

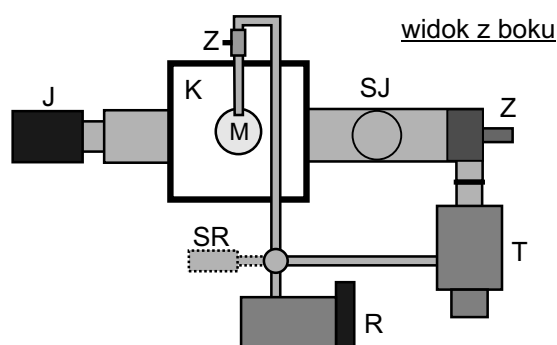


Rysunek 4.7: a) schemat ideowy lustro optycznego dla atomów (opis w tekście), b) parametry użytego pryzmatu. Dla najważniejszych płaszczyzn podano ich płaskość, jako ułamek długości fali  $\lambda = 800$  nm. Chropowatość płaszczyzn wynosi 2 nm RMS

nej płaszczyzny pryzmatu. Odległość pomiędzy środkami wiązek, a tą płaszczyzną wynosiła około 5 mm. Pozostałe dwie wiązki pułapkujące przecinały pryzmat pod kątem prostym. Konstrukcja pryzmatu umożliwiała wygodne, z punktu widzenia konstrukcji komory próżniowej, wprowadzanie wiązki z dodatkowego lasera, która dzięki całkowitemu wewnętrznemu odbiciu na górnej powierzchni pryzmatu, powodowała powstanie fali zanikającej. Średnice gaussowskie ( $e^{-1}$ ) eliptycznej plamki na tej powierzchni wynosiły 0,91 mm i 0,65 mm. Kąt padania wiązki na górną powierzchnię pryzmatu mógł być regulowany w zakresie  $0^{\circ}$ - $8^{\circ}$  powyżej kąta granicznego. Jako źródła światła dla fali zanikającej użyto opisanego już w par. 2.4 lasera EOSI 2001, ze względu na łatwość jego mechanicznego i elektronicznego przestrajania oraz dobrą stabilność czasową częstotliwości światła, wynoszącą około 400 MHz/h. Wielkość odstrojenia fali zanikającej od rezonansu kontrolowano poprzez badanie absorpcji w referencyjnej komórce rubidowej.<sup>9</sup>

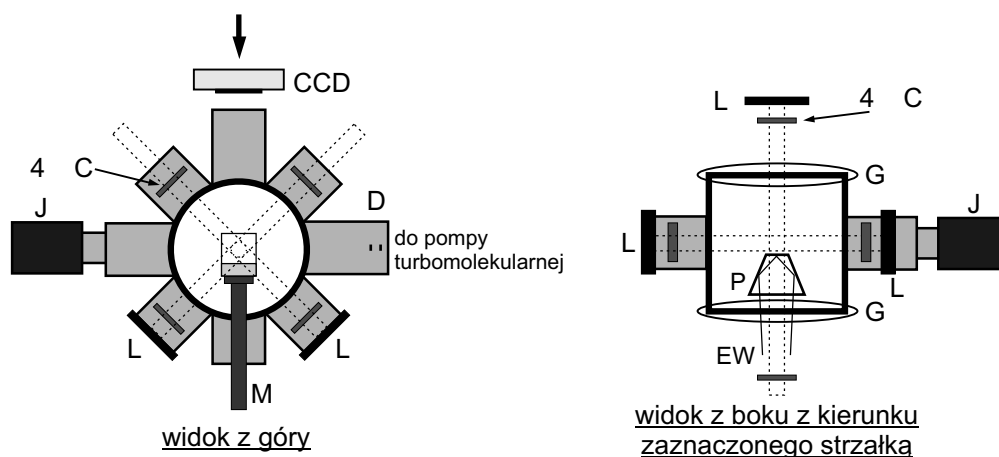
Biorąc pod uwagę rozmiary komory, jej poszczególnych okienek, manipulatora i pryzmatu, a także geometrię pułapki MOT, zdecydowano o przebudowie układu z rys. 4.5 – obrócono komorę próżniową i zmieniono układ połączeń pomp próżniowych (patrz rys. 4.8). Schemat komory wraz z umieszczonym w jej środku pryzmatem jest przedstawiony na rys. 4.9. Pryzmat zamocowano na fabrycznym manipulatorze, po jego gruntownej przeróbce,

<sup>9</sup>Opis lustro optycznego w kontekście wybranych poziomów energetycznych atomów rubidu jest przedstawiony w par. 4.6



Rysunek 4.8: Schemat układu próżniowego: K – komora próżniowa, T – pompa turbomolekularna, J – pompa jonowa, R – pompa rotacyjna (wstępna), M – manipulator, Z – zawory, SJ – sonda miernika jonizacyjnego, SR – sonda miernika oporowego

polegającej na dodaniu układu grzewczego i dobudowaniu uchwytu na pryzmat.<sup>10</sup> Uchwyt ten musiał zapewniać z jednej strony dobry kontakt termiczny pryzmatu i grzałki, a z drugiej strony zapewniać niezaburzony bieg wszystkich wiązek laserowych wewnątrz komory próżniowej. Jako układu



Rysunek 4.9: Schemat układu eksperymentalnego: M – manipulator z grzejnicą oporową i termoparą, do którego jest zamocowany pryzmat P, G – cewki gradientowe, EW – wiązka wytwarzająca falę zanikającą; pozostałe oznaczenia – jak na rys. 4.5

<sup>10</sup>Zdjęcie przedstawiające niektóre szczegóły montażu pryzmatu jest przedstawione na rys. 4.13 w par. 4.6

grzewczego użyto (nie przeznaczonej oryginalnie do układów próżniowych) grzałki oporowej firmy Watlow, model Firerod E1A53, o maksymalnej mocy 150 W. Przy oporze  $90 \Omega$  i wydzielanej mocy 7 W, temperatura mierzona na bloczku miedzianym, do którego przylegał pryzmat, wynosiła około  $300 \text{ }^\circ\text{C}$ . Przed umieszczeniem w komorze, wszystkie elementy manipulatora zostały bardzo dokładnie oczyszczone mechanicznie oraz chemicznie (alkoholem metylowym i propylowym w płuczce ultradźwiękowej), a następnie starannie osuszone.

Kilkudniowe wygrzewanie elementów manipulatora, pryzmatu, dyspenzerów rubidowych oraz samej komory (w temperaturze  $180 \text{ }^\circ\text{C}$ ), przy włączonej pompie turbomolekularnej, a następnie jonowej, umożliwiło uzyskanie wysokiej próżni –  $8 \cdot 10^{-10}$  mbara, nieco gorszej niż w oryginalnej pułapce MOT. Było to spowodowane obecnością w komorze próżniowej manipulatora oraz przymocowanych do niego elementów, a w szczególności opisanej powyżej grzałki.<sup>11</sup> Próżnia ta była utrzymywana przy pomocy pompy jonowej oraz – podłączonej do manipulatora – pompy rotacyjnej. Ze względu na wprowadzane drgania, pompa rotacyjna była zazwyczaj wyłączana podczas przeprowadzania eksperymentów, po uprzednim zamknięciu zaworu łączącego ją z manipulatorem.

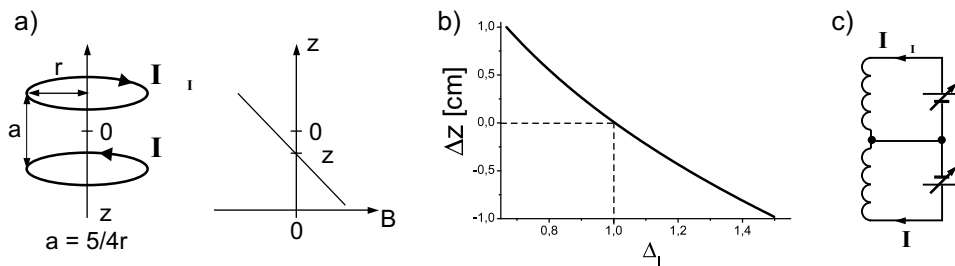
Poza opisaną powyżej przebudową mechaniczną i co za tym idzie – znaczną przebudową układu optycznego pułapki MOT, w układzie wprowadzono kilka innych zmian, z których najważniejsze zostały opisane poniżej. Zmodyfikowano sposób zasilania cewek gradientowych, uproszczono układ stabilizacji lasera *master* i dobudowano dwie elektromechaniczne przesłony wiązek światła z laserów *slave* i *repumper*.

Ponieważ w pierwszej wersji układu nie przewidziano użycia dodatkowych mechanizmów chłodzenia (np. w melasie optycznej), oczekiwano, że minimalna osiągalna temperatura atomów w pułapce MOT wyniesie kilkadziesiąt  $\mu\text{K}$  ([125]). Średni czas spadku swobodnego atomów na powierzchnię pryzmatu wynosi (dla odległości 5 mm) 32 ms. Przy temperaturze  $70 \mu\text{K}$ , gaussowski promień chmury zwiększa się w tym czasie z 0.2 mm do 2.6 mm (patrz np. [126]). Postanowiono zatem wprowadzać schłodzone atomy w obszar fali zanikającej z wysokości mniejszej niż wspomniane 5 mm. W tym celu wprowadzono do układu możliwość przesuwania chmury atomów w kie-

---

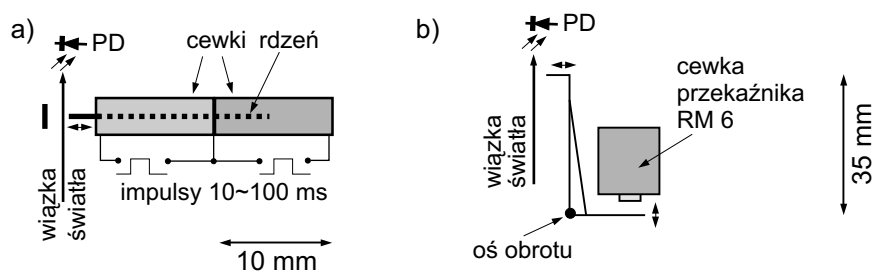
<sup>11</sup>Grzałka ta nie utrudnia otrzymania próżni bazowej nawet rzędu  $10^{-11}$  mbara, pod warunkiem wygrzania jej do  $600 \text{ }^\circ\text{C}$  (informacja pochodzi od mgr inż. P. Piątkowskiego z Instytutu Fizyki UJ)

runku prostopadłym do powierzchni pryzmatu, poprzez przesuwanie punktu zerowania się pola magnetycznego wytwarzanego przez cewki gradientowe. Uzyskano to, znosząc symetrię zasilania cewek w układzie anty-Helmholtza. Względne zwiększenie natężenia prądu jednej z cewek  $\Delta_I$  razy powoduje przesunięcie miejsca zerowania się pola magnetycznego o odległość  $\Delta z$  (patrz rys. 4.10). Obliczenia wykonane na podstawie [127] pokazują, że zwiększenie natężenia prądu płynącego w jednej z cewek powoduje nie tylko geometryczne przesunięcie punktu o zerowym natężeniu pola magnetycznego wzdłuż osi cewek, ale też zwiększenie wartości gradientów pola w kierunku osiowym i radialnym względem tych dla klasycznego układu anty-Helmholtza. Przykładowo – wzrost ten wynosi około 7% przy zwiększeniu natężenia prądu o 10% ( $\Delta_I = 1.1$ ). Warto zwrócić uwagę, że zastosowane rozwiązanie pozwoliło zrezygnować z montażu dodatkowych cewek, tzw. transferowych.



Rysunek 4.10: Idea metody geometrycznego przesuwania zera pola magnetycznego  $B$  pomiędzy cewkami gradientowymi: a) szkic układu wraz z zależnością wartości  $B$  od położenia, w pobliżu środka układu, b) wyliczona zależność przesunięcia zera pola  $B$  w funkcji względnego wzrostu natężenia prądu w jednej z cewek, c) układ zasilania cewek

Realizacja pułapki powierzchniowej dla atomów wymaga wyłączenia i włączania wiązek laserowych w ściśle kontrolowanych momentach. Standardową i wygodną metodą jest użycie w tym celu modulatorów akusto-optycznych. Aby jednak zastosować tańsze rozwiązanie, postanowiono wykonać dwie przesłony elektromechaniczne. W pierwszym rozwiązaniu wiązka światła była zasłaniana rdzeniem ferromagnetycznym, przesuwany wzdłuż osi dwóch, zasilanych impulsowo, cewek (patrz rys. 4.11 a). Amplitudę napięcia zasilającego cewki, długość impulsów sterujących oraz punkty mechanicznego ograniczenia ruchu rdzenia dobrano eksperymentalnie, kontrolując moment zasłonięcia (odsłonięcia) wiązek przy pomocy fotodiod. Czas pełnego zasłaniania i odsłaniania wiązki wynosił około 0.1 ms. Istotną niedogodnością omawianego



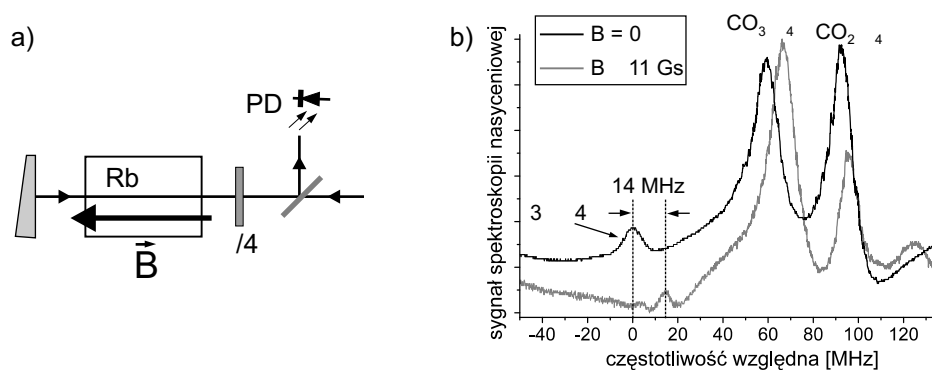
Rysunek 4.11: Szcik konstrukcji przesłon elektromechanicznych: a) przesłona z przesuwającym rdzeniem ferromagnetycznym (bistabilna), b) przesłona zbudowana na bazie przekaźnika RM 6 (monostabilna)

układu było istnienie zwłoki pomiędzy początkiem impulsu sterującego a zablokowaniem (5-6 ms) i odblokowaniem wiązki (5-12 ms). Ponieważ przesłony były niestabilne ze względu na wspomniany czas zwłoki, skonstruowano ich ulepszoną wersję, wykorzystując standardowe przekaźniki mechaniczne z serii RM (patrz rys. 4.11 b). Czas pełnego zasłaniania wiązki wynosił 0.3 ms, odsłaniania – 0.5 ms, a czas zwłoki – 5 do 10 ms, w zależności od wyjustowania. Aby móc precyzyjnie sterować zależnościami czasowymi, fotodiody zostały na stałe włączone w układ eksperymentalny, stanowiąc źródło informacji o rzeczywistym czasie zadziałania przesłon. Przykładowe przebiegi sygnałów sterujących i napięć na fotodiodach są przedstawione w dod. B.4. Ze względu na małą powierzchnię czynną przesłon oraz w celu uzyskania jak najkrótszych czasów otwierania i zamykania, należy je umieszczać precyzyjnie w miejscu największego przewężenia wiązek, np. w ognisku soczewek teleskopów, formujących wiązki chłodzące i repompujące. Konstrukcja toru optycznego pułapki MOT wymusiła zastosowanie konfiguracji, w której jedna z omawianych przesłon blokowała wiązkę z lasera *repumper*, a druga – obydwie wiązki (laserów *slave* i *repumper*). Sterowania przesłonami, jak również aparatem cyfrowym, dokonywano przy pomocy karty laboratoryjnej Adwin (patrz dod. B).

