

### Autoreferat

przygotowany na podstawie wzoru zamieszczonego na  
stronie Centralnej Komisji do Spraw Stopni i Tytułów

1. Imię i nazwisko: Tomasz Kawalec
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/artystyczne – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej.
  - a) tytuł zawodowy magistra fizyki (wyróżnienie), Uniwersytet Jagielloński w Krakowie, 2001,  
tytuł rozprawy: „Optyczne badanie atomów przy powierzchni dielektryka”,  
promotor: prof. dr hab. Tomasz Dohnalik
  - b) stopień doktora nauk fizycznych w zakresie fizyki, Uniwersytet Jagielloński w Krakowie, 2005,  
tytuł rozprawy: „Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka”,  
promotor: prof. dr hab. Tomasz Dohnalik
3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/artystycznych.
  1. Uniwersytet Jagielloński w Krakowie, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, 2001 – 2005 (doktorant)
  2. Uniwersytet Południowej Danii, Instytut Fizyki, Odense, listopad 2005 – marzec 2006 (staż podoktorski)
  3. Uniwersytet Południowej Danii, Odense, czerwiec – sierpień 2006 (gość uniwersytetu)
  4. Laboratoire Kastler Brossel, Ecole Normale Supérieure, Paryż, wrzesień 2006 – wrzesień 2007 (staż podoktorski)
  5. Uniwersytet Południowej Danii, Sønderborg, Mads Clausen Institute, styczeń 2008 – sierpień 2008 (staż podoktorski)
  6. Uniwersytet Jagielloński w Krakowie, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, październik 2008 – obecnie (adiunkt)
4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.):
  - a) tytuł osiągnięcia naukowego/artystycznego:  
Optyczny potencjał dipolowy w manipulacji i kontroli zimnych atomów: realizacja, instrumentarium i wyniki
  - b) (autor/autorzy, tytuł/tytuły publikacji, rok wydania, nazwa wydawnictwa, recenzenci wydawniczy),
- H1. A. Couvert, **T. Kawalec**, G. Reinaudi, D. Guéry-Odelin, „Optimal transport of ultracold atoms in the non-adiabatic regime”, 2008, EPL (Europhys. Lett.) **83**, 13001

- H2. A. Couvert, M. Jeppsen, **T. Kawalec**, G. Reinaudi, R. Mathevet, D. Guéry-Odelin, „A quasi-monomode guided atom laser from an all-optical Bose-Einstein condensate”, 2008, EPL (Europhys. Lett.) **83**, 50001 – **highlight (Editor's Choice 2008)**
- H3. L. Józefowski, J. Fiutowski, **T. Kawalec**, H.-G. Rubahn, „Direct measurement of the evanescent-wave polarization state”, 2007, J. Opt. Soc. Am. B **24**, 624
- H4. D. Bartoszek, J. Fiutowski, T. Dohnalik, **T. Kawalec**, „Optical surface devices for atomic and atom physics”, 2010, Optica Applicata **40**, 535
- H5. J. Fiutowski, D. Bartoszek-Bober, T. Dohnalik, **T. Kawalec**, „Evanescent wave mirror for cold atoms – A quasi-resonant case”, 2013, Opt. Commun. **297**, 59
- H6. **T. Kawalec**, D. Bartoszek-Bober, „Two laser interference visible to the naked eye”, 2012, European Journal of Physics **33**, 85
- H7. **T. Kawalec**, D. Bartoszek-Bober, „Construction and performance of an optical phase and frequency lock of diode lasers”, 2013, Optical Engineering **52**, 126105
- H8. **T. Kawalec**, D. Bartoszek-Bober, R. Panaś, J. Fiutowski, A. Pławecka, H.-G. Rubahn, „Optical dipole mirror for cold atoms based on a metallic diffraction grating”, 2014, Opt. Lett. **39**, 2932
- H9. **T. Kawalec**, A. Sierant, R. Panaś, J. Fiutowski, D. Bartoszek-Bober, H.-G. Rubahn, „Surface plasmon polaritons probed with cold atoms”, 2017, Plasmonics, DOI: 10.1007/s11468-017-0555-8
- c) omówienie celu naukowego/artystycznego ww. pracy/prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

### Wstęp

Pracę naukową rozpocząłem w roku 2000 w Zakładzie Optyki Atomowej, w grupie jego kierownika – profesora Tomasza Dohnalika. Zainteresowany fizyką atomową, a w szczególności wspomnianym wyżej oddziaływaniem światło-atomy, rozpocząłem w 2001 roku badania spektroskopowe, mające na celu pomiar nietrywialnego stanu polaryzacji fali zanikającej, z wykorzystaniem efektu Zeemana. Badania te zostały podsumowane w pracy magisterskiej pod tytułem „Optyczne badanie atomów przy powierzchni dielektryka”, napisanej pod kierunkiem prof. Tomasza Dohnalika i obronionej w 2001 roku.

Następnie podjąłem studia doktoranckie na Wydziale Matematyki Fizyki i Informatyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, przekształconym po podziale w 2003 roku, w ramach zmian organizacyjnych, na Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ. W ramach przygotowywania pracy doktorskiej zajmowałem się głównie zagadnieniami, których wspólnym mianownikiem była fala zanikająca – od badania jej właściwości, po jej zastosowania naukowe. Badanie właściwości dotyczyło nowych eksperymentów, mających na celu stwierdzenie istnienia nieintuicyjnej, podłużnej składowej pola elektrycznego fali zanikającej dla polaryzacji TM. Zastosowania z kolei dotyczyły optycznego pomiaru rozkładu wektora prędkości atomów cezu w pobliżu powierzchni dielektrycznej, w konfiguracji skrzyżowanej fali zanikającej i zwykłej – „objętościowej” (te wstępne badania wykonałem podczas trzymiesięcznego pobytu na Uniwersytecie Południowej Danii w Odense). Jednocześnie, w połowie studiów doktoranckich, zgodnie z sugestią promotora – prof. Tomasza Dohnalika – zwróciłem uwagę na falę zanikającą, jako źródło dipolowego potencjału optycznego. Z sukcesem skonstruowałem (wraz z dr. Krzysztofem Kiersnowskim) efektywne lustro dipolowe dla zimnych atomów rubidu z pułapki magnetooptrycznej (MOT). Część moich badań była realizowana w ramach tzw. „grantu promotorskiego”. Pracę pod

tytułem „Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka” obroniłem w 2005 roku, a recenzentami był prof. Wojciech Gawlik oraz dr hab. Arkadiusz Orłowski. Część osiągniętych wyników została przedstawiona w pracach: T. Kawalec et al., „Dynamics of laser-induced cesium atom desorption from porous glass”, Chem. Phys. Lett. **420**, 291 (2006) oraz T. Kawalec et al., „Flexible optical dipole mirror for cold atoms”, Acta Phys. Pol. A **114**, 721 (2008).

Zafascynowany możliwościami, jakie dają siły optyczne w zakresie kontrolowania wewnętrznych i zewnętrznych stopni swobody atomów, postanowiłem skupić się na tym zagadnieniu w mojej dalszej pracy naukowej. Pierwszy artykuł z tej dziedziny dotyczył części dyssypatywnej siły optycznej w zmodyfikowanej pułapce magnetoopptycznej (MOT) [P1].

Kolejne artykuły, będące już częścią *osiągnięcia naukowego*, łączy część dipolowa (dyspersyjna) siły optycznej – bądź bezpośrednio w kontekście oddziaływania z zimnymi atomami, bądź w kontekście badania fali zanikającej, będącej doskonałym źródłem potencjału dipolowego. *Osiągnięcie naukowe* uzupełnia *instrumentarium* – rozwinięcie zagadnienia stabilizacji częstości laserów dla celów generowania stabilnych potencjałów optycznych.

U podstaw dwóch pierwszych prac [H1] i [H2] leży dipolowy potencjał optyczny, generowany w przewężeniu skupionej (lub dwóch skupionych i przecinających się) gaussowskich wiązek laserowych. W pracy [H1] precyzyjne manipulowanie przestrzennym położeniem przewężenia, a zatem i środka pułapki dipolowej, pozwoliło na realizację makroskopowego transportu pakietu zimnych atomów poza reżimem adiabatycznym, bez wzbudzeń środka masy pakietu. W pracy [H2], chłodzenie przez odparowanie w pułapce dipolowej, w obecności dodatkowych gradientów pola magnetycznego, zaowocowało – dzięki siłom dipolowym w falowodzie optycznym – otrzymaniem drugiego na świecie lasera atomowego. Laser ten był lepszy od poprzednika (skonstruowanego w grupie A. Aspecta) pod względem ograniczenia pędowych wzbudzeń poprzecznych atomów w falowodzie oraz możliwością dowolnego wybierania stanu  $m_F$  atomów.

W dalszych badaniach powróciłem do zagadnienia fali zanikającej, której duży gradient natężenia jest w naturalny sposób świetnym źródłem optycznego potencjału dipolowego. W pracy [H3] zająłem się pomiarem nietrywialnego stanu polaryzacji fali zanikającej przy użyciu nanostruktur organicznych. Zagadnienie to jest istotne zarówno z punktu widzenia badań elementarnych, jak też samego oddziaływania dipolowego. Stan polaryzacji bowiem wpływa na głębokość potencjału [1], a także, w oczywisty sposób, na proces pompowania optycznego w atomach, w przypadku odstrojeń, dla których zachodzi niekoherentne rozpraszanie fotonów. W pracach [H4] i [H5], potencjał dipolowy fali zanikającej został użyty w lustrze optycznym dla zimnych atomów. W pracy [H4] jest przedstawiony układ efektywnego lustra dipolowego dla atomów rubidu 87, wraz z prostymi symulacjami numerycznymi ruchu atomów w lustrze. Doświadczenie zdobyte w prowadzeniu takich symulacji pozwoliło mi, po ich znacznym rozwinięciu, na wykorzystanie obliczeń numerycznych, jako kluczowego narzędzia, w pracach [H8] i [H9]. Ponadto, zaobserwowany został eksperymentalnie i potwierdzony w symulacjach efekt ponownego ogniskowania chmury atomów po odbiciu od lustra dipolowego (tak zwany przypadek fałdy w teorii katastrof). W naszym układzie lustra dipolowego (praca [H5]) został zbadany przekaz pędu pomiędzy falą zanikającą a atomami, dla przypadku bardzo małego odstrojenia od rezonansu.