W czasie eksperymentów stwierdzono, że wszelkie układy mechaniczne (przesłony oraz aparat fotograficzny – ze względu na migawkę) muszą być mocowane na wysięgnikach poza (w omawianej pułapce – ponad) stołem optycznym, w celu wyeliminowania wpływu wytwarzanych przez nie drgań.

W oryginalnym układzie pułapki MOT, częstość światła z lasera *master* była przesuwana względem częstości przejścia pułapkującego przy pomocy

modulatora akusto-optycznego. Stabilizacji częstości dokonywano natomiast przy użyciu techniki lock-in do jednego z dipów saturacyjnych w spektroskopii nasyceniowej. W nowej pułapce zrezygnowano z używania modulatora akusto-optycznego, a laser *master* stabilizowano do dipu saturacyjnego, przesuwanego na skali częstości o 0-20 MHz ku czerwieni względem przejścia pułapkującego  $F = 3 \rightarrow F' = 4$ , dzięki umieszczeniu par atomowych w polu magnetycznym o indukcji 0-22 Gs. Ogólny schemat układu jest przedstawiony na rys. 4.12, a dokładniejszy opis zastosowanej metody – w dod. B.1.



Rysunek 4.12: a) schemat ideowy układu do przesuwania dipów Lamba w spektroskopii nasyceniowej, PD – fotodioda,  $\lambda/4$  – płytka ćwierćfalowa b) fragment widma nasyceniowego linii  $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ , CO – rezonanse krzyżowe

Podstawowe dane dotyczące niektórych urządzeń fabrycznych wykorzystanych w eksperymencie są przedstawione w poniższym zestawieniu:

- układ próżniowy: komora ze stali nierdzewnej, o objętości około 1.2 l, połączona na stałe z pompą jonową firmy Physical Electronics (model Ionpak) i opcjonalnie z pompą turbomolekularną firmy Elettrovara (model 100/200) oraz pompą rotacyjną Trivac D firmy Leybold. Pomiarów ciśnienia dokonywano próżniomierzem z zimną katodą firmy MKS Instruments (model 943),
- aparat cyfrowy: Alta Apogee U32 z monochromatyczną matrycą CCD typu Kodak KAF3200 o rozmiarach  $15 \times 10$  mm i liczbą pikseli  $2184 \times 1472$ . Rozdzielczość cyfrowa aparatu wynosi maksymalnie 16 bitów. Pozostałe parametry urządzenia są przedstawione w pliku *apo-*

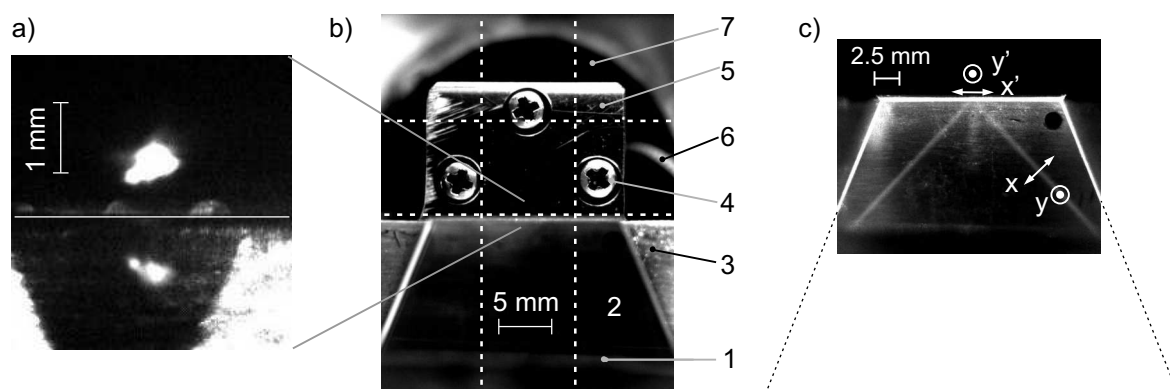
*gee.chm* na dołączonej płycie kompaktowej (patrz dod. B.2) i na stronie [www.ccd.com](http://www.ccd.com),

- karta laboratoryjna: ADwin-light-16, zawierająca zestaw wejść i wyjść cyfrowych oraz przetworników ADC i DAC. Rozdzielczość czasowa sygnałów generowanych przez kartę wynosi 25 ns.

## 4.6 Przebieg i wyniki eksperymentu

**Uwaga:** w tej części rozdziału symbole  $\delta$ ,  $\delta_{FF'}$ ,  $\Delta_{HFS}$ ,  $\Delta'_{HFS}$  oznaczają **częstotliwość**, a nie częstość – odstrojenia fali zanikającej ( $\delta$ ,  $\delta_{FF'}$ ), rozszczepienia nadsubtelnego stanu podstawowego ( $\Delta_{HFS}$ ) oraz wzbudzonego ( $\Delta'_{HFS}$ ).

### 4.6.1 Szczegóły konstrukcji lustra optycznego



Rysunek 4.13: a) zdjęcie chmury zimnych atomów w pułapce MOT wraz z jej lustrzanym odbiciem w pryzmacie, b) niektóre szczegóły montażu pryzmatu wewnątrz komory próżniowej (opis w tekście), c) zdjęcie pryzmatu z widoczną wiązką EW. Rozdzielczość zdjęć wynosi 53 piksele/mm. Oznaczenia  $x$ ,  $x'$  oraz  $y$ ,  $y'$  odnoszą się do danych z tabeli 4.3

Na rys. 4.13 przedstawiono szczegóły konstrukcyjne lustra optycznego. W części a) widoczna jest chmura spułapkowanych atomów w odległości 0.8 mm od powierzchni pryzmatu, zaznaczonej (podobnie jak na zdjęciach w dalszej części rozdziału) białą poziomą linią. Poniżej tej linii widać lustrzane odbicie chmury atomów w pryzmacie. Odblaski w lewym i prawym dolnym rogu zdjęcia pochodzą z rozproszonego światła wiązek pułapkujących. W części



b) rysunku zaprezentowane zostały szczegóły montażu pryzmatu w pobliżu środka komory próżniowej. Wzrastająca numeracja oznacza położenie danego elementu na coraz dalszym planie zdjęcia: 1 – obejmą dociskająca pryzmat (2) do bloczka miedzianego (3), zamocowanego z kolei do płytki (5), przytwierdzonej do manipulatora śrubami (4), 6 – fragment przewodu termopary, 7 – otwór prowadzący do kołnierza, na którym jest zamocowany manipulator. Liniami kreskowanymi zaznaczono średnicę gaussowską ( $e^{-1}$ ) wiązek pułapki MOT – pionowej oraz poziomych (w rzucie). W części c) rys. 4.13 przedstawione jest zdjęcie fragmentu pryzmatu przy włączonej wiązce z lasera EOSI, wykorzystywanej do wzbudzenia fali zanikającej. Wiązka ta jest nazywana dalej wiązką EW, a miejsce powstawania fali zanikającej – plamką EW.

Podstawowe parametry i wielkości fizyczne charakteryzujące skonstruowane lustro optyczne są zebrane w tabeli 4.3. Pomiarów przekroju wiązki EW i rozmiarów plamki EW dokonano na podstawie zdjęcia 4.13 c) oraz obrazów z dwóch kamer przemysłowych, przy pomocy których obserwowano górną powierzchnię pryzmatu. Niepewność pomiaru wielkości  $T_{TM}$  (czynnika zwiększenia natężenia fali zanikającej),  $d$  (głębokości wnikania) oraz  $I(0)$  (maksymalnego natężenia fali zanikającej na powierzchni pryzmatu) wynikają z niepewności pomiaru kąta padania wiązki EW na górną powierzchnię pryzmatu. Niepewność znalezienia wielkości  $I(0)$  pochodzi ponadto z niepewności pomiaru rozmiarów plamki EW. Wysokość  $h$  chmury atomów nad powierzchnią pryzmatu mierzono na podstawie zdjęć analogicznych do tego z rys. 4.13 a) i znajomości profilu gęstości chmury. Niepewność pomiaru wynosiła 0.1 mm.

Temperaturę spułapkowanych atomów oszacowano stosując metodę pomiarów czasu przelotu (TOF). Pomiarów rozmiaru ekspandującej swobodnie chmury atomów dokonywano poprzez wykonanie jej zdjęcia przy pomocy aparatu cyfrowego, tuż po ponownym włączeniu wiązek pułapki MOT. Głównym źródłem błędu pomiaru temperatury jest tutaj przestrzenna niejednorodność natężenia wiązek pułapkujących, wpływająca na obserwowany profil chmury atomów. Aby zminimalizować ten błąd, wybrano krótki czas swobodnej ekspansji –  $10 \div 14$  ms. Osiągnięcie relatywnie niskiej temperatury atomów (bez wprowadzania dodatkowych mechanizmów chłodzenia) było możliwe dzięki znacznemu ograniczeniu natężenia wiązek pułapkujących. Podane w tabeli 4.3 natężenie było zmierzone tuż przed miejscem rozdzielenia promieniowania lasera *slave* na trzy wiązki, kierowane do odpowiednich okienek komory próżniowej.

Natężenie prądu w jednej z cewek gradientowych pułapki MOT wynosiło 2.4 A, a w drugiej cewce było regulowane i wynosiło przykładowo 2.6 A przy początkowej wysokości  $h = 1.4$  mm chmury atomów nad powierzchnią pryzmatu. Gradient pola magnetycznego wzdłuż osi cewek wynosił około 16 Gs/cm.

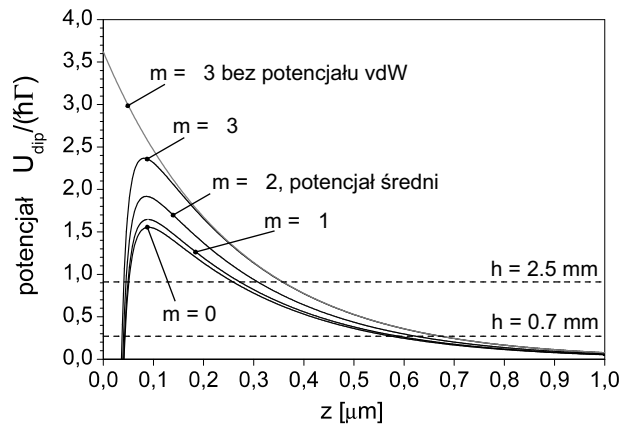
Tablica 4.3: Podstawowe parametry lustra optycznego

moc wiązki EW (tuż przed komorą)	$P_L$	[mW]	$17.4 \pm 0.1$
poprzeczny przekrój wiązki EW (promienie gaussowskie $e^{-1}$ )	x	[mm]	$0.24 \pm 0.01$
	y	[mm]	$0.46 \pm 0.03$
natężenie wiązki EW (tuż przed komorą)	$I_0$	[W/m <sup>2</sup> ]	$(51.4 \pm 5.8) \cdot 10^3$
rozbieżność wiązki EW (pełny kąt)	$\varepsilon$	[mrad]	1.5
czynnik zwiększenia natężenia dla polaryzacji $TM$ (patrz wzór 1.18)	$T_{TM}$		$5.39 \pm 0.08$
rozmiar plamki EW na pryzmacie (promienie gaussowskie $e^{-1}$ )	x'	[mm]	$0.32 \pm 0.01$
	y'	[mm]	$0.46 \pm 0.03$
natężenie fali zanikającej w centrum plamki na granicy dielektryk-próżnia	$I(0)$	[W/m <sup>2</sup> ]	$(180 \pm 21) \cdot 10^3$
odstrojenie względem $F = 2 \rightarrow F' = 3$ lub $F = 3 \rightarrow F' = 3$	$\delta$	[MHz]	$350 \div 2000$
kąt graniczny	$\theta_c$	[deg]	41.5
kąt padania na górną powierzchnię pryzmatu	$\theta$	[deg]	$43.0 \pm 0.2$ $\theta_c + (1.5 \pm 0.2)$
głębokość wnikania fali zanikającej	d	[nm]	$520 \pm 70$
polaryzacja wiązki padającej			$TM$
początkowa wysokość chmury atomów nad powierzchnią pryzmatu	h	[mm]	$0.5 \div 2.5$
temperatura chmury atomów	T	[ $\mu$ K]	$75 \pm 15$
natężenie wiązki lasera <i>slave</i>	$I_{MOT}$	[W/m <sup>2</sup> ]	$90 \div 180$
natężenie prądu w cewkach gradientowych	$I_{grad}$	[A]	$2.4 \div 2.8$

Aby stosowalność wzorów przedstawionych w par. 4.2 była uzasadniona, parametr nasycenia  $s(z)$ , zdefiniowany pośrednio we wzorze 4.6, musi być znacznie mniejszy od jedności, dla każdej odległości  $z$  atomu od powierzchni pryzmatu. Warunek ten jest w opisywanym lustrze optycznym spełniony. Dla

natężenia  $I(0)$  fali zanikającej podanego w powyższej tabeli i typowego odstrojenia  $\delta$  równego 900 MHz, parametr nasycenia wynosi 0.13 dla  $z = 0$ . Ponieważ jednak odbijane atomy nie osiągają powierzchni pryzmatu, wielkość  $s(z)$  obliczono również dla klasycznego punktu zwrotu, dla wysokości początkowej  $h$  równej 2.5 mm, otrzymując wynik  $s(z = 0.3 \mu\text{m}) = 0.04$ .

Kluczowe znaczenie dla opisywanego lustra optycznego ma zmiana energii potencjalnej spadających atomów z ich odległością od powierzchni dielektryka. Na rys. 4.14 jest przedstawiona przykładowa taka zależność, po-



Rysunek 4.14: Wyliczony potencjał dipolowy dla rzeczywistych warunków eksperymentalnych (patrz tabela 4.3): bez uwzględnienia (linia szara) i z uwzględnieniem (linie czarne) oddziaływania van der Waalsa. Przyjęto odstrojenie  $\delta = 800$  MHz od przejścia  $F = 3 \rightarrow F' = 3$ . Linie poziome reprezentują całkowitą energię atomów spadających z wysokości  $h$  nad powierzchnią pryzmatu

chodząca od fali zanikającej oraz oddziaływania van der Waalsa. Pierwszy z przyczynków został wyliczony na podstawie równ. 4.20, z uwzględnieniem w pełni struktury nadsubtelnej stanu wzbudzonego:

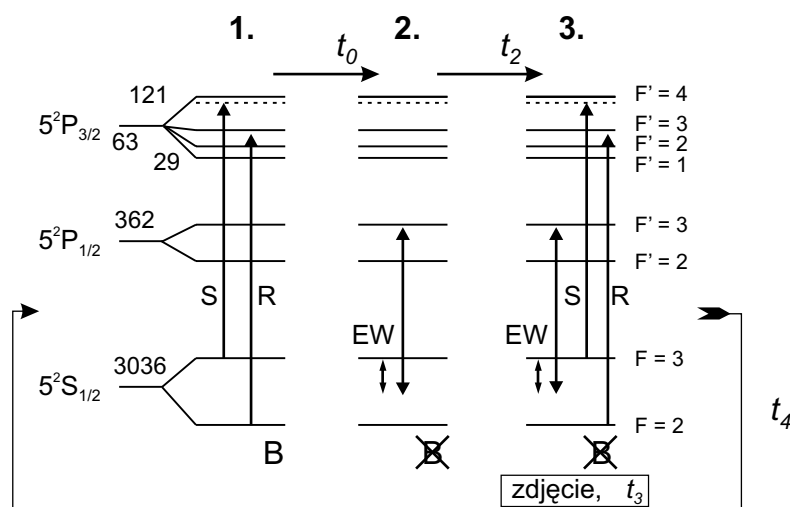
$$U_{3m}^{dip} = \frac{3}{16} \frac{\Gamma \lambda^3}{\pi^2 c} I(z) \frac{1}{2\pi} \left( \frac{|C_{3m,2m}|^2}{\delta + \Delta'_{HFS}} + \frac{|C_{3m,3m}|^2}{\delta} \right). \quad (4.39)$$

W podanym przykładzie przyjęto typowe odstrojenie  $\delta = 800$  MHz od przejścia  $F = 3 \rightarrow F' = 3$  i rozszczepienie nadsubtelne stanu wzbudzonego  $\Delta'_{HFS}$ , równe 362 MHz (patrz rys. 4.15 i 4.19). Przyczynek pochodzący od oddziaływania van der Waalsa obliczono na podstawie równ. 4.28:

$$U_{vdW}/(\hbar\Gamma) = -\frac{150 \cdot 10^{-6}}{z^3[\mu\text{m}^3]}. \quad (4.40)$$

Jak widać z rys. 4.14, prawidłowe dobranie kluczowych parametrów lustra optycznego zapewniło otrzymanie relatywnie dużej jego powierzchni efektywnej – nawet dla początkowej wysokości  $h = 2.5$  mm, głębokość potencjału w centrum plamki EW jest około dwa razy większa od maksymalnej energii kinetycznej atomów zbliżających się do powierzchni pryzmatu. Wpływ oddziaływania van der Waalsa można zredukować przez zwiększenie głębokości wnikania fali zanikającej – zwiększając barierę potencjału oraz zwiększając odległość klasycznego punktu zwrotu od powierzchni pryzmatu. Jak to jednak zostanie omówione w punkcie 4.6.2, powoduje to niekorzystne zwiększenie liczby rozpraszanych spontanicznie fotonów przez odbijane atomy.

Na rys. 4.15 jest przedstawiony przebieg doświadczenia, prowadzącego do powstania lustra optycznego dla atomów. Oznaczenia  $\Delta t_2$ ,  $\Delta t_3$ , a także  $\Delta t_1$  z rys. 4.19, są wykorzystywane przy opisie zamieszczonych w dalszej części rozdziału zdjęć. Techniczny aspekt kontrolowania omówionych powyżej zależności czasowych jest przedstawiony w dod. B.4.



Rysunek 4.15: Ideowe przedstawienie kolejnych etapów eksperymentu wraz ze schematem istotnych poziomów  $^{85}\text{Rb}$ , S – wiązka chłodząca, R – wiązka repompująca, EW – fala zanikająca (włączona przez cały czas trwania eksperymentu), B – pole magnetyczne,  $\delta$  – odstrojenie ku niebieskiemu fali zanikającej,  $\Delta t_i$  – charakterystyczne czasy. Wartości rozszczepień nadsubtelnych (w MHz) pochodzą z [128]

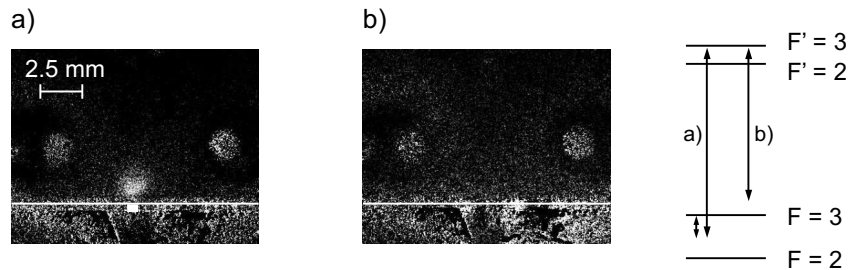
Kolejne etapy eksperymentu są opisane w poniższych punktach:

1. pułapkowanie atomów w obecności pola magnetycznego i wiązek z la-

serów *slave* i *repumper* przez czas  $\Delta t_0$  wynoszący kilka do kilkunastu sekund,

2. jednoczesne wyłączenie pól świetlnych i pola magnetycznego na czas  $\Delta t_2$ , wynoszący  $10 \div 40$  ms. W tym czasie chmura zimnych atomów ekspanduje swobodnie oraz opada w stronę pryzmatu pod wpływem pola grawitacyjnego ziemi z przyspieszeniem  $g$ . Część atomów, która trafia w obszar fali zanikającej o dostatecznie dużym natężeniu (w płaszczyźnie pryzmatu) zostaje odbita elastycznie. Średni czas swobodnego spadku atomów jest równy  $t_S = \sqrt{2h/g}$  i wynosi  $10 \div 22$  ms w rozważanych doświadczeniach,
3. odsłonięcie obydwu wiązek laserowych, umożliwiające fluorescencyjne zobrazowanie chmury opadających lub odbitych atomów przez wykonanie zdjęcia aparatem cyfrowym. Efektywny czas naświetlania  $\Delta t_3$  wynosił  $0.1 \div 3.0$  ms. Po czasie  $\Delta t_4$  (kilkanaście milisekund) włączane jest pole magnetyczne i doświadczenie może zostać powtórzone.

Na rys. 4.16 ukazane są dwa przykładowe zdjęcia wykonane około 13 ms po osiągnięciu powierzchni pryzmatu przez środek chmury spadających

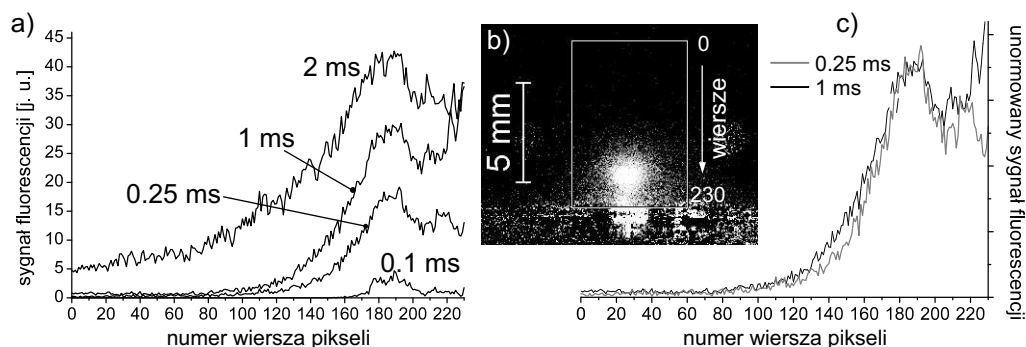


Rysunek 4.16: Przykładowe wyniki dla lustra elastycznego: a) odstrojenie  $\delta = 800$  MHz, szerokość białego prostokąta odpowiada gaussowskiej ( $e^{-1}$ ) średnicy plamki EW, b)  $\delta = -1100$  MHz (brak odbicia). Pozostałe parametry:  $h = 1.4$  mm;  $\Delta t_2 = 30$  ms,  $\Delta t_3 = 3$  ms

atomów. Zdjęcia te, podobnie jak wszystkie prezentowane w tej części rozdziału, zostały wykonane w tym samym położeniu aparatu cyfrowego jak na rys. 4.13. Rozdzielczość zdjęć wynosi 27 pikseli/mm. Zostały one otrzymane przez odjęcie dwóch obrazów, otrzymanych według opisanej powyżej procedury. Odejmowane zdjęcie (reprezentujące tło) było jednak wykonywane w

nieobecności pola magnetycznego, a zatem też bez chmury atomów. Zgodnie z oczekiwaniami, odbite atomy są obserwowane jedynie dla dodatnich odstrojeń od wybranego przejścia optycznego ( $\nu - F = 3 \rightarrow F' = 3$ ).

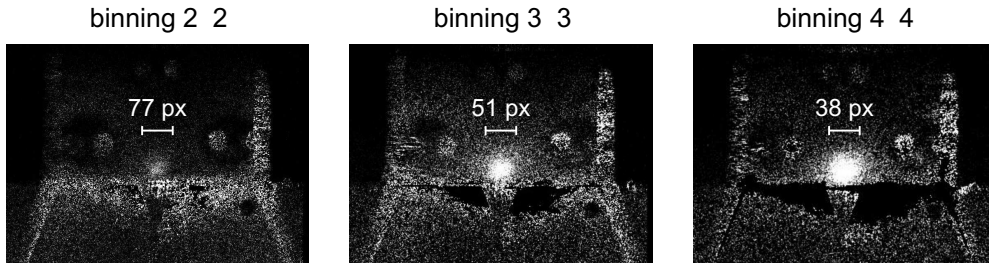
W celu zoptymalizowania metody detekcji odbitych atomów, przeprowadzono dodatkowe testy, w których sprawdzono wpływ czasu naświetlania zdjęcia na profil fluorescencyjny odbijanej chmury. Wyniki pomiarów są zaprezentowane na rys. 4.17. Zgodnie z oczekiwaniami, zwiększanie czasu naświetlania powoduje zwiększanie poziomu tła, a także rozmiaru chmury atomów, która ekspanduje w czasie wykonywania zdjęcia, w obecności pól świetlnych. Podobne wnioski wynikają z badania profilu chmury przy uśrednianiu wartości kolumn pikseli, a nie wierszy, jak w powyższym przypadku. Analiza profili przedstawionych na rys. 4.17 pokazuje, że detekcja powinna przebiegać z czasem naświetlania  $\Delta t_3 = 0.25 \div 1.0$  ms. Krótki czas  $\Delta t_3$  eliminuje również wpływ ewentualnego przesunięcia chmury atomów, będącego wynikiem działania niezerównoważonych sił optycznych w polu wiązek laserów *slave* i *repumper*.



Rysunek 4.17: Badanie wpływu czasu naświetlania  $\Delta t_3$  na otrzymywane zdjęcia: a), c) profile kolumnowe gęstości chmury odbitych atomów, otrzymane w obszarze prostokąta z rys. b). Parametry lustro:  $\delta = 500$  MHz względem  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ ,  $h = 2.0$  mm;  $\Delta t_2 = 37$  ms

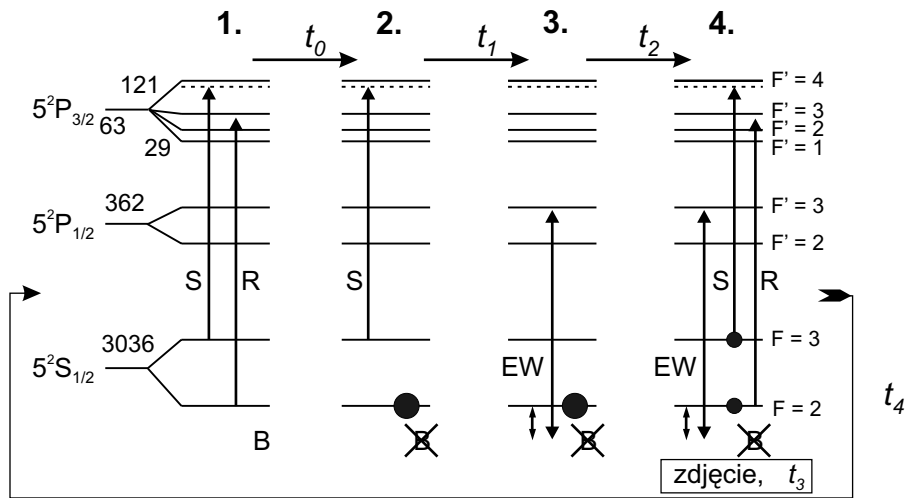
W kolejnych testach porównano czułość detekcji dla różnych rozdzielczości matrycy CCD w aparacie cyfrowym. Dokonano tego zmieniając parametry tzw. *binningu*, czyli sprzętowego, automatycznego łączenia pikseli w grupy. Na rys. 4.18 przedstawione są wyniki pomiarów, w których piksele łączone były w kwadratowe klastry po 4, 9 i 16. Chociaż największą czułość osiągnięto w ostatnim przypadku, w trakcie doświadczeń okazało się, że wystarczy użycie funkcji *binning* typu  $2 \times 2$ , dzięki czemu uzyskano zdjęcia o

dużej rozdzielczości – 27 pikseli/mm.



Rysunek 4.18: Wpływ *binningu* na otrzymywane zdjęcia. Parametry lustra:  $\delta = 800$  MHz względem  $F = 3 \rightarrow F' = 3$ ,  $h = 1.4$  mm;  $\Delta t_2 = 30$  ms,  $\Delta t_3 = 1$  ms

W dalszej części eksperymentów rozszerzono procedurę naszkicowaną na rys. 4.15 przez wprowadzenie mechanizmu pompowania optycznego w atomach uwalnianych z pułapki MOT. Schemat doświadczenia z uwzględnieniem tego mechanizmu jest przedstawiony na rys. 4.19.



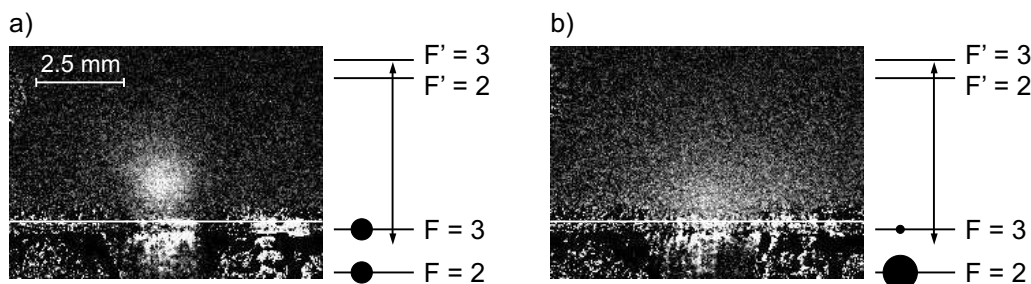
Rysunek 4.19: Ideowe przedstawienie kolejnych etapów eksperymentu wraz ze schematem istotnych poziomów  $^{85}\text{Rb}$ . Ciemne kółka reprezentują populację powstałą w wyniku pompowania optycznego. Oznaczenia jak na rys. 4.15

Kolejne etapy eksperymentu to:

1. pułapkowanie atomów przez czas  $\Delta t_0$ ,

2. wyłączenie pola magnetycznego i zasłonięcie wiązki lasera *repumper* na czas  $\Delta t_1$ , wynoszący 2 ms. W tym czasie następuje, w obecności światła jedynie z lasera *slave*, pozarezonansowe (poprzez stany  $F' = 2, 3$ ) pompowanie optyczne do stanu podstawowego  $F = 2$ ,
3. zasłonięcie wiązki lasera *slave* na czas  $\Delta t_2$ . Przyjęto, że czas swobodnej ekspansji i spadku chmury atomów wynosi  $\Delta t_1 + \Delta t_2$ . W wyniku rozpraszania fotonów z fali zanikającej, część atomów przechodzi podczas odbicia do stanu  $F = 3$ ,
4. odsłonięcie obydwu wiązek laserowych i wykonanie zdjęcia aparatem cyfrowym z czasem naświetlania  $\Delta t_3$ .