Rozwijając ideę dipolowego lustra optycznego w kierunku a) miniaturyzacji i b) umożliwienia wprowadzenia skomplikowanych rozkładów przestrzennych potencjału dipolowego, zwróciłem uwagę na możliwości, jakie dają polarytony plazmonów powierzchniowych (z angielskiego w skrócie: SPP<sup>1</sup>), wzbudzane na warstwach metalicznych ze strukturami submikronowymi. W pracach [H8] i [H9] są przedstawione pierwsze realizacje mojej idei wykorzystania potencjału dipolowego SPP, generowanych na metalicznych siatkach dyfrakcyjnych. Ponadto, w pracy [H9], dzięki

---

<sup>1</sup> Dla przejrzystości tekstu, „polarytony plazmonów powierzchniowych” i akronim „SPP” będą używane wymiennie.

porównaniu wyników eksperymentalnych i obliczeń numerycznych, zostało bezpośrednio zmierzone natężenie SPP, poprzez ich sondowanie zimnymi atomami z pułapki MOT.

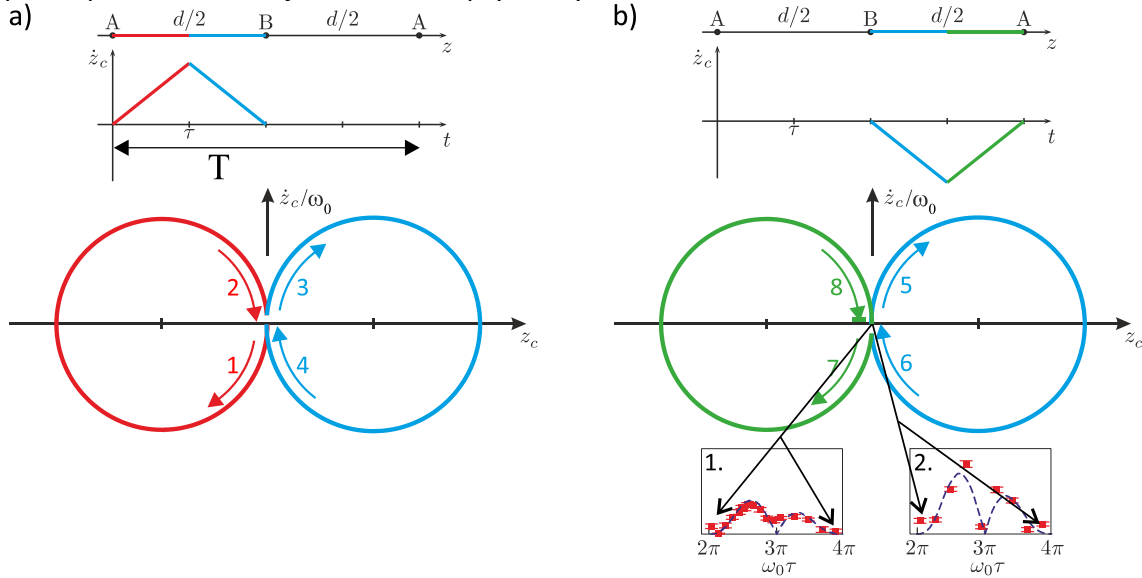
Generowanie optycznych potencjałów dipolowych jest z natury związane z używaniem światła odstrojonego od atomowych rezonansów optycznych, a to z kolei wymaga stosowania specyficznych układów stabilizacji częstości laserów – na przykład pętli stabilizacji OPLL (optical phase locked loop). Prace [H6] i [H7] poświęciłem temu właśnie zagadnieniu, przy czym dodatkowo, w pracy [H6] pokazane zostały po raz pierwszy widoczne gołym okiem prążki interferencyjne dla światła pochodzącego z dwóch różnych laserów, sprzęgniętych właśnie pętlą OPLL.

## **H1. „Optimal transport of ultracold atoms in the non-adiabatic regime”**

Moje pierwsze badania po doktoracie, związane z optycznymi siłami dipolowymi, dotyczyły zagadnienia transportu zimnych i ultrazimnych grup atomów na odległościach makroskopowych w szczypcach optycznych – czyli w centrum przewężenia odstrojonej ku czerwieni, skupionej wiązki gaussowskiej [1]. Zagadnienie efektywnego transportu atomów (i jonów) w dziedzinie fizyki atomowej jest kluczowe w szeregu eksperymentów. Transport umożliwia bowiem dostarczanie atomów z obszaru „produkcyjnego”, czyli na przykład z pułapki magnetoopiecznej (MOT), do obszaru „naukowego”, wolnego od wiązek laserowych czy pól magnetycznych tej pułapki. Pozwala też na pozycjonowanie atomów przy powierzchniach bądź we wnękach optycznych, a nawet na przeprowadzenie ciągłej produkcji kondensatu Bosego-Einsteina [2]. Dotychczasowe realizacje transportu (wymienione na początku pracy [H1], wraz z odnośnikami literaturowymi), bazowały na podejściu adiabatycznym, w którym czas transportu jest dużo dłuższy niż okres oscylacji atomów w pułapce – magnetycznej lub optycznej. Proste skrócenie czasu transportu powoduje znaczny wzrost energii chmury atomów – prowadząc do jej podgrzewania, wzbudzenia oscylacji w modzie dipolowym, a nawet strat atomów, w przypadku płytkich pułapek. Ponadto, duża amplituda oscylacji oznacza w praktyce penetrowanie przez atomy potencjału anharmonicznego, w którym następuje sprzęganie ruchu środka masy chmury do innych stopni swobody. Rozwiązanie w postaci użycia pułapek o wysokiej częstości (na przykład mikropułapek magnetycznych) często nie jest satysfakcjonujące, gdyż nie pozwalają one na gromadzenie dużej liczby atomów.

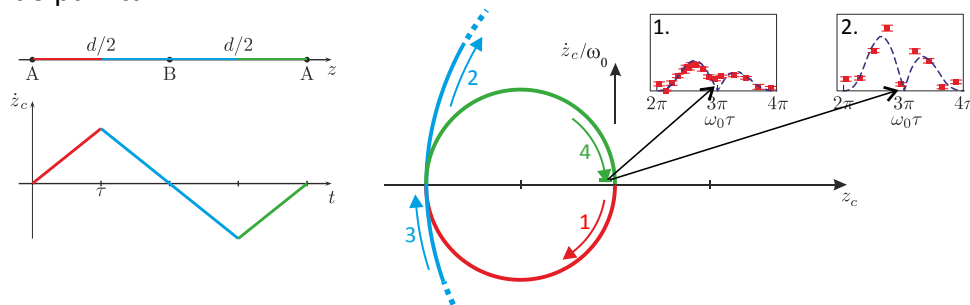
W naszym eksperymencie transport atomów jest przeprowadzany w dipolowej pułapce optycznej o precyzyjnie przesuwanyu środku wzdłuż kierunku jej długiej osi: a) w reżimie nieadiabatycznym, w którym czas transportu jest porównywalny z okresem oscylacji atomów w pułapce, b) dla dużej liczby atomów – kilku milionów. Osiągnięte to zostało dzięki synchronizacji poszczególnych etapów transportu z okresem oscylacji atomów (tutaj – środka masy chmury atomów) w pułapce harmoniczej. Użyty został prosty, trójkątny profil prędkości, w którym najpierw następuje wzrost prędkości ze stałym przyspieszeniem, a następnie jej redukcja, z tym samym przyspieszeniem (patrz góra Rys. 1). Głównie z przyczyn technicznych, transport był realizowany na zasadzie ruchu „tam i z powrotem”, aby możliwe było łatwe obrazowanie chmury atomów zarówno przed, jak i po przemieszczeniu środka pułapki dipolowej. Profil prędkości dla ruchu w obie strony był identyczny, poza znakiem. Regulowanym parametrem transportu był jego całkowity czas, a wielkością obserwowaną – amplituda oscylacji (docelowo – zerowa) środka masy chmury po transporcie. Analiza teoretyczna omawianego procesu doprowadziła nas do ogólnego wniosku, że amplituda ta jest proporcjonalna do transformacji Fouriera zastosowanego profilu prędkości. Pozwala to na bardzo łatwe obliczenie zestawu czasów transportu, dla których transformacja ta ma wartość optymalną, czyli zero. Podejście to ułatwiło podanie analogii pomiędzy procesem transportu a dyfrakcją i interferencją światła na szczelinach. Kwadrat amplitudy oscylacji końcowej jest bowiem matematycznie równy rozkładowi natężenia światła w polu dalekim, podlegającego właśnie dyfrakcji na szczelinach o profilu transmitancji takim, jak profil prędkości pułapki.

Transport w jedną stronę odpowiada dyfrakcji światła na pojedynczej szczelinie, a transport „tam i z powrotem” – na dwóch szczelinach. Pozwala to wprowadzić analogię pomiędzy ciemnymi prążkami dyfrakcyjnymi i interferencyjnymi, a zerami amplitudy oscylacji. Na rysunkach 1 i 2 jest przedstawione podejście uzupełniające informacje zawarte w pracy [H1]. Jest to wizualizacja metody optymalnego transportu w reżimie nieadiabaticznym, dla dwóch przypadków – „dyfrakcyjnego” i „interferencyjnego”. Rys. 1 odpowiada sytuacji, w której chmura atomów jest dla optymalnego czasu (np.  $8\pi/\omega_0$ ) w spoczynku po transporcie z punktu A do B. Automatycznie, transport z punktu B do A jest również optymalny.



Rys. 1. U góry: profil prędkości środka optycznej pułapki dipolowej w reżimie nieadiabaticznym, na całkowitym dystansie  $d$ . Dla przejrzystości, sekwencja transportu została przedstawiona w rozbięciu na ruch „tam” (a) i z powrotem (b). U dołu: wykres „fazowy” prędkość-położenie chmury atomów, w układzie odniesienia związanym ze *środkiem pułapki dipolowej*. W prawym dolnym rogu rysunku są zamieszczone wyniki pomiaru amplitudy oscylacji chmury na końcu sekwencji transportu, w funkcji całkowitego czasu trwania tego transportu: 1. – chmura atomów o początkowej temperaturze  $27\ \mu\text{K}$ , 2. –  $3.7\ \mu\text{K}$ . Minimum wzbudzeń pędowych po transporcie to minimum „dyfrakcyjne” – patrz tekst.  $\omega_0$  to podłużna częstota pułapki dipolowej.

Na Rys. 2 jest ukazany przypadek minimum „interferencyjnego”, w którym po transporcie do punktu B, chmura atomów uzyskuje energię mechaniczną, odbieraną następnie w ruchu powrotnym do punktu A.