Zgromadzenie większości atomów w jednym z podpoziomów struktury nadsubtelnej stanu podstawowego (tu –  $F = 2$ ) oczywiście wydajnie zwiększa liczbę odbijanych od lustra optycznego atomów, pod warunkiem, że odstrojenie  $\delta$  fali zanikającej od przejścia  $F = 2 \rightarrow F'$  nie jest znacznie większe od rozszczepienia nadsubtelnego  $\Delta_{HFS}$  stanu podstawowego. Efektywność



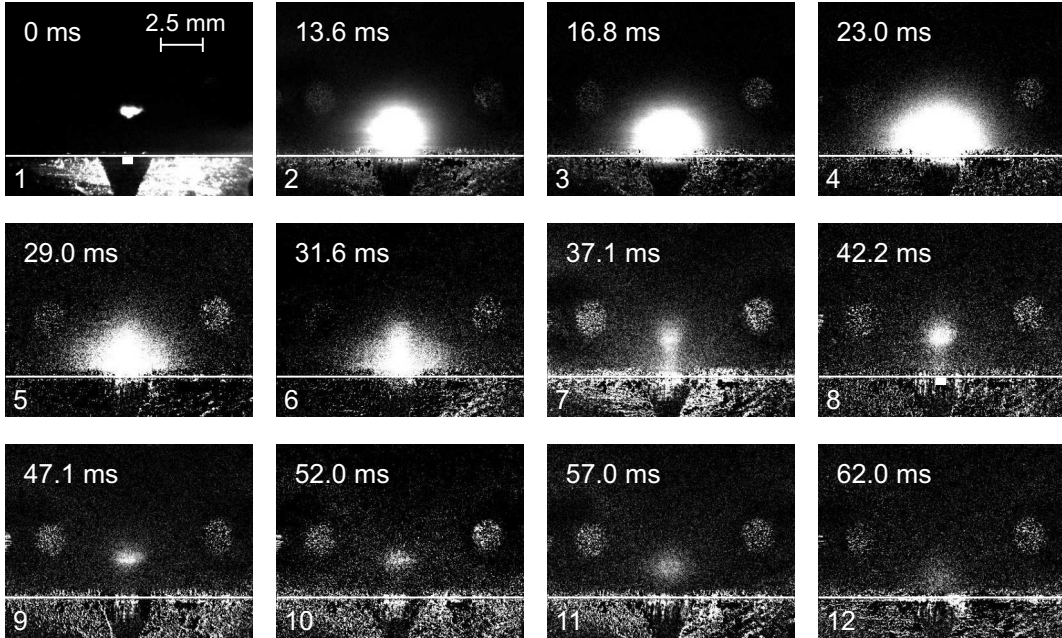
Rysunek 4.20: Wpływ procesu pompowania optycznego na liczbę odbitych atomów: a) eksperyment wykonany zgodnie ze schematem z rys. 4.15 ( $\Delta t_2 = 29.5$  ms), b) zgodnie ze schematem z rys. 4.19 ( $\Delta t_1 + \Delta t_2 = 30.2$  ms). Pozostałe parametry:  $\delta = 800$  MHz względem  $F = 3 \rightarrow F' = 3$ ,  $h = 1.4$  mm;  $\Delta t_3 = 3$  ms

pompowania optycznego zbadano w eksperymencie, którego idea oraz wyniki uwidocznione są na rys. 4.20. Chmura atomów w stanie podstawowym  $F = 3$ , które mogłyby być odbite przy odstrojeniu fali zanikającej  $\delta$  od przejścia  $F = 3 \rightarrow F'$  nie jest widoczna w przypadku przeprowadzenia pompowania optycznego do stanu  $F = 2$ .

Zarysowana na rys. 4.19 procedura pozwoliła na otrzymanie zdjęć chmury atomów nawet po ponad 60 ms po uwolnieniu atomów z pułapki MOT.



Na rys. 4.21 widoczne są kolejne etapy spadku i odbicia atomów w około



Rysunek 4.21: Czasowa sekwencja zdjęć odbijanej chmury atomów. Podane czasy (za wyjątkiem zdjęcia nr 1) są sumą czasów  $\Delta t_1$  i  $\Delta t_2$ . Parametry lustra:  $\delta = 900$  MHz względem  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ ,  $h = 2.5$  mm;  $\Delta t_1 = 2$  ms,  $\Delta t_3 = 0.25$  ms (1 ms dla zdjęcia nr 12). Szerokość białego prostokąta (zdjęcia nr 1 i 8) odpowiada gaussowskiej ( $e^{-1}$ ) średnicy plamki EW

5 ms odstępach. Ponieważ przyjęta metoda detekcji jest metodą destrukcyjną, każde ze zdjęć reprezentuje całkowicie nowy pomiar, różniący się od pozostałych jedynie czasem swobodnej ekspansji i spadku chmury atomów. Pierwsze zdjęcie, wykonane tuż przed rozpoczęciem procedury pomiarowej posiada rozdzielczość 53 piksele/mm, a wszystkie pozostałe – 27 pikseli/mm. Większe natężenie fluorescencji chmury atomów na zdjęciu nr 8 względem poprzedniego wynika z fluktuacji przestrzennego rozkładu gęstości atomów tuż przed ich uwolnieniem z pułapki MOT. Fluktuacje te wynikają z niestabilności częstości lasera *slave* o charakterystycznym czasie rzędu dziesiątych części sekundy.

Czas swobodnego spadku środka masy chmury atomów na powierzchnię pryzmatu wynosi w rozważanym przypadku około 22 ms, a czas ponownego osiągnięcia tej powierzchni (po odbiciu) – około 67 ms.

### 4.6.2 Zagadnienie rozpraszania fotonów

W toku prac nad przygotowaniem lustra optycznego ustalono, że niezwykle istotne znaczenie dla jego prawidłowego funkcjonowania ma zjawisko spontanicznego rozpraszania fotonów z fali zanikającej. Zbyt duża liczba rozproszonych fotonów przypadająca na jeden atom i na jedno odbicie prowadzi bowiem do przeniesienia populacji wybranego stanu struktury nadsubtelnej do drugiego, dla którego potencjał pochodzący od fali zanikającej jest przyciągający bądź zbyt płytki, aby spadający atom mógł zostać odbity. Przybliżony wzór 4.12 z par. 4.2 wskazuje, że liczba rozpraszanych fotonów rośnie wraz ze wzrostem składowej prostopadłej prędkości spadających atomów i głębokości wnikania oraz wraz z malejącym odstrojeniem  $\delta$ . Przy projektowaniu lustra optycznego należy zatem przyjąć kompromis pozwalający uzyskać dostatecznie głęboki potencjał odpychający, przy niewielkiej liczbie rozpraszanych fotonów. W omawianym w tym rozdziale lustrze optycznym tak dobrano jego kluczowe parametry, aby średnia liczba rozpraszanych fotonów na jedno odbicie była mniejsza od jedności. Obliczenia częstości rozpraszania fotonów z uwzględnieniem struktury stanu wzbudzonego dokonano na podstawie równ. 4.24 i analogicznie do równ. 4.20:

$$\Gamma_{Fm}^{sp} = \frac{3}{16} \frac{\Gamma^2 \lambda^3}{\pi^2 \hbar c} I(z) \sum_{F'} \frac{|C_{Fm, F'm}|^2}{(2\pi \cdot \delta_{FF'})^2}. \quad (4.41)$$

Z kolei na podstawie równ. 4.8 wyliczono średnią liczbę rozpraszanych fotonów na jedno odbicie:

$$p_{2m}^{sp} = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_{2m}^{sp} dt, \quad (4.42)$$

$$p_2^{sp} = \frac{1}{2F+1} \sum_{m=-F}^F p_{2m}^{sp} \quad (F=2). \quad (4.43)$$

Wyniki dla początkowej wysokości  $h = 1.4$  mm są zebrane w poniższej tabeli, wraz z wynikami otrzymanymi z przybliżonego wzoru 4.12:

odstrojenie $\delta$ [MHz]	$p_2^{sp}$	
	wzór 4.43	wzór 4.12
350	1.5	1.7
500	1.1	1.2
900	0.6	0.6
1850	0.3	0.3

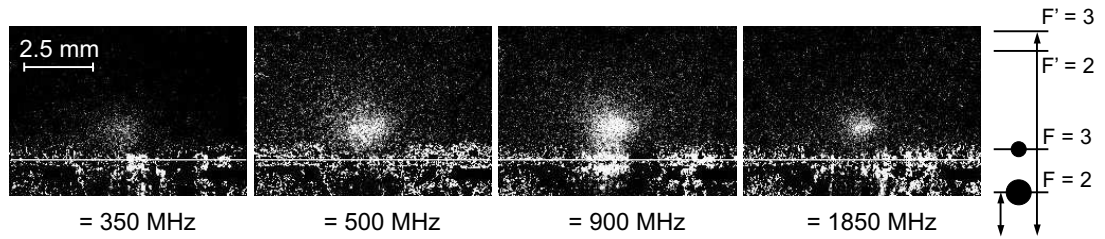
Należy zwrócić uwagę, że w dokładnych rachunkach należałoby uwzględnić również wpływ struktury nadsubtelnej stanu podstawowego na liczbę rozpraszanych fotonów, nasycenie oraz rozbieżność wiązki EW. Poprawki wniesione na podstawie takich obliczeń nie zwiększają jednak precyzji obliczeń, ponieważ ciągle pozostaje trudna do oszacowania liczba fotonów absorbowanych przez atom, a pochodzących ze światła rozproszonego na niedoskonałościach powierzchni pryzmatu.

Na podstawie przybliżonego wzoru 4.32 wyliczono prawdopodobieństwo, że atom będący w stanie  $F = 2$ , po rozproszeniu fotonu pozostanie w tym samym stanie<sup>12</sup>:

$$q_{hfs}^{F=2} = 0.48. \quad (4.44)$$

Oznacza to, że jeśli przykładowo atom rozproszy foton przed osiągnięciem klasycznego punktu zwrotu, z prawdopodobieństwem bliskim 0.5 przejdzie do stanu  $F = 3$  i pokona barierę potencjału lustra optycznego.

Na rys. 4.22 ukazane są wyniki eksperymentu, w którym badano wpływ odstrojenia  $\delta$  na liczbę odbitych atomów. Zdjęcia wykonano po około 17 ms



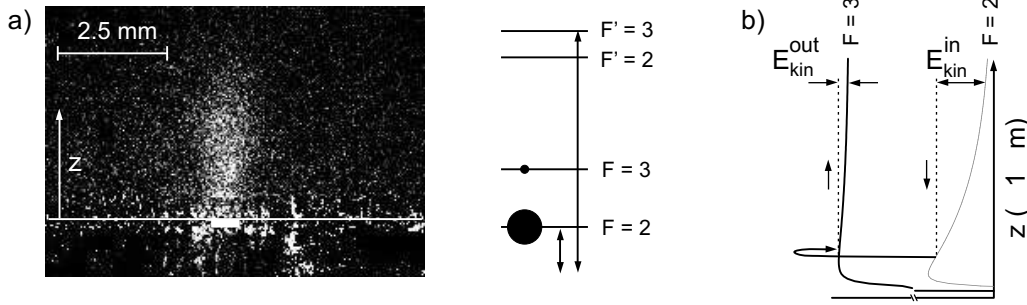
Rysunek 4.22: Zdjęcia odbitej chmury atomów dla różnych odstrojeń fali zanikającej względem przejścia  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ . Pozostałe parametry:  $h = 1.4$  mm,  $\Delta t_2 = 31.8$  ms,  $\Delta t_3 = 1$  ms

od osiągnięcia przez atomy powierzchni pryzmatu. Łatwo zauważyć, że dla relatywnie małych odstrojeń, liczba odbitych atomów maleje, mimo istnienia wysokiej bariery potencjału. Dla odstrojenia  $\delta = 100$  MHz, już nie obserwowano odbicia. Duże odstrojenia – rzędu 2 GHz – jakkolwiek korzystne ze względu na zapewnienie niewielkiego prawdopodobieństwa rozproszenia fotonu, powodują zmniejszenie efektywnej powierzchni lustra, co jest dobrze widoczne na ostatnim zdjęciu.

<sup>12</sup>Pełne uwzględnienie struktury nadsubtelnej stanu wzbudzonego (czyli także dla odstrojeń  $\delta_{FF'} \approx \Delta'_{HFS}$ ) wymaga zastosowania obliczeń przedstawionych w [129].

### 4.6.3 Nieelastyczne odbicie atomów

Skonstruowane lustro optyczne pozwoliło również na zaobserwowanie nieelastycznego odbicia atomów. Zdjęcie na rys. 4.23 a) powstało przez odjęcie dwóch obrazów, otrzymanych dla identycznych sekwencji czasowych, ale różniących się nieobecnością w jednym z nich fali zanikającej. Dzięki takiemu zabiegowi pozbyto się tła, które stanowiła fluorescencja pochodząca od spadających atomów, uniemożliwiająca obserwację atomów dla niewielkich czasów po ich odbiciu.



Rysunek 4.23: Zdjęcie atomów odbitych elastycznie i nieelastycznie (opis w tekście) wraz ze schematem procesu odbicia nieelastycznego (b). Parametry lustra:  $\delta = 900$  MHz względem  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ ,  $h = 2.5$  mm;  $\Delta t_2 = 29$  ms,  $\Delta t_3 = 0.25$  ms

Na omawianym zdjęciu widoczne są zarówno atomy odbite elastycznie (te, które nie rozproszyły fotonu lub po jego rozproszeniu pozostały w stanie  $F = 2$ ) jak i te odbite nieelastycznie. Ponieważ rozproszenie fotonu może również zajść poza klasycznym punktem zwrotu dla atomu, stosunek jego energii kinetycznej po i przed odbiciem nieelastycznym może być większy niż minimalny, dany wzorem:

$$S = \frac{\bar{U}_3^{dip}}{\bar{U}_2^{dip}}, \quad (4.45)$$

a wynoszący 0.23 w omawianym przypadku. Dlatego też, w obrazie fluorescencyjnym widoczna jest charakterystyczna „kolumna” atomów o różnych energiach. Na podstawie równ. 4.34, wartość oczekiwana redukcji energii kinetycznej atomu, przy założeniu że zaszedł proces odbicia nieelastycznego, wynosi:

$$\frac{\Delta E_{\perp}}{E_{\perp}} = \frac{2}{3} \frac{\Delta_{HFS}}{\delta + \Delta_{HFS}}. \quad (4.46)$$

Poprzez czynnik  $2/3$  uwzględniony jest fakt, że rozproszenie fotonu może zajść poza klasycznym punktem zwrotu dla atomu. Wartość oczekiwana energii kinetycznej odbitego atomu wynosi dla rozważanych warunków eksperymentalnych  $0.47 E_{\perp}$ . Prawdopodobieństwo rozproszenia fotonu podczas odbicia wynosi natomiast  $p_2^{sp} = 0.96$ .