Rys. 2. Schemat analogiczny do tego z Rys. 1., ale dla przypadku optymalnego transportu nieadiabaticznego z „interferencyjnym” minimum wzbudzeń pędowych środka masy chmury atomów.

Można pokazać, że zerowa amplituda oscylacji reszkowych będzie przywrócona nawet w obecności tłumienia (anharmoniczności pułapki), po wprowadzeniu korekcji profilu prędkości. Jednocześnie, bardziej skomplikowane, wyliczone profile prędkości prowadzą do bardziej płaskich minimów amplitudy oscylacji, a więc do odporności układu na niedoskonałości eksperymentalne.

Głównymi wynikami pracy [H1] są:

- 1) Przedstawienie zrealizowanej metody eksperymentalnej optymalnego transportu grupy zimnych atomów na dystansie makroskopowym (kilka centymetrów) w reżimie nieadiabaticznym – czyli w czasie zbliżonym do okresu oscylacji atomów w pułapce harmoniczej. „Optymalny transport” oznacza tutaj warunki, w których w wyniku transportu nie następują pędowe wzbudzenia środka masy chmury atomów w pułapce dipolowej. Najkrótszy osiągnięty czas optymalnego transportu to cztery okresy oscylacji w pułapce. Osiągnięta wydajność transportu to 90%. Parametry chmury atomów po transporcie (liczba atomów i temperatura chmury) odpowiadają dokładnie parametrom początkowym procesu chłodzenia przez odparowanie, zastosowanego później z sukcesem do uzyskania kondensatu Bosego-Einsteina [H2].
- 2) Pokazanie, że amplituda oscylacji po transporcie jest dana transformacją Fouriera profilu prędkości użytego do transportu atomów. W prostym przypadku profilu trójkątnego (dla transportu w jedną stronę), amplituda oscylacji w funkcji czasu transportu jest proporcjonalna do kwadratu funkcji sinus cardinalis  $\text{sinc}^2(\omega_0 T/4)$ , gdzie  $\omega_0$  to podłużna (osiowa) częstość pułapki.
- 3) Przedstawienie analogii optycznej pomiędzy transportem a dyfrakcją i interferencją światła na szczelinach o przestrzennym rozkładzie transmisji takim, jak profil prędkości pułapki użytej do transportu.
- 4) Przyczynienie się do rozwoju bardzo obecnie popularnej dziedziny fizyki, nazywanej „shortcuts to adiabaticity”. Celem prowadzonych badań, w dużej części teoretycznych, jest znalezienie procesów, które przeprowadzają w sposób szybki (nieadiabaticzny) daną populację lub nawet dany stan kwantowy do stanu końcowego takiego, jaki otrzymano by przy zastosowaniu procesu adiabaticznego. Jedną z klas rozważanych problemów jest właśnie transport – pojedynczych cząstek, kondensatu Bosego-Einsteina czy chmur termicznych, także w pułapkach anharmonicznych [3, 4, 5].

## **H2. „A quasi-monomode guided atom laser from an all-optical Bose-Einstein condensate” highlight (Editor's Choice 2008) i errata EPL 85, 19901 (2009)**

Rozwinięcie układu eksperymentalnego, użytego do badań przedstawionych w pracy [H1], doprowadziło do otrzymania w nim kondensatu Bosego-Einsteina we wrześniu 2007 roku. Kondensat był przygotowywany w pułapce dipolowej w konfiguracji skrzyżowanych wiązek o długości fali 1072 nm, z czasem repetycji zaledwie 5 s. Temperatura krytyczna była osiągnięta w procesie chłodzenia przez odparowanie, poprzez obniżanie dipolowego potencjału pułapkującego o dwa rzędy wielkości, zgodnie ze zoptymalizowaną zależnością czasową. Liczba atomów frakcji kondensatu to  $10^5$ .

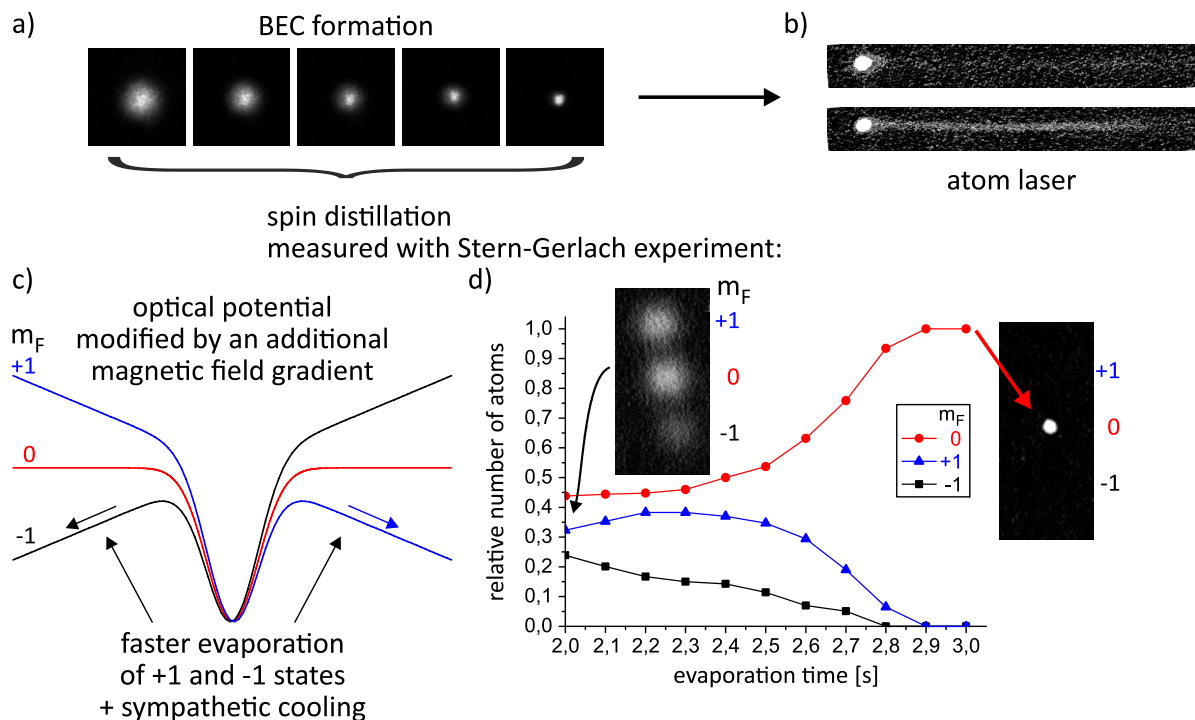
Następnie, na bazie tak skonstruowanego układu eksperymentalnego, został przygotowany laser atomowy – stan, w którym atomy są w sposób spójny uwalniane z kondensatu Bosego-Einsteina. Laser atomowy charakteryzuje spójność pierwszego i drugiego rzędu [6]. Pierwszy laser atomowy został zbudowany przez grupę W. Ketterlego w 1997 roku i pracował w reżimie impulsowym [7]. W następnych latach pojawiło się kilka doniesień w literaturze o skonstruowaniu kolejnych laserów atomowych (ich spis jest podany na początku pracy [H2]). Realizacje eksperymentalne różniły się sposobem uwalniania atomów z kondensatu, a cechą wspólną jest propagowanie atomów w pakietach bądź w postaci wiązki pionowo w dół, pod wpływem grawitacji. Jedynie w pracy [8], przygotowany w pułapce magnetycznej kondensat stanowił źródło dla lasera atomowego w poziomym falowodzie optycznym.

W poniższej tabeli są zebrane podstawowe właściwości lasera atomowego, w porównaniu do właściwości lasera optycznego.

|                           | Laser atomowy                                                    | Laser optyczny                       |
|---------------------------|------------------------------------------------------------------|--------------------------------------|
| na wyjściu                | spójne fale materii                                              | spójne fale EM                       |
| rezonator                 | pułapka                                                          | wnęka rezonansowa/lustra             |
| ośrodek czynny            | termiczna chmura zimnych atomów                                  | ośrodek ze wzmacnieniem              |
| wzbudzenie ośrodka        | chłodzenie przez odparowanie                                     | pompowanie                           |
|                           | wymuszona emisja bozonów w tym samym modzie                      |                                      |
| próg                      | temperatura krytyczna                                            | wzmacnienie progowe                  |
| limit jakości wiązki      | zasada nieoznaczoności                                           | dyfrakcja                            |
| Równowaga termodynamiczna | równowaga termodynamiczna (w sensie statystyki Bosego-Einsteina) | brak równowagi termodynamicznej      |
| mody                      | jeden, najniższy                                                 | jeden/wiele; wysokie mody rezonatora |
| oddziaływania             | są                                                               | brak                                 |
| grawitacja                | istotna                                                          | nieistotna                           |

W laserze atomowym, opisanym w pracy [H2], zostały użyte dodatkowe gradienty pól magnetycznych, generowanych przez cewki naszkicowane na Rys. 1 (a) w pracy [H2]. Cewka  $H_L$  lub  $H_R$  służyła do uwalniania atomów z kondensatu do falowodu optycznego (z wykorzystaniem efektu Zeemana pierwszego lub drugiego rzędu), a cewka  $H_B$ ,  $V_T$  bądź  $V_B$  modyfikowała potencjał optycznej pułapki dipolowej, umożliwiając zajście procesu „oczyszczania” spinu (*spin distillation*), dzięki czemu stan  $m_F$  lasera mógł być wybierany na żądanie.

Na Rys. 3 jest przedstawiony proces generowania lasera atomowego w dipolowej pułapce optycznej i dipolowym falowodzie optycznym – jako rozszerzenie informacji zawartych w pracy [H2].



Rys. 3. Główne procesy przygotowania lasera atomowego: a) proces kondensacji Bosego-Einsteina – kolejne etapy chłodzenia przez odparowanie w dipolowej pułapce optycznej; b) kondensat BEC tuż przed wprowadzeniem atomów do falowodu (u góry) i przykładowa wiązka lasera atomowego (u dołu); c) dipolowy potencjał optyczny w pułapce, zmodyfikowany gradientem pola magnetycznego, wytwarzanego przez cewkę  $H_B$  (patrz Rys. 1a w pracy [H2]); d) proces oczyszczania („destylacji”) spinu do stanu  $m_F = 0$ , zachodzący podczas chłodzenia przez odparowanie, obrazowany przy pomocy efektu Sterna-Gerlacha.