Selektywnej detekcji atomów odbitych nieelastycznie można by dokonać poprzez selektywne wzbudzenie jedynie atomów znajdujących się w stanie podstawowym  $F = 3$  po odbiciu.

## 4.7 Podsumowanie

Przedstawione optyczne lustro atomowe jest bardzo wygodnym i nowoczesnym narzędziem do badania oddziaływania atomów i powierzchni dielektrycznych, ale także do budowy układów służących do manipulowania atomami w wyrafinowany sposób – poprzez dyfrakcję, soczewkowanie, rozdzielanie wiązek atomowych.

Wnikliwa analiza teorii lusterek optycznych, przemyślane wykorzystanie dostępnych laserów oraz zastosowanie ciekawych rozwiązań technicznych pozwoliły na skonstruowanie układu, który:

- charakteryzuje się dużą powtarzalnością parametrów lustera optycznego oraz otrzymywanych wyników,
- posiada łatwą regulację początkowej wysokości chmury zimnych atomów nad powierzchnią pryzmatu,
- posiada efektywny układ detekcji odbijanych atomów,
- zapewnia łatwą zmianę odstrojenia fali zanikającej,
- umożliwia obserwację atomów odbitych elastycznie i nieelastycznie,
- jest relatywnie prosty i tani oraz przejrzysty pod względem obsługi.

Zarysowane w par. 4.4 realizacje lusterek atomowych pokazują, że układy te stwarzają możliwość wykonania szeregu ważnych eksperymentów. Kilka z nich (które najprawdopodobniej będą wykonane w niedalekiej przyszłości przy użyciu omawianego lustera) przedstawiono poniżej:

- zbadanie wpływu modulacji amplitudy fali zanikającej na zmianę fazy fali de Broglie'a odbijanych od lustra atomów. Podstawy teoretyczne tego zjawiska (będącego czasowym odpowiednikiem przestrzennej modulacji amplitudy fali zanikającej) są przedstawione w [130], a jedyna (najprawdopodobniej) realizacja eksperymentalna opisana jest w [119],
- zbadanie polaryzacji fali zanikającej poprzez wykorzystanie zależności pomiędzy tą polaryzacją a potencjałem dipolowym oddziaływania atomu i odstrojonej ku niebieskiemu fali elektromagnetycznej (tu – zanikającej) [84]. Miarą głębokości potencjału dipolowego, a zatem też i stanu polaryzacji fali zanikającej, byłaby liczba atomów odbitych od lustra optycznego. Do przeprowadzenia tego eksperymentu konieczne jest spolaryzowanie grupy zimnych atomów w jednym z podpoziomów zeemanowskich,
- detekcja chmury zimnych atomów, odbijanych od lustra optycznego, poprzez badanie zmiany fazy wiązki laserowej, tworzącej to lustro. W metodzie tej (zaproponowanej w [131]) wykorzystuje się fakt, że atomy modyfikują współczynnik załamania ośrodka ponad pryzmatem (próżni), a zatem wpływają na fazę odbijanej (w całkowitym wewnętrznym odbiciu) wiązki laserowej. Ze względu na małą przewidywaną czułość tej metody, w pierwszej kolejności planuje się przygotowanie układu detekcji odbijanych atomów, opierającego się na badaniu absorpcji dodatkowej, słabej, rezonansowej fali zanikającej. Układ taki (przedstawiony w [132]) pozwala dodatkowo na badanie wpływu bliskości dielektryka na radiacyjne właściwości atomów – w szczególności przesunięcie i poszerzenie linii rezonansowej,
- przetestowanie opisanego w par. 3.4.2 szkła porowatego pod kątem jego rzeczywistej przydatności jako wygodnego, czystego, kontrolowalnego światłem źródła atomów, zarówno dla pułapki MOT, jak też i pułapki powierzchniowej.

W zależności od potrzeb, opisany układ zostanie zmodyfikowany – w pierwszej kolejności planuje się m.in.:

- dodanie prostopadłej do pryzmatu wiązki typu *hollow beam*, wytworzonej z użyciem soczewki *axicon* lub jej odpowiednika [133] albo też specjalnie przygotowanego hologramu,

- zbudowanie układu detekcji odbitych od lustra atomów, bazującego na pomiarze absorpcji dodatkowej, słabej, rezonansowej wiązki światła, równoległej do powierzchni pryzmatu i odległej od niej o kilka milimetrów,
- dodanie (do układu lustra nieelastycznego) wiązki repompującej, umożliwiającej cykliczne zachodzenie procesów Syzyfa i efektywne chłodzenie atomów,
- ewentualne zwiększenie dostępnego zakresu natężeń fali zanikającej (a przez to i odstrojeń) oraz dodanie możliwości korzystania również z linii  $D_2$  w  $^{85}\text{Rb}$ .





# Dodatek A

## Wyprowadzenie wzoru 3.7

Jednowymiarowy rozkład prędkości (dla kierunku prostopadłego do powierzchni, z której następuje desorpcja), jest dany następującym wzorem [134]:

$$P_z(v_z)dv_z = \frac{m}{k_B T} v_z \exp\left[-\frac{mv_z^2}{2k_B T}\right] dv_z. \quad (\text{A.1})$$

Zakładając niezależność rozkładów prędkości w kierunku prostopadłym i równoległym do powierzchni, możemy zapisać rozkład prędkości w trzech wymiarach:

$$P_{3D}(\vec{v})d^3v = P_{xy}(v_{xy})P_z(v_z)d^3v. \quad (\text{A.2})$$

Charakter rozkładu prędkości w płaszczyźnie równoległej do powierzchni nie jest istotny, pod warunkiem, że prowadzi on do rozkładu kąтового prędkości (względem normalnej do powierzchni) większego niż kąt bryłowy  $d\Omega$  stożka detekcji. Przepisując prawą stronę równ. A.2 we współrzędnych sferycznych, otrzymujemy ( $v$  jest szybkością):

$$P_{3D}(\vec{v})d^3v = P_{xy}(v \sin \theta)P_z(v \cos \theta)v^2 dv d\Omega. \quad (\text{A.3})$$

Rozkład szybkości  $P(v)$  dla detekcji w kierunku prostopadłym do powierzchni ( $\theta = 0$ ) jest dany wzorem:

$$P(v)dv d\Omega \propto P_{xy}(0)P_z(v)v^2 dv d\Omega \quad (\text{A.4})$$

Korzystając z faktu, że detekcji podlegają jedynie atomy o kierunku prędkości prostopadłym do powierzchni, jako rozkładu  $P_z(v)$  w powyższym wzorze, można użyć rozkładu danego równ. A.1. Normalizując rozkład do jedności

przy całkowaniu po  $v$  w granicach  $0 \rightarrow \infty$ , otrzymujemy:

$$P(v)dv = \frac{1}{2} \left( \frac{m}{k_B T} \right)^2 v^3 \exp \left[ -\frac{mv^2}{2k_B T} \right] dv \quad (\text{A.5})$$

W metodzie TOF potrzebna jest znajomość rozkładu czasów przelotu. Podstawiając zatem  $v = \Delta x/t$  i uwzględniając jakobian, otrzymujemy:

$$P(t) \propto t^{-5} \exp \left[ -\frac{m\Delta x^2}{2k_B T t^2} \right] \quad (\text{A.6})$$

Ponieważ w obszarze detekcji mierzone jest natężenie fluorescencji, proporcjonalne do gęstości atomów  $n(t)$ , należy uwzględnić fakt, że wkład do fluorescencji od atomów jest odwrotnie proporcjonalny do ich prędkości (a proporcjonalny do czasu przebywania w obszarze detekcji). Zatem ostatecznie otrzymujemy rozkład  $I(t)$  natężenia fluorescencji w czasie:

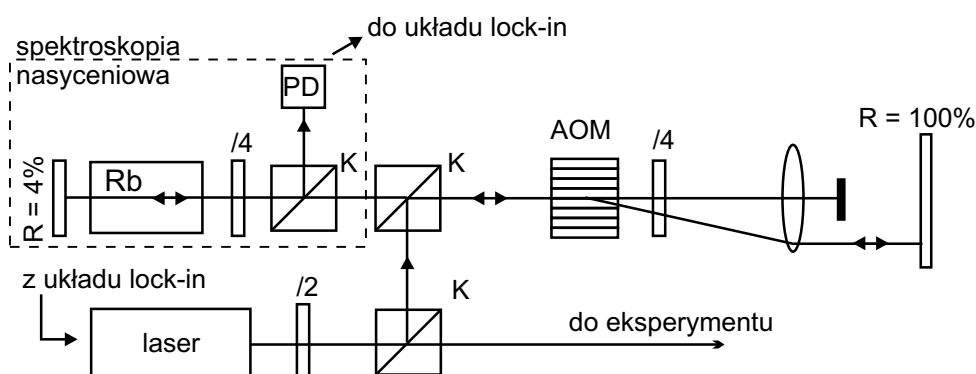
$$I(t) \propto t^{-4} \exp \left[ -\frac{m\Delta x^2}{2k_B T t^2} \right]. \quad (\text{A.7})$$

## Dodatek B

# Niektóre rozwiązania techniczne w pułapce powierzchniowej

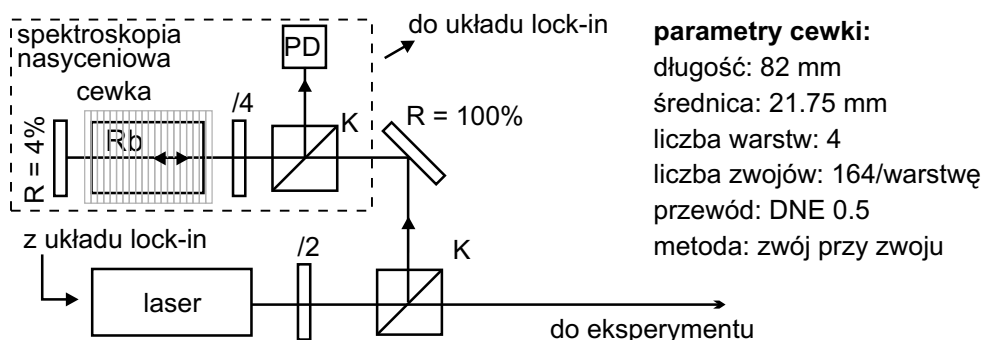
### B.1 Stabilizacja lasera *master*

W pułapkach magnetoptycznych musi zachodzić możliwość stabilizacji lasera *master* na częstotliwości odstrojonej o kilka-kilkanaście MHz ku czerwieni względem przejścia pułapkującego. Standardowym rozwiązaniem w tym zakresie jest użycie kosztownego modulatora akustooptycznego wraz z zestawem pomocniczych elementów optycznych (kostka światłdzieląca, soczewka, zwierciadła i in.). Przykładowa realizacja omawianego układu jest przedstawiona na rysunku B.1.



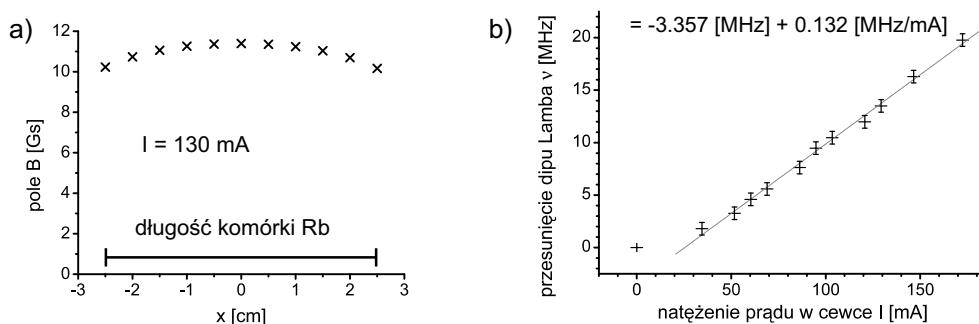
Rysunek B.1: Uproszczony schemat typowego układu stabilizacji częstotliwości lasera poza linię rezonansową (PD - fotodioda, K - kostka światłdzieląca). Szczegółowy opis zasady działania podobnego układu znajduje się np. w [135].

W skonstruowanym przez nas lustrze optycznym zastosowano bardzo proste rozwiązanie, polegające na użyciu pola magnetycznego do zeemanowskiego rozszczepienia i przesunięcia dipów saturacyjnych w spektroskopii nasyceniowej. Na tak przesuniętej jednej z linii jest (metodą lock-in i modulacji częstości) stabilizowany laser *master*.<sup>1</sup> Na rys. B.2 naszkicowany jest schemat układu wraz z parametrami mechanicznymi użytej cewki. Rys. B.3 przedsta-



Rysunek B.2: Uproszczony schemat układu stabilizacji lasera z wykorzystaniem efektu Zeemana (PD - fotodiody, K - kostka światłdzieląca).

wia z kolei przykładowe wyliczone wartości indukcji pola magnetycznego na osi cewki oraz zależność położenia interesującego nas dipu saturacyjnego od natężenia prądu płynącego przez cewkę.



Rysunek B.3: a) obliczone wartości indukcji pola B na osi cewki b) względne przesunięcie dipu saturacyjnego w funkcji natężenia prądu płynącego w cewce

<sup>1</sup>Na omawiany dip składa się kilka przejść między podpoziomami zeemanowskimi, nierozróżnialnych jednak w naszej spektroskopii. Należy również pamiętać, że dzięki użyciu ćwierćfalówki, spektroskopia jest przeprowadzana dla polaryzacji  $\sigma^+$  albo  $\sigma^-$

Zalety omawianego rozwiązania:

- niska cena w porównaniu do standardowego rozwiązania,
- prostota justowania,
- użycie promieniowania o bardzo małym natężeniu.

Wady układu:

- mała uniwersalność – przytoczone powyżej parametry pozwalają na pracę jedynie na przejściu  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  linii  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$  w  $^{85}\text{Rb}$ . Dla innych przejść należy dobrać odpowiednie natężenie prądu płynącego przez cewkę, starając się jednocześnie, aby ciepło wydzielane na cewce było jak najmniejsze i nie następowało podgrzewanie znajdującej się wewnątrz komórki z parami metalu.