Na Rys. 3 a) są zamieszczone zdjęcia absorpcyjne, wykonane dla pięciu przykładowych czasów na ostatnim odcinku „rampy” odparowania, prowadzącej do uzyskania kondensatu. Na Rys. 3 b)

widać źródłowy kondensat oraz wiązkę atomów lasera atomowego – podczas optymalizacji układu. Na rysunkach 3 c) i d) jest ukazany proces oczyszczania spinu, przykładowo do stanu  $m_F = 0$ . Dodatkowy gradient pola magnetycznego obniża głębokość potencjału dla stanów  $m_F = -1$  i  $m_F = 1$ . Powoduje to szybkie chłodzenie atomów w tych stanach, powiązane jednak z ich praktycznie stuprocentową utratą. Jednocześnie jednak atomy te, w procesie chłodzenia współczulnego („sympathetic cooling”), obniżają dodatkowo temperaturę grupy atomów w stanie  $m_F = 0$ .

Istotnym osiągnięciem jest uzyskanie prawie jednomodowej pracy lasera – obsadzony jest głównie stan podstawowy poprzecznego potencjału dipolowego falowodu. Znając średnią liczbę wzbudzenia  $\langle n \rangle = 0.7$  oraz liniową gęstość atomów rzędu  $10^7/\text{m}$ , rozkład obsadzeń został wyliczony na bazie modelu, w którym atomy (w równowadze termodynamicznej) traktowane jako gaz Bosego, znajdują się w poprzecznym potencjale harmonicznym i podłużnym potencjale typu „pudło”. Rozkład obsadzeń jest przedstawiony w erracie do pracy [H2].

Głównym wynikiem pracy [H2] jest:

- 1) uzyskanie kondensatu Bosego-Einsteina atomów rubidu 87 w dipolowej pułapce optycznej, w wersji ze skrzyżowanymi wiązkami, z możliwością płynnego transferu kondensatu do falowodu optycznego, przy pomocy gradientu dodatkowego pola magnetycznego;
- 2) zrealizowanie (drugiego na świecie) lasera atomowego o pracy kwazi-ciągłej, w którym wiązka atomów jest prowadzona w poziomym, dipolowym falowodzie optycznym. Taka geometria rozwiązuje problem przyspieszania atomów w polu grawitacyjnym. Pod pojęciem pracy „kwazi-ciągłej” jest tutaj rozumiany ciągły transfer fal materii z kondensatu, do jego wyczerpania, w przeciwieństwie do laserów atomowych, w których uwalnianie atomów następuje w sposób impulsowy, z użyciem pól radioczęstości [7]. Cykliczne uzupełnianie źródłowego kondensatu umożliwi skonstruowanie lasera atomowego o pracy prawdziwie ciągłej;
- 3) wybór stanu  $m_F$  równego -1, 0 albo 1 na żądanie, dzięki użyciu procedury „oczyszczania” spinu (*spin distillation*) podczas chłodzenia przez odparowanie. Ta cecha jest niezwykle istotna, ponieważ pozwala na zastosowanie tego lasera atomowego zarówno w eksperymentach, gdzie jest konieczne użycie atomów w stanach czułych na pole magnetyczne (na przykład w dalszym manipulowaniu mikropotencjałami magnetycznymi), jak też w stanach nieczułych (w pierwszym rzędzie) na to pole – w metrologii;
- 4) uzyskanie praktycznie jednomodowej pracy lasera w sensie poprzecznych wzbudzeń pędowych w falowodzie dipolowym. Przykładowo, średnia liczba wzbudzenia dla  $m_F = 0$  to 0.7, a wyliczone obsadzenie stanu podstawowego to 70%, a pierwszego wzbudzonego to jedynie około 6%.

### H3. „Direct measurement of the evanescent-wave polarization state”

Podstawową, doskonale znaną cechą fali zanikającej, najistotniejszą z punktu widzenia sił dipolowych, jest eksponencjalne malenie jej natężenia, wraz ze wzrostem odległości od powierzchni dielektryka. Na Rys. 4 a) są przedstawione wyniki poglądowych pomiarów natężenia fali zanikającej, wykonane przez autora. Pomiaru dokonano w mikroskopie bliskiego pola SNOM, pracującego w trybie shear-force, uśredniając dla każdej wysokości natężenie światła zmierzone na kwadratowym obszarze o boku  $1\ \mu\text{m}$ . Odstępstwa od liniowości na wykresie półlogarytmicznym wynikają najprawdopodobniej z błędów kalibracji samego mikroskopu w osi pionowej (dla dużej odległości od powierzchni) i z zaburzenia pola, jakie wprowadza sama obecność końcówki światłowodu (dla małych odległości – rzędu średnicy końcówki światłowodu).

Kolejną cechą fali zanikającej jest jej nietrywialny stan polaryzacji. Mimo że jest to efekt klasyczny, dający się wyliczyć na podstawie równań Maxwella i równań Fresnela [9], jest on nieintuicyjny. Wektory pola elektrycznego i magnetycznego fali zanikającej dla polaryzacji TE i TM

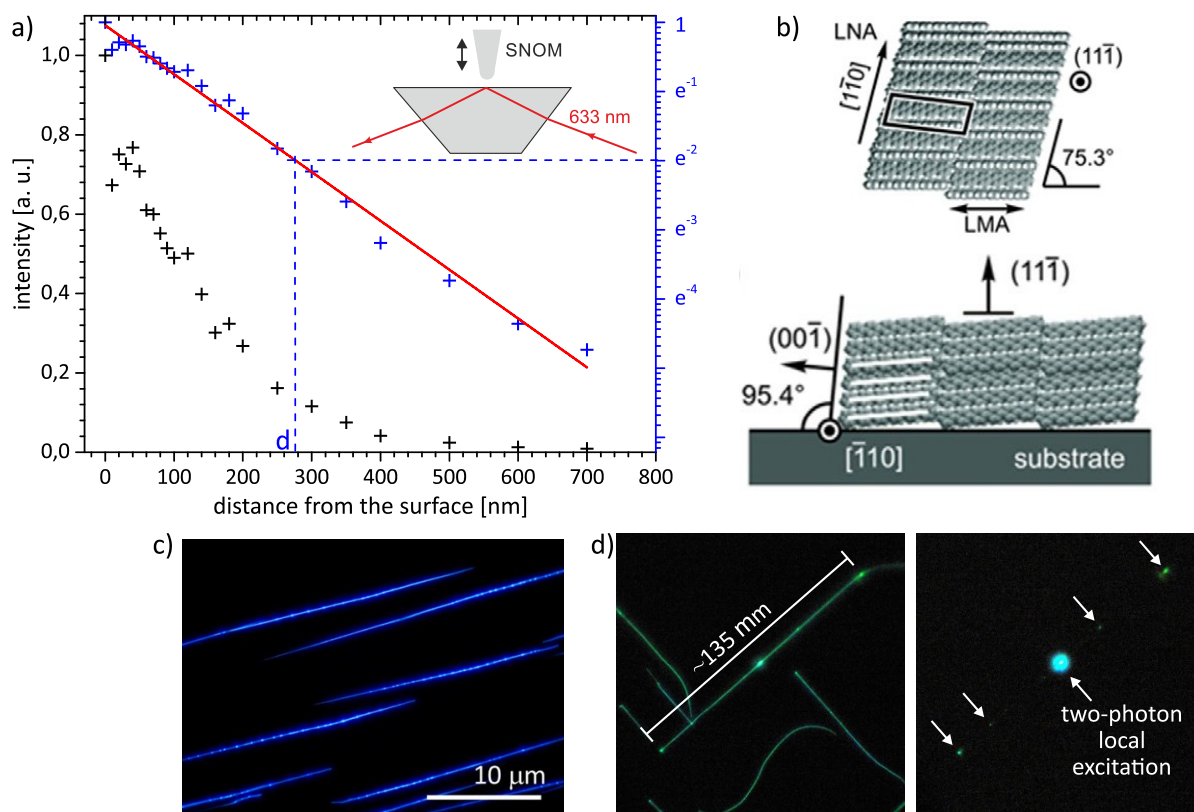
są poglądowo przedstawione na rysunkach 2 i 3 w pracy [H3]. Dla polaryzacji TM polaryzacja fali zanikającej jest eliptyczna i elipsa leży w płaszczyźnie padania. Stopień eliptyczności zależy od kąta padania – patrz Rys. 2 w pracy [H3]. W szczególności, polaryzacja przechodzi w liniową dla kąta granicznego w przypadku TM. Stan polaryzacji wpływa na głębokość potencjału [1], a także, w oczywisty sposób, na proces pompowania optycznego w atomach, w przypadku odstrojeń, dla których zachodzi resztkowe, niekoherentne rozpraszanie fotonów.

W badaniach zagadnienia stanu polaryzacji fali zanikającej brałem udział od momentu zaproponowania pierwszej metody pomiaru przez profesora Tomasza Dohnalika w 2001 roku. U podstaw tej metody leżała spektroskopia absorpcyjna dla par atomów rubidu, znajdujących się w polu fali zanikającej i w kontrolowanym, zewnętrznym polu magnetycznym. Następnie, znacznie zwiększono czułość eksperymentu dla dużych kątów padania światła, wykorzystując atomy argonu pod relatywnie wysokim ciśnieniem i efekt optogalwaniczny w układzie detekcji. Krótkie podsumowanie tych pomiarów można znaleźć w opisie pracy [P3] w dalszej części autoreferatu.

W 2006 roku brałem udział w badaniach komplementarnych względem tych opisanych powyżej. Detekcji stanu polaryzacji fali zanikającej dokonywano poprzez rejestrację natężenia luminescencji anizotropowych nanokryształów organicznych (pełniących tutaj rolę sondy), znajdujących się w polu fali zanikającej, generowanej światłem UV o długości fali 325 nm, przy płaskiej powierzchni kwarcowej półkuli.

Nanokryształy organiczne użyte w tym doświadczeniu to podłużne struktury, o szerokości około 400 nm, wysokości do 100 nm i długości do kilkuset mikrometrów, absorbujące głównie w zakresie 320-360 nm. Maksimum reemisji następuje w zakresie 420-450 nm. Wzrost nanokryształów dokonuje się w procesie samoorganizacji, na przykład na powierzchni rozwarstwowanego muskowitu [10]. Rys. 4 b) przedstawia schemat fragmentu nanokryształu na powierzchni muskowitu, z widocznym układem molekuł składowych *p*-6P (para-heksafenylenu). Najistotniejszą cechą tych nanokryształów, z punktu widzenia użycia ich jako próbników pola bliskiego są: 1) orientacja osi optycznej, zgodna z kierunkiem długiej osi molekuł, 2) bardzo wysoka wydajność luminescencji, 3) silna anizotropia optyczna – polaryzacyjna, 4) istnienie (przy odpowiednich warunkach wzrostu) nawet milimetrowych domen praktycznie idealnie równoległych nanokryształów. Na Rys. 4 c) jest przedstawione zdjęcie grupy (domeny) nanokryształów *p*-6P z mikroskopu fluorescencyjnego, przy wzbudzaniu światłem UV lampy rtęciowej. Jako uzupełnienie informacji o nanokryształach, na Rys. 4 d) jest ukazana ich kolejna cecha (tutaj – dla nanokryształów z materiału PPTPP na podkładzie KCl [11]) – zdolność do prowadzenia światła (waveguiding). Lewa strona rysunku to obraz z mikroskopu fluorescencyjnego, analogiczny do tego z części c). Prawa strona to obraz przy lokalnym, impulsowym wzbudzeniu dwufotonowym – prowadzenie światła jest widoczne pośrednio, poprzez straty na defektach w strukturze nanokryształu.

Obrót domeny jednakowo zorientowanych nanokryształów w płaszczyźnie płaskiej powierzchni półkuli pozwolił na przestrzenną analizę polaryzacji fali zanikającej (patrz Rys. 5 i 6 w pracy [H3]). Istotą interpretacji wyników pomiarów było odtworzenie względnego natężenia poszczególnych składowych pola elektrycznego fali zanikającej na podstawie znajomości orientacji przestrzennej osi molekuł budujących nanokryształy. Pomiarów dokonano w dwóch konfiguracjach. W pierwszej konfiguracji istotnymi elementami były warstwy (w kolejności od strony półkuli kwarcowej): mika, nanokryształy, powietrze. W drugiej były to: kwarc, powietrze (około 200 nm), nanokryształy, mika. W obu przypadkach zmierzone stosunki wielkości składowych pola elektrycznego ( $E_x/E_y$  oraz  $E_x/E_z$ , zgodnie z układem współrzędnych z Rys. 3 w pracy [H3]) w funkcji kąta padania są zgodne z rachunkami bazującymi na równaniach Fresnela, z uwzględnieniem globalnego czynnika skalującego. Istnienie tego czynnika jest uzasadnione głównie dichroizmem miki.



Rys. 4. a) eksponencjalny zanik natężenia fali zanikającej, zmierzony przez autora w mikroskopie SNOM, b) schemat fragmentu nanokryształu *p*-6P na powierzchni muskowitu (źródło: [12]) – widok z góry (u góry) i widok z boku (u dołu); LNA – long needle (nanocrystal) axis, LMA – long molecular axis, c) kryształy organiczne *p*-6P zobrazowane w mikroskopie fluorescencyjnym, wzbudzone światłem UV 365 nm, d) zaobserwowane przez autora prowadzenie światła (waveguiding) w nanokryształach PPTPP – po lewej: obraz z mikroskopu fluorescencyjnego (wzbudzenie światłem UV 365 nm); po prawej: lokalne, dwufotonowe wzbudzenie impulsami femtosekundowymi o długości fali około 800 nm. Strzałki wskazują miejsca strat prowadzonego światła na defektach w strukturze nanokryształu.

Do pracy [H3] odnoszą się między innymi prace, w których jest dyskutowany bardzo popularny ostatnio temat poprzecznego spinowego momentu pędu światła [13], [14]. Konfiguracja, w której wektor momentu pędu światła jest prostopadły do kierunku propagacji światła został nazwany „kołem fonicznym” (photonic wheel). Istotne jest, że w przypadku kołowej polaryzacji fali padającej, zwrot tego momentu pędu nie zależy od skrętności polaryzacji fali padającej, a jedynie od kierunku propagacji fali zanikającej, co zostało wykorzystane w eksperymentach, opisanych między innymi w pracy [15].

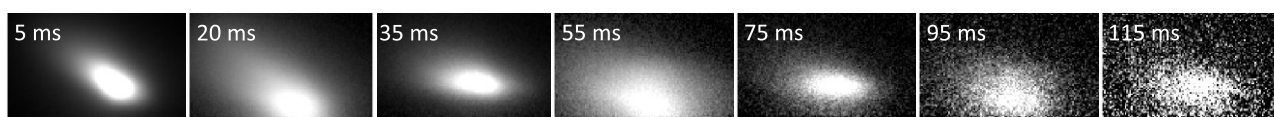
Głównym wynikiem pracy [H3] jest:

- 1) doświadczalne potwierdzenie istnienia niepoprzecznej składowej pola elektrycznego fali zanikającej, w płaszczyźnie padania, w efektywnym kierunku propagacji fali zanikającej. Stan polaryzacji fali zanikającej był mierzony dotychczas w bardzo niewielu eksperymentach, głównie ze względu na trudności eksperymentalne w badaniu właściwości pola efektywnie ograniczonego przestrzennie w jednym kierunku do kilkuset nanometrów [16, 17, P3]. Stan polaryzacji fali zanikającej, poza wpływem na potencjał dipolowy, będzie mieć istotne znaczenie w bardziej egzotycznych zastosowaniach naukowych, jak generowanie sztucznych pól cechowania dla neutralnych atomów [18] (patrz również punkt 2 na końcu opisu pracy [H5]).
- 2) wykazanie, że anizotropowe nanokryształy organiczne mogą pełnić rolę efektywnych, lokalnych próbników optycznego pola bliskiego.

#### H4. „Optical surface devices for atomic and atom physics”

Po przeprowadzeniu badań z wykorzystaniem optycznej siły dipolowej generowanej w przewężeniu gaussowskich, skupionych wiązek laserowych (prace [H1] oraz [H2]) oraz eksperymentalnym zbadaniu stanu polaryzacji fali zanikającej (prace [H3] oraz [P3]), powróciłem do siły dipolowej, której źródłem jest właśnie fala zanikająca. Gdy fala zanikająca jest odstrojona ku niebieskiemu od rezonansu atomowego, na spadające na lustro optyczne atomy działa siła odpychająca w kierunku prostopadłym do powierzchni pryzmatu. Optyczne lustro dipolowe, zapewniające odbicie elastyczne, zostało po raz pierwszy zrealizowane dla atomów termicznych w 1987 roku [19], a dla atomów z pułapki MOT w 1990 [20]. Dotychczas zbadano eksperymentalnie m.in.: pewne aspekty odbicia atomów w dipolowym lustrze optycznym (np. wpływ chropowatości powierzchni pryzmatu [21]), wykorzystano chłodzenie w odbiciu nieelastycznym [22] (także jako jeden z etapów uzyskania kondensatu BEC [23]), przeprowadzono eksperymenty z dziedziny optyki atomów [24].

Układ optyczny, próżniowy i elektroniczny istniejącego w naszym laboratorium lustra dla atomów, skonstruowanego w ramach przygotowywania pracy doktorskiej, został przebudowany, między innymi dostosowując go do korzystania z izotopu rubidu 87, zamiast 85. Dodano również układ obrazowania absorpcyjnego, oprócz istniejącego fluorescencyjnego. Optymalizacja parametrów układu, takich jak: odstrojenie i natężenie fali zanikającej, redukcja światła rozproszonego, wydajność obrazowania chmury atomów, zaowocowały uzyskaniem trzech kolejnych odbić – przedstawionych na Rys. 5 (temperatura chmury atomów wynosiła około 20  $\mu$ K, a wysokość spadku – 2 mm).



Rys. 5. Uzupełnienie, nie zamieszczone w publikacji – trzy kolejne odbicia chmury atomów rubidu 87 od optycznego potencjału dipolowego fali zanikającej, ukazujące wysoką jakość naszego układu. Powierzchnia pryzmatu dielektrycznego jest zaznaczona białą linią przerywaną. Środek chmury osiągał powierzchnię w czasie około 20, 60 i 100 ms od uwolnienia atomów z pułapki MOT.

Głównym wynikiem pracy [H4] jest:

- 1) przedstawienie konstrukcji oraz możliwości zbudowanego w naszym laboratorium dipolowego lustra dla zimnych atomów rubidu z pułapki MOT. Lustro to zostało wykorzystane między innymi w badaniach opublikowanych w pracy [H5], dotyczących przekazu pędu między falą zanikającą a atomami (patrz Rys. 5 z pracy [H4]).
- 2) eksperymentalne i numeryczne zobrazowanie zmian gęstości chmury atomów w trakcie spadku i odbicia chmury od lustra na fali zanikającej, w reżimie, w którym widoczny jest efekt (klasyczny), ponownego ogniskowania ekspandującej chmury atomów w kierunku pionowym (zgodnym z kierunkiem grawitacji, patrz Rys. 4 w pracy [H4]). Efekt ten (zaobserwowany wcześniej dla odbicia od płaskiej wiązki światła [25]) można interpretować jako przypadek „fałdy” w teorii katastrof [26, 27]. Przeprowadzone rachunki numeryczne pozwoliły mi na zdobycie doświadczenia, wykorzystanego później w rozbudowanych symulacjach w pracach [H8] i [H9].
- 3) syntetyczne, ale dość wyczerpujące podsumowanie dotychczasowych realizacji oraz zastosowań badawczych dipolowych lusterek optycznych dla atomów. Porównanie możliwości, które już wykorzystano, a które może naprawdę dać oddziaływanie atomów z powierzchniowymi potencjałami dipolowymi, doprowadziły mnie do wniosku, że najciekawsze zastosowania jeszcze nie zostały wprowadzone. Dotychczasowe badania dotyczyły bowiem głównie potencjału dipolowego o gładkim (na przykład gaussowskim) rozkładzie w płaszczyźnie pryzmatu. Tymczasem wszelkie zastosowania związane z

deterministycznym prowadzeniem czy adresowaniem atomów, wymagają potencjałów strukturyzowanych. Dlatego też w dalszej działalności (prace [H8] i [H9]) wykorzystałem polarytony plazmonów powierzchniowych, które dają takie możliwości.