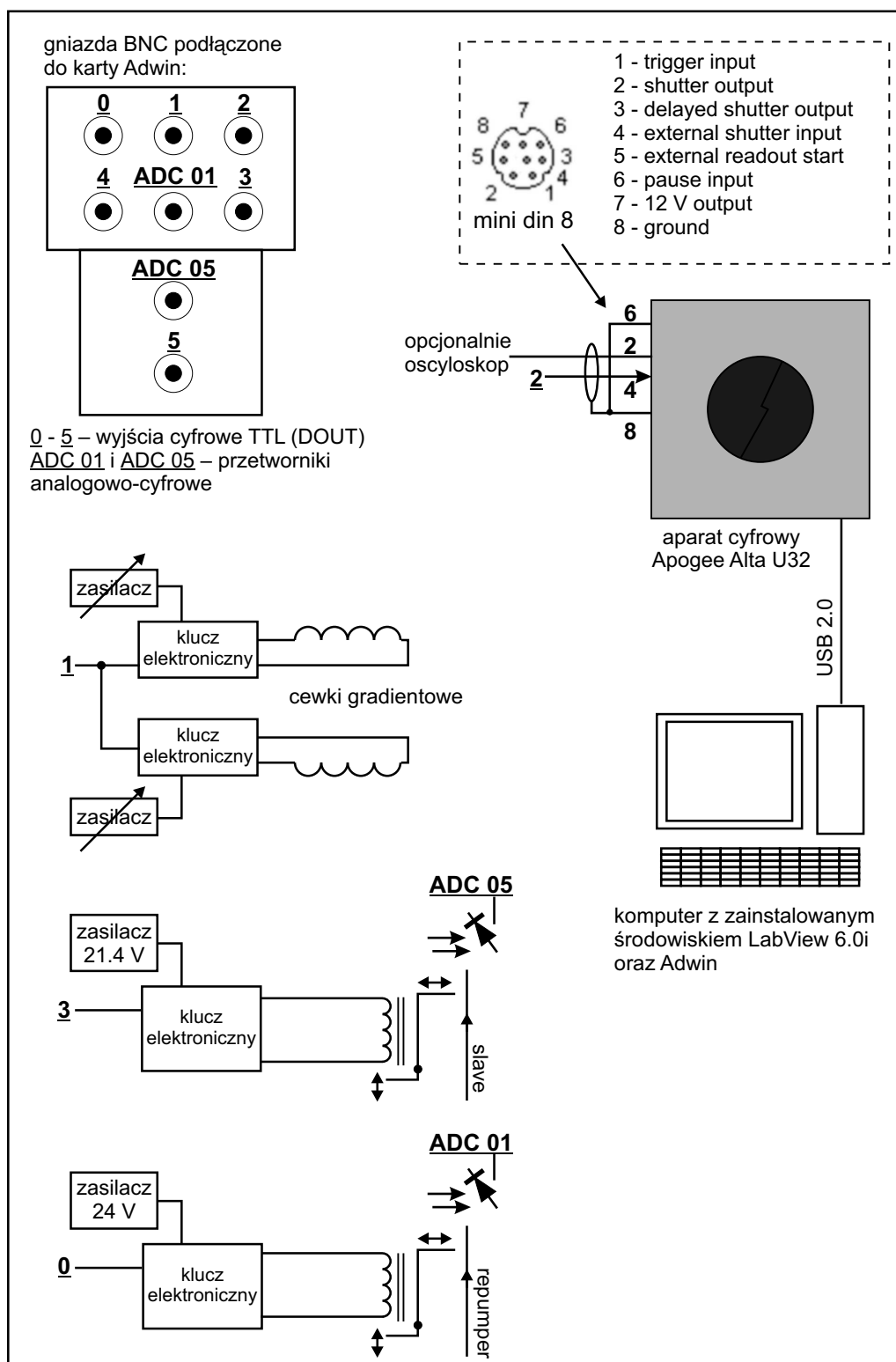
## B.2 Oprogramowanie

Na dołączonej do niniejszej pracy płycie kompaktowej znajdują się (w katalogu *OPROGRAMOWANIE*):

- program *apodriver.vi* (wraz z plikiem pomocy *apogee.chm*) do obsługi cyfrowego aparatu fotograficznego Apogee Alta U32. Program został napisany w środowisku *LabView 6.0i* i tylko w tym (lub nowszym) środowisku może być uruchamiany. Do zestawu dołączono szczegółowe dane techniczne aparatu oraz bibliotekę *Apogee.dll*,
- proste programy źródłowe, służące do kontroli zależności czasowych w eksperymencie, poprzez komputerową kartę laboratoryjną ADwin-light-16. Programy te zostały napisane w dialekcie języka *BASIC* – *Adbasic* i w obecnej wersji można je uruchomić jedynie w środowisku *Adwin*.

## B.3 Sterowanie eksperymentem

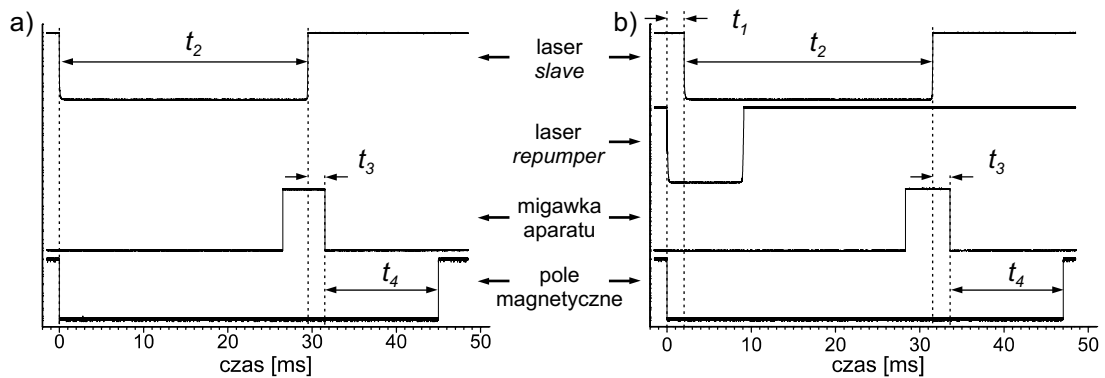
Na rys. B.4 jest przedstawiony szczegółowy schemat ideowy połączeń elektrycznych pomiędzy użytym w eksperymencie aparatem cyfrowym Apogee Alta U32, komputerową kartą laboratoryjną Adwin Light 16, wyłącznikami pola magnetycznego i pól świetlnych oraz fotodiodami (patrz także punkt B.4).



Rysunek B.4: Schemat ideowy połączeń pomiędzy niektórymi urządzeniami pułapki powierzchniowej. Symbole podkreślone dotyczą gniazd BNC podłączonych do karty Adwin. W opisie gniazda sterującego aparatem cyfrowym pozostawiono oryginalne nazwy angielskie.

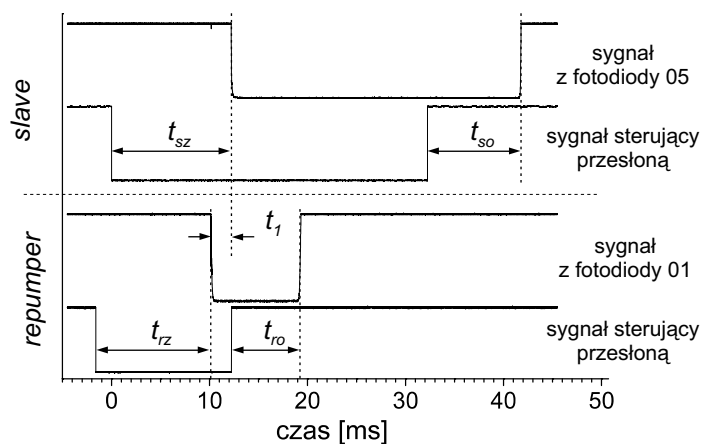
## B.4 Zależności czasowe w sterowaniu pułapką powierzchniową

Na rys. B.5 przedstawione są przykładowe zależności czasowe pomiędzy włączaniem i wyłączeniem pól świetlnych, pola magnetycznego oraz migawki aparatu cyfrowego. Oznaczenia odstępów czasowych  $\Delta t_i$  są zgodne z tymi na rys. 4.15 i 4.19. Należy pamiętać, że przesłona dla lasera *slave* blokuje jednocześnie wiązkę lasera *repumper*. W procedurze wykonywania zdjęcia, rozpoczęcie otwierania migawki następuje około 3 ms przed włączeniem pól świetlnych. Uwzględnione w ten sposób zostało opóźnienie pomiędzy początkiem impulsu sterującego migawką a jej rzeczywistym otwarciem, pozwalającym na wykonanie zdjęcia. Efektywny czas naświetlania jest zatem równy  $\Delta t_3$ .



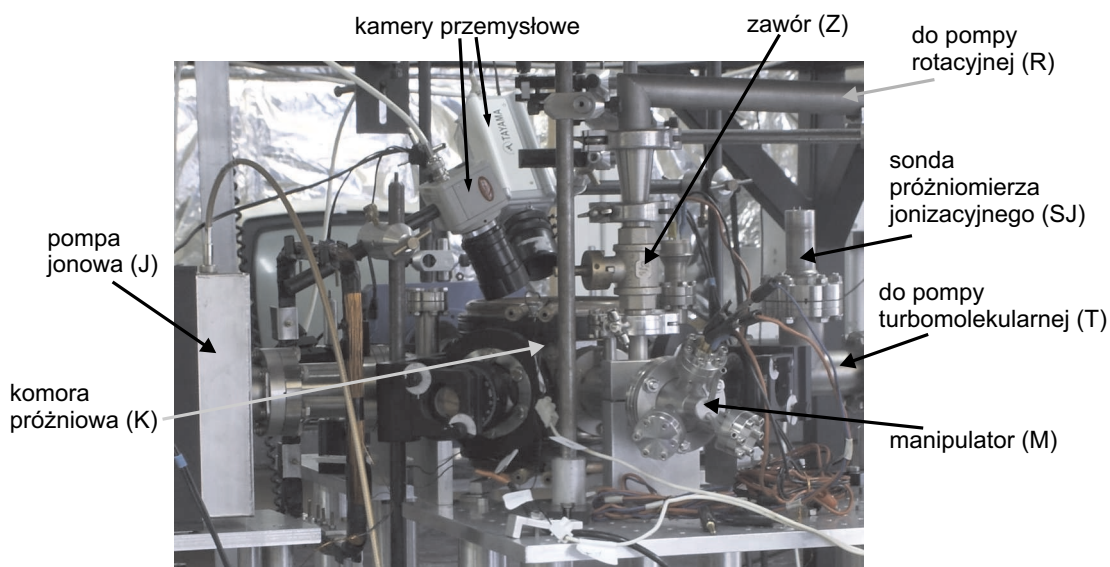
Rysunek B.5: Przykładowe zależności czasowe w eksperymentach z lustrem optycznym. Przebiegi odpowiadają schematom z rys.: a) 4.15, b) 4.19

Zastosowane w eksperymencie przesłony elektromechaniczne charakteryzują się zwłoką w zadziałaniu, wynoszącą 5 do 10 ms. Aby móc ściśle kontrolować eksperyment, do układu zostały dodane fotodiody, badające dokładny czas zamknięcia przesłon wiązek laserów *slave* i *repumper*. Sygnał z fotodiody jest z kolei wykorzystywany przez kartę Adwin do uruchamiania kolejnych fragmentów programu. Na rys. B.6 przedstawiono na jednym wykresie czasowe przebiegi napięć sterujących przesłonami wraz z odpowiadającymi im zmianami napięcia na wspomnianych fotodiodach.



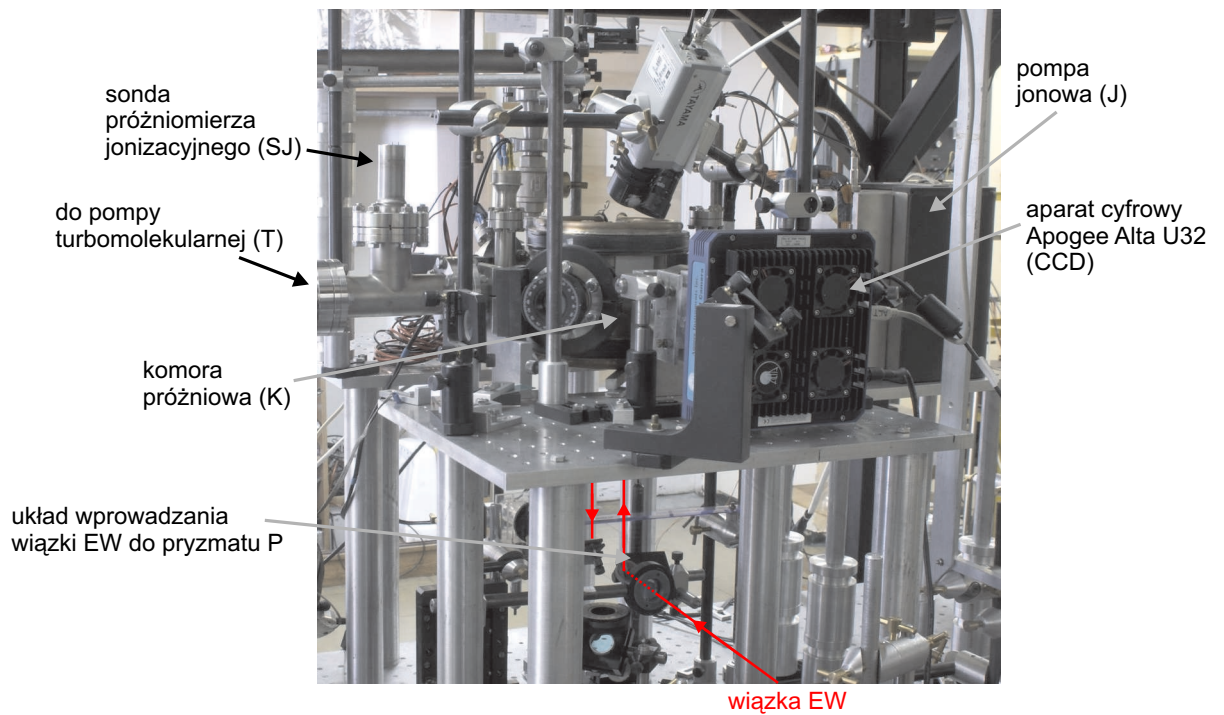
Rysunek B.6: Sygnały sterujące przesłonami wiązek laserowych oraz sygnały z fotodiod kontrolnych, odpowiadające reżimowi czasowemu z rys. B.5.  $\Delta t_{sz}$ ,  $\Delta t_{rz}$  – czas opóźnienia zamknięcia przesłony odpowiednio lasera *slave* i *repumper*,  $\Delta t_{so}$ ,  $\Delta t_{ro}$  – czas opóźnienia otwarcia przesłony laserów *slave* i *repumper*

## B.5 Zdjęcia i schemat układu lustro optycznego

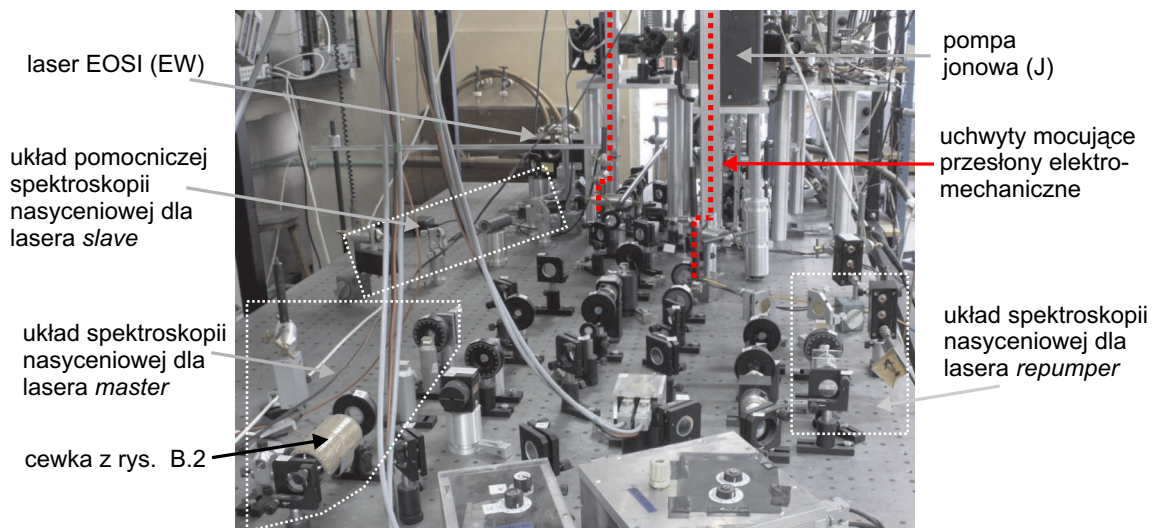


Rysunek B.7: Zdjęcie układu ilustrujące schemat z rys. 4.8 – do niego też odnoszą się litery w nawiasach

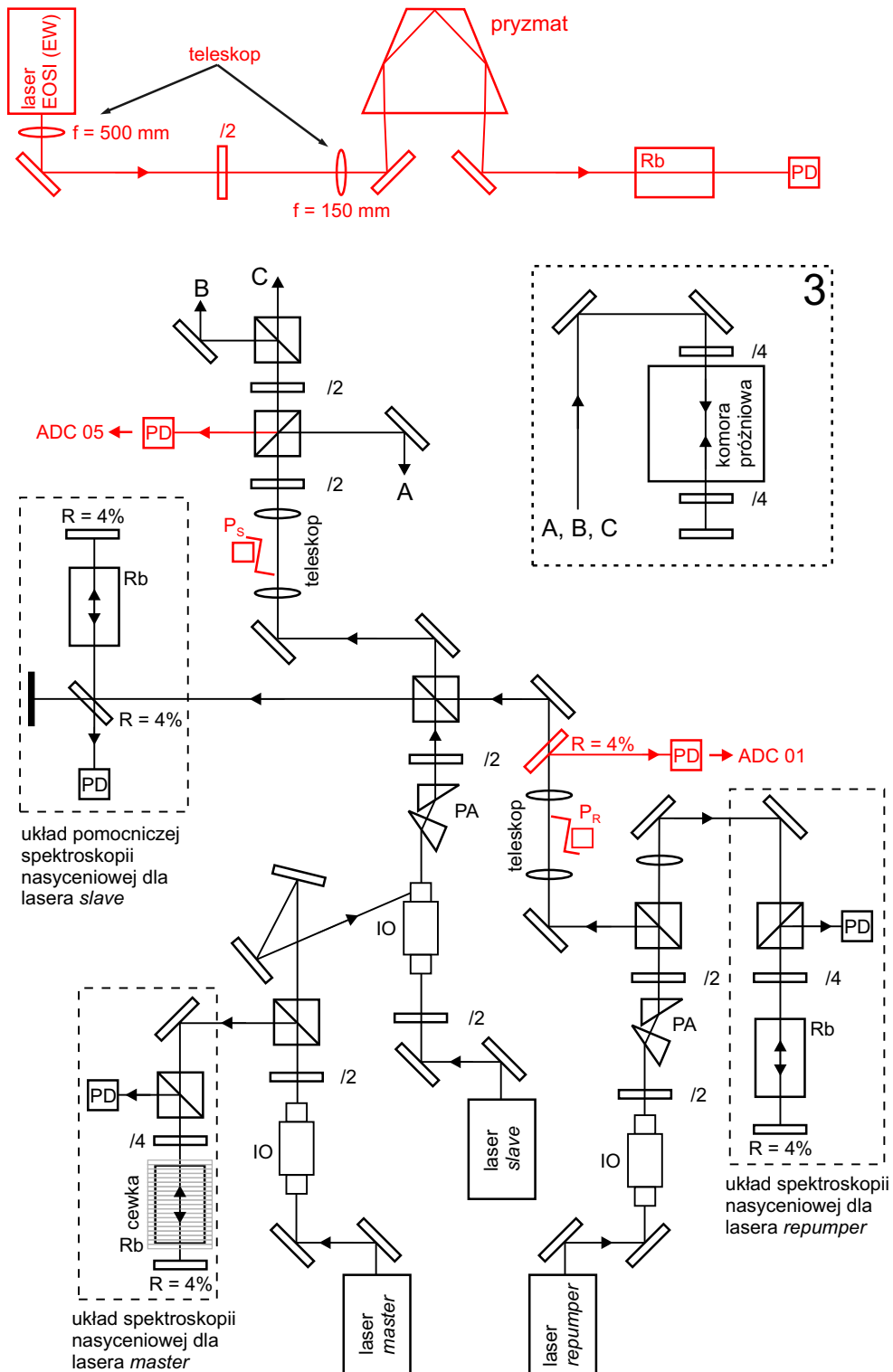




Rysunek B.8: Widok z przeciwnej strony niż na rys. B.7 – odpowiada w przybliżeniu widokowi z boku z rys. 4.9



Rysunek B.9: Zdjęcie układu optycznego pułapki MOT oraz lustra optycznego dla atomów



Rysunek B.10: Schemat ideowy części optycznej układu eksperymentalnego:  $P_R$ ,  $P_S$  – przesłony elektromechaniczne odpowiednio dla laserów *repumper* i *slave*, PA – pryzmaty anamorficzne, PD – fotodioda, IO – izolator optyczny,  $\lambda/4$  – płytki ćwierćfalowa,  $\lambda/2$  – płytki półfalowa, ADC 01 i ADC 05 – oznaczenia zgodne z tymi na rys. B.4. Kolorem czerwonym zaznaczono elementy kluczowe dla lustra optycznego.

# Bibliografia

- [1] O. Bryngdahl, *Evanescent Waves in Optical Imaging*, w: *Progress in Optics* (E. Wolf , ed.) str. 169, North-Holland Publishing Company, 1973.
- [2] F. de Fornel, *Evanescent Waves*, Springer, Berlin, 2001.
- [3] J.A. Stratton, *Electromagnetic theory*, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1941.
- [4] S. Huard, *Polarization of light*, John Wiley & Sons, Inc., 1997.
- [5] R.J.C. Spreeuw, D. Voigt, B.T. Wolschrijn, H.B. van Linden van den Heuvell, *Creating a low-dimensional quantum gas using dark states in an inelastic evanescent-wave mirror.*, Phys. Rev. A **61**, 053604 (2000).
- [6] H.K.V. Lotsch, *Beam Displacement at Total Reflection: The Goos-Hänchen Effect*, Optik **32**, 116 (1970).
- [7] F. Bretenaker, A. Le Floch, L. Dutriaux, *Direct measurement of the Optical Goos-Hänchen Effect in Lasers*, Phys. Rev. Lett. **68**, 931 (1992).
- [8] W.J. Wild, C. Lee Giles, *Goos-Hänchen shifts from absorbing media*, Phys. Rev. A **25**, 2099 (1982).
- [9] J. Petykiewicz, *Optyka falowa*, PWN, Warszawa, 1986.
- [10] P. Boissel, F. Kerherve, *Absorption de lumiere par des atomes dans onde evanescente*, Opt. Commun. **37**, 397 (1981).
- [11] G. Nienhuis, F. Schuller, M. Ducloy, *Nonlinear selective reflection from an atomic vapor at arbitrary incidence angle*, Phys. Rev. A **38**, 5197 (1988).

- [12] T. Matsudo, Y. Takahara, H. Hori, T. Sakurai, *Pseudomomentum transfer from evanescent waves to atoms measured by saturated absorption spectroscopy*, Opt. Commun. **145**, 64 (1998).
- [13] 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**, 2406 (1997).
- [14] E. Pfléghaar, A. Marseille, A. Weis, *Quantitative investigation of the effect of resonant absorbers on the Goos-Hänchen shift*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2281 (1993).
- [15] O. Emile, T. Galstyan, A. Le Floch, F. Bretenaker, *Measurement of the Nonlinear Goos-Hänchen Effect for Gaussian Optical Beams*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1511 (1995).
- [16] V.G. Bordo, H.-G. Rubahn, *Evanescent Wave Spectroscopy*, Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology **3**, 287 (2004).
- [17] V.G. Bordo, H.-G. Rubahn, *Two-photon evanescent wave spectroscopy of alkali-metal atoms*, Phys. Rev. A **60**, 1538 (1999).
- [18] V.G. Bordo, C. Henkel, A. Lindinger, H.-G. Rubahn, *Evanescent wave fluorescence spectra of Na atoms*, Opt. Commun. **137**, 249 (1997).
- [19] V.G. Bordo, J. Loerke, H.-G. Rubahn, *Two-photon evanescent-volume wave spectroscopy: a new account of gas-solid dynamics in the boundary layer*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1490 (2001).
- [20] R. Gerlach, J.R. Manson, H.-G. Rubahn, *Near-field time-of-flight spectroscopy of sodium atoms desorbing from surface-bound clusters*, Opt. Lett. **21**, 1183 (1996).
- [21] F. Balzer, R. Gerlach, J.R. Manson, H.-G. Rubahn, *Photodesorption of Na atoms from rough Na surfaces*, J. Chem. Phys. **106**, 7995 (1997).
- [22] I. Lee, J.E. Parks II, T.A. Calcott, E.T. Arakawa, *Surface-plasmon-induced desorption by the attenuated-total-reflection method*, Phys. Rev. B **39**, 8012 (1989).
- [23] J. Brewer, H.-G. Rubahn, *Laser-induced alkali atom desorption from thin sodium films on quartz prisms*, Chem. Phys. **303**, 1 (2004).

- [24] 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**, 454 (2004).
- [25] R.C. Reddick, R.J. Warmack, T.L. Ferrel, *New form of scanning optical microscopy*, Phys. Rev. B **39**, 767 (1989).
- [26] A. Nesci, *Measuring amplitude and phase in optical fields with sub-wavelength features*, praca doktorska, Université de Neuchâtel, Institut de Microtechnique, Neuchâtel, 2001 ([http://www-optics.unine.ch/publications/theses/Thesis\\_Nesci.pdf](http://www-optics.unine.ch/publications/theses/Thesis_Nesci.pdf)).
- [27] T. Kawalec, M.J. Kasprowicz, L. Józefowski, T. Dohnalik, *Zeeman Effect Observed in the Evanescent Wave*, Acta Phys. Polonica A **105**, 349 (2004).
- [28] T. Fujimoto, S. Ikeda, *Detection of excited atoms lying close to a solid surface by using the evanescent light and the optogalvanic effect*, Opt. Commun. **72**, 286 (1989).
- [29] K. Kiersnowski, L. Józefowski, T. Dohnalik, *Evanescent light-atom interaction detected by optogalvanic effect*, Opt. Commun. **150**, 106 (1998).
- [30] R.B. Green, R.A. Keller, G.C. Luther, P.K. Schneck, J.C. Travis, *Galvanic detection of optical absorptions in a gas discharge*, Appl. Phys. Lett. **29**, 727 (1976).
- [31] B. Barbieri, N. Beverini, A. Sasso, *Optogalvanic spectroscopy*, Rev. Mod. Phys. **62**, 603 (1990).
- [32] D.K. Doughty, J.E. Lawler, *Model of optogalvanic effects in the neon positive column*, Phys. Rev. A **28**, 773 (1983).
- [33] J.E. Lawler, *Experimental and theoretical investigation of the optogalvanic effect in the helium positive column*, Phys. Rev. A **22**, 1025 (1980).
- [34] A.E. Bulyshev, N.V. Denisova, N.G. Preobrazhenskii, *Theory of the optogalvanic effect in an electrodeless rf discharge*, Opt. and Spectr. **64**, 590 (1988).

- [35] P. Labastie, F. Biraben, E. Giacobino, *Optogalvanic spectroscopy of the ns and nd Rydberg states of xenon*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **15**, 2595 (1982).
- [36] T. Suzuki, *Optogalvanic spectroscopy with rf discharge*, Opt. Commun. **38**, 364 (1981).
- [37] J.E.M. Goldsmith, A.I. Ferguson, J.E. Lawler, A.L. Schawlow, *Doppler-free two-photon optogalvanic spectroscopy*, Opt. Lett. **4**, 230 (1979).
- [38] C. Stanciulescu, R.C. Bobulescu, A. Surmeian, D. Popescu, I. Popescu, C.B. Collins, *Optical impedance spectroscopy*, Appl. Phys. Lett. **37**, 888 (1980).
- [39] D.R. Lyons, A.L. Schawlow, G.-Y. Yan, *Doppler-free radiofrequency optogalvanic spectroscopy*, Opt. Commun. **38**, 35 (1981).
- [40] R.D. May, P.H. May, *Solid-state radio frequency oscillator for optogalvanic spectroscopy: Detection of nitric oxide using the 2-0 overtone transition*, Rev. Sci. Instr. **57**, 2242 (1986).
- [41] J.E. Lawler, A.I. Ferguson, J.E.M. Goldsmith, D.J. Jackson, A.L. Schawlow, *Doppler-Free Intermodulated Optogalvanic Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **42**, 1046 (1979).
- [42] N. Beverini, M. Galli, M. Inguscio, F. Strumia, *Intermodulated optogalvanic Zeeman spectroscopy in a hollow cathode discharge*, Opt. Commun. **43**, 261 (1982).
- [43] E. Langlois, J.-M. Gagné, *Optogalvanic detection of the Zeeman effect in a hollow-cathode discharge*, J. Opt. Soc. Am. B **4**, 1222 (1987).
- [44] NIST, *Atomic Spectra Database Levels Data*, (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>).
- [45] R.D. Cowan, *The theory of atomic structure and spectra*, University of California Press, Berkeley, 1981.
- [46] T. Kawalec, *Optyczne badanie atomów przy powierzchni dielektryka*, praca magisterska, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, 2001.