#### **H5. „Evanescent wave mirror for cold atoms – A quasi-resonant case”**

Jedną z najważniejszych trudności w dziedzinie dipolowych pułapek optycznych jest niekoherentne rozpraszanie fotonów, zależne od natężenia światła oraz odstrojenia od rezonansów atomowych. Oczywiście metodą redukcji elastycznego rozpraszania fotonów jest użycie bardzo dużych odstrojeń (dziesiątki, setki czy nawet więcej nanometrów), przy odpowiednio dużych natężeniach światła w znanych pułapkach typu FORT [1]. Zastosowanie takich parametrów nie zawsze jednak jest możliwe czy wygodne, a do niektórych badań – j. W dipolowym lustrze na fali zanikającej przekaz pędu pomiędzy tą falą a atomami następuje w kierunku jej propagacji – czyli wzdłuż powierzchni pryzmatu, powodując w efekcie poziome przesunięcie odbijanej chmury, co jest uwidocznione na Rys. 5 z pracy [H4]. Dotychczas wykonano tylko jedno systematyczne pomiary przekazu pędu pomiędzy chmurą zimnych atomów i falą zanikającą w lustrze dipolowym z powierzchnią dielektryczną, tylko w reżimie relatywnie dużego (w kontekście pomiarów przekazu pędu) odstrojenia fali zanikającej (32 do 230  $\Gamma$ ) oraz tylko dla polaryzacji TM [28]. W naszych badaniach został zmierzony przekaz pędu (liczba rozproszonych fotonów) dla bardzo małych odstrojeń od rezonansu – 2 do 6  $\Gamma$ , dla obydwu polaryzacji TM i TE. Dla tak małych odstrojeń, przesunięcie chmury atomów po oddziaływaniu z falą zanikającą, po czasie kilkudziesięciu milisekund, jest makroskopowe – rzędu milimetrów. Wynika to z przekazu pędu, wynikającego z nieelastycznego rozproszenia nawet 55 fotonów. Pomiary dokonano w dwóch konfiguracjach – a) klasycznej, w której atomy są odbijane w polu pojedynczej fali zanikającej i b) rozszerzonej, w której używane są dwie, przekrywające się fale zanikające, niezależnie włączane – główna, bliska rezonansu i pomocnicza, daleko odstrojona (2.5 GHz). Konfiguracja (b) pozwoliła na znaczne zwiększenie precyzji pomiarów, dzięki użyciu położenia chmury odbitej tylko od fali pomocniczej jako położenia odniesienia. Pozwoliło to na redukcję błędów systematycznych, wynikających z a) niecentralnego osiągnięcia lustra dipolowego przez chmurę atomów (vide Rys. 4 w pracy [H4]), b) odstępstwa od pionowego spadku chmury atomów (istnienie poziomej składowej prędkości początkowej).

Głównym wynikiem pracy [H5] jest:

- 1) precyzyjne zbadanie nieelastycznego rozpraszania fotonów w dipolowym lustrze optycznym, dla bardzo małych odstrojeń od rezonansu
- 2) pokazanie teoretyczne (i eksperymentalne), że liczba rozproszonych fotonów w dipolowym lustrze optycznym na pojedynczej fali zanikającej nie zależy od natężenia światła fali zanikającej – dla dowolnego parametru nasycenia. Dotychczasowe wyliczenia zakładały bowiem brak nasycenia i bazowały (co nie jest konieczne), na analizie trajektorii odbijanego atomu,
- 3) skonstruowanie układu eksperymentalnego, w którym na podstawie pomiaru prędkości poziomej środka ciężkości chmury atomów jesteśmy w stanie dokonać detekcji średniej liczby rozproszonych fotonów na poziomie 1/2.

Zastosowaniem badawczym skonstruowanego przez nas lustra dipolowego będzie:

- 1) zbadanie przekazu tzw. pseudopędu pomiędzy falą zanikającą a atomami. Eksperyment polega na precyzyjnym pomiarze poziomej prędkości (pędu) atomów, po ich oddziaływaniu z falą zanikającą i porównaniu z przewidywaniami, uwzględniającymi kąt padania światła, stan polaryzacji fali zanikającej i strukturę nadsubtelną atomów rubidu, wraz z prawdopodobieństwami przejść pomiędzy nimi. Wstępne wyniki pomiarów zostały już przedstawione w pracy doktorskiej [29] w rozdziale 1.3.

- 2) wykorzystanie zdobytego doświadczenia w przeprowadzeniu pomiarów wpływu sztucznego pola magnetycznego na zachowanie zimnych i ultrazimnych atomów w polu fali zanikającej [30]. Sztuczne pole magnetyczne odpowiada wytworzeniu warunków, w których ruch atomów obojętnych elektrycznie przypomina ruch cząstki naładowanej w polu magnetycznym. Manifestacją istnienia sztucznego pola magnetycznego w zaawansowanym eksperymencie jest powstawanie wirów w kondensacie Bosego-Einsteina. W wersji prostszej, możliwej do realizacji właśnie w naszym układzie eksperymentalnym, sztuczne pole magnetyczne powoduje odbicie części (5%) atomów przy powierzchni pryzmatu poprzez „siłę Lorentza”, generowaną w polu fali zanikającej i dodatkowej „objętościowej”. Wyzwaniem przy realizacji tego doświadczenia jest bardzo precyzyjne przygotowanie mechanicznych warunków początkowych dla atomów – prędkości i kierunku oraz uzyskanie bardzo małego kąta padania wiązki generującej falę zanikającą, względem kąta granicznego (0.3 mrad). Możliwe jest również zrealizowanie eksperymentu w nieco innej konfiguracji, zaproponowanej w artykule [18].

#### **H6. „Two laser interference visible to the naked eye”**

#### **H7. „Construction and performance of an optical phase and frequency lock of diode lasers”**

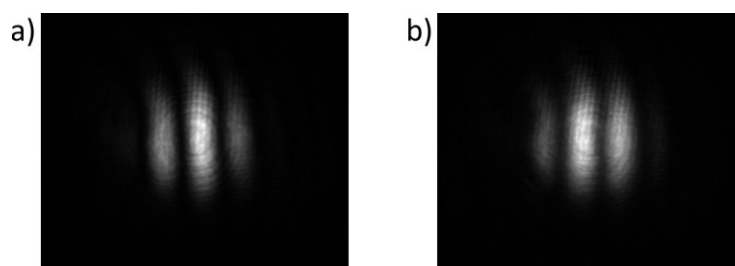
Oddziaływanie atomów ze światłem silnie zależy od odstrojenia światła od rezonansu optycznego (bądź najczęściej – rezonansów) w atomach, gdy to odstrojenie jest relatywnie małe, czyli w zakresie od zera do kilku-kilkunastu gigaherców. Od odstrojenia zależy bowiem zarówno efektywny potencjał dipolowy (jak  $1/\Delta$ ) a zatem i siła dipolowa, jak również częstość niekoherentnego rozpraszania fotonów (jak  $1/\Delta^2$ ), a co za tym idzie – siła ciśnienia światła [1]. Wynika stąd, że w badaniach, w których te wielkości są kluczowe, kluczowa jest też stabilność częstotliwości użytych laserów. Dlatego też, jednym z tematów rozmów fizyków-eksperymentatorów podczas wizyt w innych laboratoriach jest właśnie zagadnienie stabilizacji i kontroli częstotliwości laserów. W związku z tym, w kontekście prowadzenia badań bazujących na optycznej sile dipolowej, zająłem się zagadnieniem precyzyjnej stabilizacji o bardzo dobrych parametrach, realizowanej dzięki najnowszym układom elektronicznym.

Popularna metoda stabilizacji częstotliwości laserów do bezwzględnego źródła odniesienia – czyli linii atomowych bądź molekularnych, nie zawsze zapewnia łatwe dostrojenie lasera do żądanej częstotliwości – innej niż właśnie częstotliwość tych linii, w szczególności w przypadku generowania optycznych potencjałów dipolowych. Ponadto, w podstawowej wersji istnieją tylko ograniczone możliwości kontrolowanego, precyzyjnego przestrajania lasera. Dokonuje się tego zazwyczaj modulatorami akusto-optycznymi lub elektro-optycznymi, ewentualnie polem magnetycznym, z wykorzystaniem efektu Zeemana [9]. Nie sposób wymienić tu wszystkich metod stabilizacji częstotliwości laserów – opis kilku z nich można znaleźć w pracy [31]. Ponadto, warto wymienić ważną metodę, nazwaną nazwiskami twórców „Pound-Drever-Hall” stabilizacji do sygnału odbiciowego wnęki rezonansowej [32]. Dzięki zastosowaniu modulacji fazowej światła laserowego, proces stabilizacji jest niezależny od natężenia światła lasera, w przeciwieństwie do prostszej metody stabilizacji na zboczu prążka interferencyjnego wnęki.

Metoda stabilizacji elektronicznej częstotliwości i fazy lasera, za pomocą tak zwanej optycznej pętli synchronizacji fazy (optical phase locked loop, OPLL [33]), której dotyczą prace [H6] i [H7], stanowi odrębną klasę układów stabilizacji. Zapewnia ona bowiem stabilizację częstotliwości (a opcjonalnie też fazy) światła *względem* światła z innego lasera – który sam zazwyczaj jest stabilizowany bezwzględnie, jedną z zasygnalizowanych powyżej metod. Ściślej, sygnał dudnień światła dwóch laserów (a zatem różnica ich fazy i częstotliwości) jest stabilizowany do sygnału generatora wzorcowego. Rozwój i miniaturyzacja elektroniki, w szczególności tej przeznaczonej do nowoczesnych układów radiowych, pozwoliły na realizację pętli OPLL praktycznie na jednym,

specjalizowanym układzie scalonym [34]. Taka pętla OPLL zapewnia również wygodne i szybkie przestrajanie częstotliwości lasera.

W pracy [H6] zaprezentowano, najprawdopodobniej po raz pierwszy, subhercową stabilność pętli OPLL, poprzez generację widocznych gołym okiem, stabilnych prążków interferencyjnych dla światła pochodzącego z dwóch różnych laserów – w tym przypadku diodowych, sprzężonych właśnie pętlą OPLL (patrz Rys. 6). Eksperymenty mające na celu obserwację interferencji dla światła laserowego pochodzącego z różnych źródeł, rozpoczęto już w 1963 roku, dla laserów rubinowych [35] i w 1967 roku dla pojedynczych fotonów [36]. Niski stopień względnej spójności źródeł sprawia, że czas rejestracji prążków musi być dostatecznie krótki – rzędu odwrotności różnicy częstotliwości interferujących wiązek. Typowo, bez dodatkowych układów stabilizujących, czas ten wynosi jedynie dziesiątki nanosekund i prowadzi do trudności eksperymentalnych, a kontrast prążków jest niski (przykładowo – 15%). W pracy [H6], dzięki stabilizacji względnej częstotliwości i fazy światła dwóch laserów oraz dzięki zrównaniu częstotliwości ich światła modulatorem akusto-optycznym, osiągnięto czasy obserwacji stabilnych prążków na poziomie kilku sekund. Czas ten to jedynie dolna granica – w rzeczywistości jest najprawdopodobniej znacznie dłuższy, a obserwacja prążków była delikatnie zaburzana fluktuacjami współczynnika załamania powietrza w interferometrze. Kilka eksperymentów z dziedziny interferometrii z dwoma laserami (wliczając ten autora autoreferatu) jest krótko opisanych w pracy [37].