- [47] EOSI, *2001 External Cavity Diode Laser – owner’s manual*, 1995.
- [48] J. Fiutowski, *Efekt Zeemana obserwowany w fali zanikającej*, praca magisterska, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, 2005.
- [49] P. Hannaford, G.W. Series, *Observation of level-crossing effects in optogalvanic spectroscopy*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **14**, L661 (1981).
- [50] A. Gozzini, F. Mango, J.H. Xu, G. Alzetta, F. Maccarrone, R.A. Bernheim, *Light-Induced Ejection of Alkali Atoms in Polysiloxane Coated Cells*, Il Nuovo Cimento D **15**, 709 (1993).
- [51] A. Burchianti, *Light-Induced Atomic Desorption: new insights and applications*, FastNet meeting – Siena, 2003.
- [52] S.N. Atutov, R. Calabrese, V. Guidi, B. Mai, A.G. Rudavets, E. Scansani, L. Tomassetti, V. Biancalana, A. Burchianti, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Moi, S. Veronesi, *Fast and efficient loading of a Rb magneto-optical trap using light-induced atomic desorption*, Phys. Rev. A **67**, 053401 (2003).
- [53] S.N. Atutov, V. Biancalana, P. Bicchi, C. Marinelli, E. Mariotti, M. Meucci, A. Nagel, K.A. Nasyrov, S. Rachini, L. Moi, *Light-induced diffusion and desorption of alkali metals in a siloxane film: Theory and experiment*, Phys. Rev. A **60**, 4693 (1999).
- [54] R.M. Sok, *Permeation of Small Molecules across a Polymer Membrane: a Computer Simulation Study*, praca doktorska, University of Groningen, 1994.
- [55] C. Marinelli, K.A. Nasyrov, S. Bocci, B. Pieragnoli, A. Burchianti, V. Biancalana, E. Mariotti, S.N. Atutov, L. Moi, *A new class of photo-induced phenomena in siloxane films*, Eur. Phys. J. D **13**, 231 (2001).
- [56] J.H. Xu, A. Gozzini, F. Mango, G. Alzetta, R.A. Bernheim, *Photoatomic effect: Light-induced ejection of Na and Na<sub>2</sub> from polydimethylsiloxane surfaces*, Phys. Rev. A **54**, 3146 (1996).
- [57] E.B. Alexandrov, M.V. Balabas, D. Budker, D. English, D.F. Kimball, C.-H. Li, V.V. Yashchuk, *Light-induced desorption of alkali-metal atoms from paraffin coating*, Phys. Rev. A **66**, 042903 (2002).

- [58] J. Brewer, A. Burchianti, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Moi, K. Rubahn, H.-G. Rubahn, *Pulsed laser desorption of alkali atoms from PDMS thin films*, Appl. Surf. Sci. **228**, 40 (2004).
- [59] J. Brewer, V.G. Bordo, M.J. Kasprowicz, H.-G. Rubahn, *Dynamics of alkali-metal atom photodesorption from polymer thin films*, Phys. Rev. A **69**, 62902 (2004).
- [60] M.J. Kasprowicz, T. Dohnalik, L. Józefowski, K. Rubahn, H.-G. Rubahn, *Diffusion of rubidium atoms in PDMS thin films*, Chem. Phys. Lett. **391**, 191 (2004).
- [61] M.J. Kasprowicz, *Badanie procesów zachodzących w zjawisku wyindukowanej światłem desorpcji atomowej*, praca doktorska, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, 2004.
- [62] V.G. Bordo, H.-G. Rubahn, *Laser-controlled adsorption of Na atoms in evanescent wave spectroscopy*, Opt. Expr. **4**, 59 (1999).
- [63] V.G. Bordo, J. Loerke, L. Józefowski, H.-G. Rubahn, *Two-photon laser spectroscopy of the gas boundary layer in crossed evanescent and volume waves*, Phys. Rev. A **64**, 012903 (2001).
- [64] Saes Getters, *Alkali Metal Dispensers*, (<http://www.saesgetters.com/>).
- [65] C.E. Tanner, C. Wieman, *Precision measurement of the hyperfine structure of the  $^{133}\text{Cs}$   $6P_{3/2}$  state*, Phys. Rev. A **38**, 1616 (1988).
- [66] E. Arimondo, M. Inguscio, P. Violino, *Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms*, Rev. Mod. Phys. **49**, 31 (1977).
- [67] S. Du, M.B. Squires, Y. Imai, L. Czaia, R.A. Saravanan, V. Bright, J. Reichel, T.W. Hänsch, D.Z. Anderson, *Atom-chip Bose-Einstein condensation in a portable vacuum cell*, Phys. Rev. A **70**, 053606 (2004).
- [68] A. Burchianti, C. Marinelli, A. Bogi, J. Brewer, K. Rubahn, H.-G. Rubahn, F. Della Valle, E. Mariotti, V. Biancalana, S. Veronesi, L. Moi, *Light-induced atomic desorption from porous silica*, Europhys. Lett. **67**, 983 (2004).



- [69] Research Center Vavilov State Optical Institute, *Porous glass – silica frame composite material*, ([http://soi.srv.pu.ru/developments/opt\\_materials/p\\_glass.htm](http://soi.srv.pu.ru/developments/opt_materials/p_glass.htm)).
- [70] T.H. Elmer, *Porous and Reconstructed Glasses*, w: *Engineered Materials Handbook, vol. 4: Ceramics and Glasses* (ASM International, ed.), 1992.
- [71] Gelb Research Group at Washington University in St. Louis, *Controlled Pore Glasses*, (<http://www.chemistry.wustl.edu/~gelb/cpg.html>).
- [72] Corning Incorporated, *Vycor Brand Porous Glass 7930*, 2001 (<http://www.corning.com/>).
- [73] A. Burchianti, C. Marinelli, A. Bogi, F. Della Valle, E. Mariotti, S. Veronesi, L. Moi, *Photo-ejection and transport of alkali atoms embedded in nano-porous silica*, poster, CAMS Conference, Heidelberg, 2005.
- [74] H.-G. Rubahn, *Laser applications in surface science and technology*, John Wiley & Sons, Inc., 1999.
- [75] D. Menzel, *Thirty years of MGR: How it came about, and what came of it*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **101**, 1 (1995).
- [76] P.R. Antoniewicz, *Model for electron- and photon-stimulated desorption*, Phys. Rev. B **21**, 3811 (1980).
- [77] T. Götz, M. Bergt, W. Hoheisel, F. Traeger, M. Stuke, *Laser ablation of metals: the transition from non-thermal processes to thermal evaporation*, Appl. Surf. Sci. **96-98**, 280 (1996).
- [78] F. Faupel, R. Willecke, A. Thran, *Diffusion of metals in polymers*, Mater. Sci. and Eng. **R22**, 1 (1998).
- [79] T. Kawalec, M.J. Kasprowicz, L. Jozefowski, A. Burchianti, L. Moi, H.-G. Rubahn, *Dynamics of laser-induced cesium atom desorption from porous glass*, (zgłoszone do Chem. Phys. Lett.).
- [80] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1707 (1985).

- [81] 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**, 263 (2002).
- [82] 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**, 2137 (1988).
- [83] M.A. Kasevich, D.S. Weiss, S. Chu, *Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave*, Opt. Lett. **15**, 607 (1990).
- [84] R. Grimm, M. Weidemüller, Yu.B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000).
- [85] J. Söding, R. Grimm, Yu.B. Ovchinnikov, *Gravitational laser trap for atoms with evanescent-wave cooling*, Opt. Commun. **119**, 652 (1995).
- [86] P. Desbiolles, M. Arndt, P. Szriftgiser, J. Dalibard, *Elementary Sisyphus process close to a dielectric surface*, Phys. Rev. A **54**, 4292 (1996).
- [87] 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**, 619 (2001).
- [88] 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**, 063412 (2000).
- [89] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, *Atomic cavity with light-induced mirrors*, Appl. Phys. B **48**, 517 (1989).
- [90] H. Wallis, J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *Trapping atoms in a gravitational cavity*, Appl. Phys. B **54**, 407 (1992).
- [91] 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**, 3083 (1993).
- [92] Yu.B. Ovchinnikov, I. Manek, R. Grimm, *Surface Trap for Cs atoms based on Evanescent-wave Cooling*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2225 (1997).

- [93] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions. Basic Processes and Applications*, John Wiley & Sons, Inc., 1992.
- [94] I.I. Sobelman, *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, Springer-Verlag, Berlin, 1979.
- [95] M. Rotenberg, R. Bivins, N. Metropolis, J.K. Wooten, Jr., *The 3-j and 6-j Symbols*, Crosby Lockwood, London, 1959.
- [96] J.-Y. Courtois, J.-M. Courty, J. C. Mertz, *Internal dynamics of multi-level atoms near a vacuum-dielectric interface*, Phys. Rev. A **53**, 1862 (1996).
- [97] H.B.G. Casimir, D. Polder, *The Influence of Retardation on the London-van der Waals Forces*, Phys. Rev. **73**, 360 (1948).
- [98] Yu.B. Ovchinnikov, J. Söding, R. Grimm, *Cooling Atoms in Dark Gravitational Laser Traps*, JETP Lett. **61**, 10 (1995).
- [99] Yu.B. Ovchinnikov, D.V. Laryushin, V.I. Balykin, V.S. Letokhov, *Cooling of atoms on reflection from a surface light wave*, JETP Lett. **62**, 113 (1995).
- [100] 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**, 138 (1997).
- [101] H. Nha, W. Jhe, *Sisyphus cooling on the surface of a hollow-mirror atom trap*, Phys. Rev. A **56**, 729 (1997).
- [102] B. Engeser, G. Hendl, K. Pilch, A. Jaakkola, H.-C. Nägerl, R. Grimm, *Next generation of optical surface traps*, poster, CAMS Conference, Heidelberg, 2005.
- [103] S. Chu, *Nobel Lecture: The Manipulation of Neutral Particles*, Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998).
- [104] W. Hänsch, A.L. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Commun. **13**, 68 (1975).

- [105] 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**, 48 (1985).
- [106] V.I. Balykin, V.G. Minogin, V.S. Letokhov, *Electromagnetic trapping of cold atoms*, Rep. Prog. Phys. **63**, 1429 (2000).
- [107] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D.E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [108] M. Hammes, D. Rychtarik, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Cold atom gas at very high densities in an optical surface microtrap*, Phys. Rev. A **66**, 051401(R) (2002).
- [109] M. Hammes, D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl, R. Grimm, *Evanescent-Wave Trapping and Evaporative Cooling of an Atomic Gas at the Crossover to Two Dimensions*, Phys. Rev. Lett. **90**, 173001 (2003).
- [110] 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**, 1464 (1996).
- [111] N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Landragin, G. Labeyrie, L. Cогnet, V. Savalli, G. Horvath, A. Aspect, C. Hendel, K. Moelmer, J.-Y. Courtois, 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**, 7 (1998).
- [112] 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**, 250404 (2002).
- [113] T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich, T.W. Hänsch, *Surface-plasmon mirror for atoms*, Opt. Lett. **18**, 450 (1993).
- [114] C.R. Bennett, J.B. Kirk, M. Babiker, *Theory of evanescent mode atomic mirrors with a metallic layer*, Phys. Rev. A **63**, 033405 (2001).

- [115] 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**, 5298 (1998).
- [116] D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl, R. Grimm, *Two-dimensional Bose-Einstein condensate in an optical surface trap*, Phys. Rev. Lett. **92**, 173003 (2004).
- [117] I. Manek, Yu.B. Ovchinnikov, R. Grimm, *Generation of a hollow laser beam for atom trapping using an axicon*, Opt. Commun. **147**, 67 (1998).
- [118] C. Henkel, H. Wallis, N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Aspect, K. Sengstock, W. Ertmer, *Theory of atomic diffraction from evanescent waves*, Appl. Phys. B **69**, 277 (1999).
- [119] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, J. Dalibard, *Phase Modulation of Atomic de Broglie Waves*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4972 (1995).
- [120] M. Arndt, P. Szriftgiser, J. Dalibard, *Atom optics in the time domain*, Phys. Rev. A **53**, 3369 (1996).
- [121] P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, M. Arndt, J. Dalibard, *Atomic Wave Diffraction and Interference Using Temporal Slits*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4 (1996).
- [122] A. Noga, *Budowa i diagnostyka pułapki magneto – optycznej. Badanie zderzeń zimnych atomów rubidu w polu świetlnym*, praca magisterska, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, 2001 ([http://www.if.uj.edu.pl/pl/ZF/qnog/index\\_pl.htm](http://www.if.uj.edu.pl/pl/ZF/qnog/index_pl.htm)).
- [123] K. Kiersnowski, T. Kawalec, T. Dohnalik, *Rectangle-shape Rb atoms trap generated by beam width narrowing*, (w przygotowaniu).
- [124] L. Pruvost, I. Serre, H.T. Duong, J. Jortner, *Expansion and cooling of a bright rubidium three-dimensional optical molasses*, Phys. Rev. A **61**, 053408 (2000).
- [125] T. Pałasz, *Pułapka magneto – optyczna i nieliniowa spektroskopia zimnych atomów rubidu*, praca doktorska, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, 1999 ([http://www.if.uj.edu.pl/pl/ZF/qnog/index\\_pl.htm](http://www.if.uj.edu.pl/pl/ZF/qnog/index_pl.htm)).

- [126] T.M. Brzozowski, M. Mączyńska, M. Zawada, J. Zachorowski, W. Gawlik, *Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances*, J. Opt. B **4**, 62 (2002).
- [127] T. Bergeman, G. Erez, H.J. Metcalf, *Magnetostatic trapping fields for neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1535 (1987).
- [128] H.J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser cooling and trapping*, Elseviere, 1999.
- [129] R.A. Cline, J.D. Miller, M.R. Matthews, D.J. Heinzen, *Spin relaxation of optically trapped atoms by light scattering*, Opt. Lett. **19**, 207 (1993).
- [130] C. Henkel, A.M. Steane, R. Kaiser, J. Dalibard, *A modulated mirror for atomic interferometry*, J. Phys. II France **4**, 1877 (1994).
- [131] A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, P. Vignolo, C.I. Westbrook, *Nondestructive detection of atoms bouncing on an evanescent wave*, Phys. Rev. A **52**, 4704 (1995).
- [132] R.A. Cornelussen, A.H. van Amerongen, B.T. Wolschrijn, R.J.C. Spreuw, H.B. van Linden van den Heuvell, *Cold trapped atoms detected with evanescent waves*, Eur. Phys. J. D **21**, 347 (2002).
- [133] A. Burvall, K. Kołacz, Z. Jaroszewicz, A.T. Friberg, *Simple Lens Axicon*, Appl. Opt. **43**, 4838 (2004).
- [134] F.M. Zimmermann, W. Ho, *Velocity distributions of photochemically desorbed molecules*, J. Chem. Phys. **100**, 7700 (1994).
- [135] M. Mączyńska, *Pułapkowanie i pomiar temperatury zimnych atomów*, praca magisterska, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, 2001 ([http://www.if.uj.edu.pl/pl/ZF/qnog/index\\_pl.htm](http://www.if.uj.edu.pl/pl/ZF/qnog/index_pl.htm)).

Uporządkowane tematycznie zestawienie zawierające dane bibliograficzne artykułów i innych źródeł naukowych dotyczących omawianych w tej pracy tematów znajduje się na dołączonej płycie kompaktowej w katalogu *BIBLIOGRAFIA*. Baza jest obszerniejsza niż bibliografia niniejszej pracy, a część pozycji opatrzona jest hasłowym komentarzem. Baza została utworzona w programie Microsoft Access.

Dodatek C

Płyta kompaktowa





Dodatek D

Recenzje