Rys. 6. Stabilne, widoczne gołym okiem prążki interferencyjne dla światła z dwóch różnych laserów, o stabilizowanej względnej częstotliwości i fazy. Kontrast prążków: a) 92%, b) 68% (w zależności od parametrów pętli OPLL).

W związku z faktem obserwacji interferencji dla dwóch różnych laserów, eksperyment autora jest kolejną, ale dość spektakularną ilustracją dla dyskusji rozpoczętej przez Paula Diraca, który napisał: „Each photon then interferes only with itself. Interference between two different photons can never occur” [38]. Dyskusję tego problemu, oraz finalny komentarz Roya Glaubera można prześledzić między innymi w pracach [39, 40, 41, 42].

Głównym wynikiem pracy [H7] jest przedstawienie systematycznej analizy parametrów zoptymalizowanej pętli OPLL, opisanej w pracy [H6], także pod kątem jej przydatności do stabilizacji laserów używanych do generowania potencjałów dipolowych. Przebadane zostały pętle bazujące na specjalistycznych układach firmy Analog Devices dla szeregu konfiguracji dotyczących zarówno montażu mechaniczno-elektrycznego, jak też parametrów filtra pętli sprzężenia zwrotnego, wartości dzielników N i R (sygnału stabilizowanego i referencyjnego) czy też konfiguracji układu optycznego i samego elektronicznego. Ponadto, pokazany został wpływ parametrów szumowych generatora referencyjnego na szum w sygnale dudnień. Standardowo używaną miarą jakości stabilizacji względnej fazy jest jej wariancja. Jej najmniejsza (najkorzystniejsza) wartość wyniosła  $0.09 \text{ (rad)}^2$ . Wśród szeregu przebadanych parametrów pętli OPLL, na uwagę zasługuje szybkość zmian stabilizowanej częstotliwości sygnału dudnień wraz ze zmianami częstotliwości generatora referencyjnego, wynosząca nawet  $1.5 \text{ GHz/ms}$ . Zaprezentowano również ilościowy pomiar jakości stabilizacji lasera pętlą OPLL, mierząc kontrast prążków interferencyjnych obserwowanych dla światła pochodzącego z dwóch laserów diodowych – zgodnie z powyższym komentarzem do pracy [H6].

Warto zwrócić uwagę, że bardzo dobre właściwości pętli OPLL uzyskano dla typowych, spotykanych w laboratoriach konfiguracji (na przykład 100 ns opóźnienia w pętli sprzężenia, wynikającego z zastosowania światłowodów i długich przewodów elektrycznych), a sama część elektroniczna zapewnia elastyczność działania (np. zakres stabilizacji  $\pm 7$  GHz), przy prostocie zapewniającej szybkie wykonanie i wdrożenie układu w laboratorium.

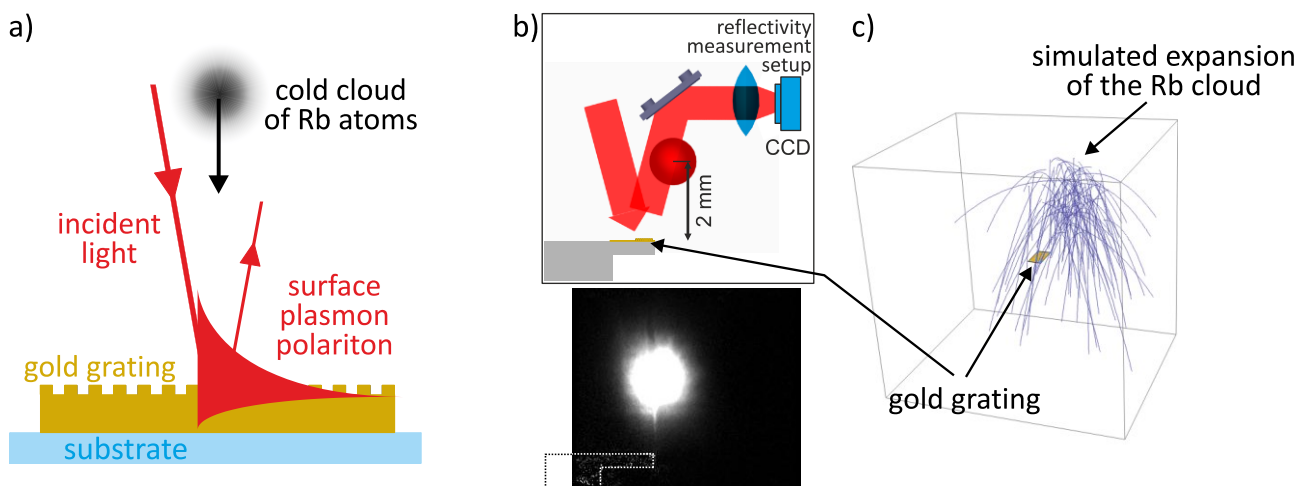
Skonstruowane przeze mnie pętli OPLL były i są wykorzystywane w naszych badaniach w układach plazmonowych dipolowych luster optycznych (prace [H8, H9]), a także pomocniczo w układzie *chipu atomowego* (praca [P4]).

## **H8. „Optical dipole mirror for cold atoms based on a metallic diffraction grating”**

Jak wspomniano przy omawianiu pracy [H4], manipulowanie ruchem atomów przy pomocy dipolowych potencjałów fali zanikającej zostało rozwinięte głównie w latach dziewięćdziesiątych XX wieku (patrz np. [43]). Możliwości tego typu układów można w pełni wykorzystać, gdy potencjał optyczny będzie modyfikowany w skali submikronowej. Otworzy to drogę zaawansowanym, precyzyjnym zastosowaniom, jak na przykład obliczenia kwantowe.

Rozwijając znaną ideę dipolowego lustra dla zimnych atomów, bazując na doświadczeniu zdobytym w badaniach opisanych w pracach [H4] i [H5], zwróciłem uwagę na falę zanikającą, stowarzyszoną z plazmonami powierzchniowymi na granicy metal-dielektryk [44]. Lustro dipolowe bazujące na polarytonach plazmonów powierzchniowych były już przedstawiane w literaturze [45] – w standardowej konfiguracji Kretschmanna. Rozwiązanie takie różni się od zwykłego lustra na fali zanikającej w zasadzie tylko obecnością cienkiej warstwy metalicznej (srebro, złoto) na powierzchni pryzmatu oraz istnieniem jednego, konkretnego kąta padania, dla którego zachodzi rezonans plazmonowy. Ponadto, wzmocnienie pola plazmonowego względem natężenia wiązki padającej jest nawet 20 razy większe niż dla przypadku fresnelowskiej fali zanikającej. Pierwsza próba wprowadzenia struktur mikronowych i submikronowych do układu Kretschmanna jest opisana w artykule [46].

W pracy [H8] zostało po raz pierwszy zaproponowane i zrealizowane nowe rozwiązanie, w którym atomy poruszają się w optycznym potencjale dipolowym polarytonów plazmonów powierzchniowych, generowanych na powierzchniowych strukturach submikronowych w warstwie złota. Sama struktura to tutaj periodyczna siatka dyfrakcyjna, której geometria została starannie zoptymalizowana pod kątem efektywności wzbudzania SPP. Dla znalezienia optymalnej wysokości struktury oraz współczynnika wypełnienia (dla wybranej stałej siatki, podyktowanej możliwościami produkcyjnymi), użyta została metoda RCWA [47], z uwzględnieniem także rzeczywistego profilu struktury, zbadanego mikroskopem sił atomowych (AFM). Struktura, przygotowana została metodą litografii elektronowej w polimerze, a badania optyczne w polu dalekim potwierdziły bardzo wysoką efektywność wzbudzania SPP monochromatyczną wiązką skolimowaną. Na Rys. 7 a) jest przedstawiona bardzo poglądowo idea dipolowego lustra optycznego dla atomów, a w części b) schemat głównej części eksperymentu (u góry) oraz zdjęcie chmury atomów tuż po uwolnieniu jej z pułapki MOT oraz przesunięciu z położenia początkowego nad złotą strukturę. Na Rys. 7 c) widać przykładową wizualizację początkowego etapu symulacji numerycznych – uwalniania atomów z pułapki MOT.



Rys. 7. a) schematyczne przedstawienie idei dipolowego lustra plazmonowego dla zimnych atomów (skala nie jest zachowana), b) wizualizacja realizacji eksperymentalnej: u góry – schemat rzeczywistego układu, w którym wiązka generująca SPP jest jednocześnie monitorowana optycznie w celu zapewnienia pracy w reżimie rezonansu plazmonowego; u dołu – chmura atomów tuż po uwolnieniu z pułapki MOT i dynamicznym przesunięciu dodatkowym polem magnetycznym nad środek złotej struktury, c) wizualizacja początkowego etapu obliczeń numerycznych – uwolnienie atomów z pułapki.

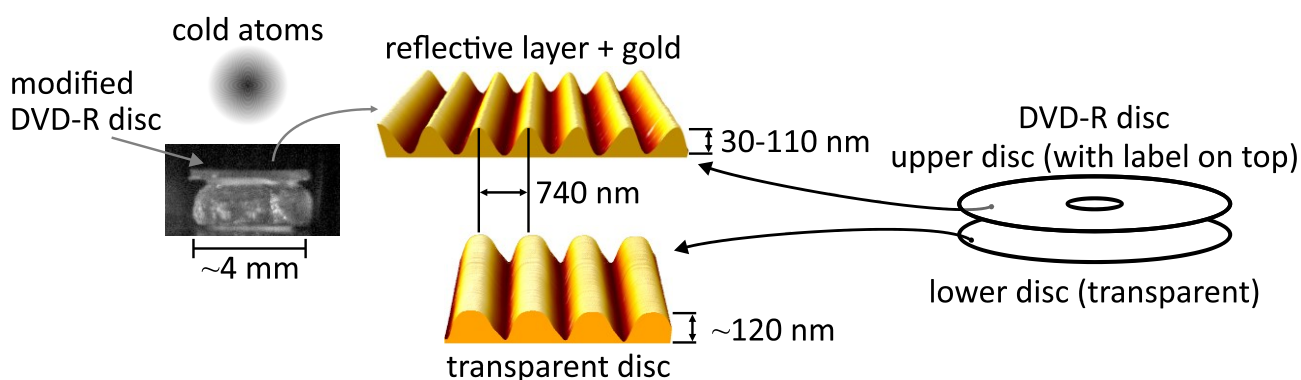
Głównym wynikiem pracy [H8] jest zaproponowanie, eksperymentalne zrealizowanie i numeryczne zasymulowanie działania pierwszego dipolowego lustra optycznego dla zimnych atomów, bazującego na polarytonach plazmonów powierzchniowych generowanych bezpośrednio na metalicznych strukturach submikronowych. Wykazano, że współczynnik odbicia dla atomów, które trafiają w obszar struktury wynosi 100%. Obliczenia numeryczne pozwoliły na zaprojektowanie parametrów geometrycznych struktury, zapewniających bardzo efektywne wzbudzenie SPP, a jednocześnie będących (jak bezpośrednio wykazano) w zakresie możliwości produkcyjnych współczesnych mikroskopów elektronowych. Powierzchniowe układy optyczne są konkurencyjne dla magnetycznych *chipów atomowych*. Mikroskopowe powierzchniowe pułapki magnetyczne zapewniają silne gradienty pól magnetycznych i rozdzielczość przestrzenną na poziomie kilkunastu mikrometrów (patrz też praca [P4]), jednak ich poważną wadą jest istnienie dekoherencji w atomach, które znajdują się w odległościach rzędu mikrometrów od powierzchni *chipu atomowego* [48]. Źródłem tej dekoherencji jest głównie szum Johnsona w przewodnikach i szumy techniczne natężenia prądu. Istotną rolę grają również zaburzenia magnetycznego potencjału dipolowego, wynikające z niejednorodnego przepływu prądu w przewodnikach w skali mikro, także w obecności niedoskonałości wykonania tych przewodników [49]. W plazmonowych układach optycznych rozdzielczość przestrzenna nie jest ograniczona dyfrakcyjnie, a struktury metaliczne pozwalają na silną lokalizację pola elektromagnetycznego o częstotliwościach optycznych w objętościach o średnicy rzędu nanometrów [50, 51]. Pozwoli to na zbudowanie bardzo ciasnych, zlokalizowanych dipolowych pułapek optycznych dla atomów.

#### H9. „Surface plasmon polaritons probed with cold atoms”

Rozwijając badania przedstawione w pracy [H8], zaproponowałem użycie plazmonowego lustra dla atomów rubidu do pomiaru efektywnego natężenia polarytonów plazmonów powierzchniowych. Metoda ta jest komplementarna względem na przykład mikroskopii bliskiego pola SNOM (scanning near-field optical microscope). Mikroskop SNOM zapewnia bowiem pomiar rozkładu przestrzennego natężenia światła z rozdzielczością submikronową, ale określenie bezwzględnej wartości natężenia jest bardzo problematyczne. W naszej metodzie, ze względu na makroskopowe obrazowanie chmury atomów odbijanej od odpychającego potencjału dipolowego

SPP, nie jest zapewniona przestrzenna rozdzielczość badania tego potencjału. Z drugiej jednak strony, systematyczny pomiar liczby atomów odbijanych od lustra dipolowego w funkcji natężenia światła wzbudzającego SPP, pozwala na wyliczenie ich bezwzględnego natężenia (przy założeniu znajomości oddziaływania van der Waalsa). Oczekiwana liczba atomów (porównywana z wynikami eksperymentalnymi), które zostały odbite w potencjale SPP, była wyliczana numerycznie, na bazie (znacznie rozwiniętych i uzupełnionych) symulacji, przedstawionych w pracy [H4]. Metoda ta jest zatem w pewnym sensie odwróceniem idei pomiaru znanego z artykułu [52], w której zakładano znajomość potencjału dipolowego, a wyliczano potencjał van der Waalsa.

Uzyskanie wiarygodnych wyników w omawianych badaniach jest możliwe dla dostatecznie dużej liczby obrazowanych atomów. To wymaga z kolei (w przypadku korzystania ze standardowej pułapki MOT jako źródła zimnych atomów) zastosowania lustra dipolowego o dużej powierzchni efektywnej – co najmniej kilku  $\text{mm}^2$ . Aby spełnić ten warunek, zaproponowałem wykorzystanie dostępnych powszechnie płyt DVD $\pm$ R i DVD $\pm$ RW, unikając bardzo kosztownej produkcji struktur submikronowych o dużych rozmiarach całkowitych przy użyciu skaningowej litografii elektronowej. Zastosowanie płyt DVD (oraz CD) do generowania SPP było już sygnalizowane w literaturze (patrz np. [53]), także w celu konstrukcji sensorów plazmonowych. W pracy [H9] jednak zaproponowaliśmy i zrealizowaliśmy nową i bardzo efektywną metodę wykorzystania płyt DVD $\pm$ R i DVD $\pm$ RW. Na Rys. 8 są przedstawione rysunki uzupełniające te z pracy [H9]. Po lewej stronie jest widoczna chmura zimnych (około 30  $\mu\text{K}$ ) atomów, próbujących potencjał dipolowy polarytonów plazmonów powierzchniowych, generowanych na zmodyfikowanej wewnętrznej strukturze płyty DVD-R. Na środkowej części rysunku jest przedstawiona rzeczywista topografia wewnętrznej powierzchni dwóch składowych krążków nagrywalnej płyty DVD (naszkicowanej po prawej stronie rysunku).



Rys. 8. Po lewej: zmodyfikowany fragment płyty DVD-R zamocowany na aluminiowej podstawie, umieszczony w układzie próżniowym. Pośrodku i po prawej: wewnętrzna struktura zapisywalnych płyt DVD.

W naszej nowej metodzie jest wykorzystywany „górny” dysk, po rozpuszczeniu i usunięciu barwnika (w przypadku płyt R) lub po oczyszczeniu (w przypadku płyt RW) oraz napyleniu około 120 nm warstwy złota na oryginalnie istniejącej warstwie aluminium (i tytanowej warstwie zwilżającej). Badania optyczne i numeryczne pokazują bardzo wysoką efektywność wzbudzania polarytonów plazmonów powierzchniowych w takim układzie, ze względu na: a) użycie złota, a nie oryginalnej warstwy aluminium, b) wybranie płyt ze strukturami o optymalnym kształcie i wysokości, c) użycie płyt zapisywalnych, ze względu na istniejącą w nich ciągłą strukturę – w przekroju sinusoidalną.

Dielektryczny podkład, na którym znajduje się warstwa aluminium i napyłonego złota sprawia, że termiczne rozpraszanie plazmonów skutkuje znacznym wzrostem temperatury całej struktury – nawet do 200  $^{\circ}\text{C}$ , powodując trwałe, lokalne uszkodzenie płyty DVD. Impulsowe wzbudzanie SPP pozwala na kontrolowaną redukcję podgrzewania struktury. Jak wykazaliśmy, utrzymywanie

temperatury z zakresu 40-60 °C zapewnia redukcję adsorpcji rubidu na powierzchni złota, a także zapewnia jego częściową desorpcję, w przypadku istnienia już zaadsorbowanej cienkiej warstwy. Metoda ta może zastąpić lub uzupełnić rozwiązania opierające się na użyciu dodatkowych laserów (często w konfiguracji Kretschmanna) w zakresie UV bądź w reżimie impulsów nanosekundowych [54, 55].

Głównym wynikiem pracy [H9] jest zatem:

- 1) pomiar natężenia polarytonów plazmonów powierzchniowych, generowanych na metalicznej odbiciowej siatce dyfrakcyjnej. Maksymalny stosunek efektywnego natężenia SPP do natężenia wzbudzającej wiązki laserowej wynosi 90,
- 2) zaproponowanie i zweryfikowanie nowej, bardzo efektywnej metody wykorzystania wewnętrznej struktury zapisywalnych płyt DVD do generowania polarytonów plazmonów powierzchniowych na dużych powierzchniach – powyżej mm<sup>2</sup>,
- 3) bezpośrednie zbadanie termicznego rozpraszania polarytonów plazmonów powierzchniowych i wykorzystanie tego efektu do redukcji adsorpcji rubidu na powierzchni złota.

### **Dalsze prace**

Tematyka podjęta w opisanych powyżej badaniach jest obecnie kontynuowana w naszym laboratorium. W przygotowaniu są dwie publikacje (punkty 1 i 2) oraz badania (punkt 3):

- 1) Uzupełniając pracę [H9], systematycznie przebadaliśmy szereg wewnętrznych struktur płyt DVD±R i DVD±RW głównie ze względu na efektywność wzbudzania na nich polarytonów plazmonów powierzchniowych światłem z zakresu długości fali 633 do 1090 nm, pod kątem zastosowań zarówno w dziedzinie fizyki atomowej, jak też sensorów plazmonowych. W literaturze bowiem są dostępne jedynie pojedyncze opisy konkretnych rozwiązań, dla konkretnych długości fali. Wszystkie pomiary są uzupełnione analizą efektów termicznych, towarzyszących dyssypacji energii plazmonów powierzchniowych w warstwie złota.
- 2) W pracach [H8] i [H9] skupiliśmy się na generowaniu dipolowych potencjałów optycznych na metalicznych strukturach dyfrakcyjnych odbiciowych. Aby zredukować wpływ światła wzbudzającego SPP na atomy (poprzez niekoherentne rozpraszanie fotonów), zaprojektowaliśmy metaliczną siatkę transmisyjną, w której światło wzbudzające SPP pada na strukturyzowaną warstwę metaliczną po przeciwnej stronie niż atomy i generowane SPP. Takie struktury zostały wykonane w mikroskopie typu FIB (focused ion beam) w grupie prof. Franciszka Kroka z naszego Wydziału. Struktury transmisyjne już przebadaliśmy w polu bliskim w mikroskopie SNOM (udostępnionym przez dr. hab. Jakuba Rysza z naszego Wydziału) i w polu dalekim, z rozdzielczością kątową. Obliczenia numeryczne pokazują, że siatki transmisyjne są obiecujące pod kątem zastosowań w sensorach plazmonowych.
- 3) W przygotowaniu są badania sztucznego pola magnetycznego, generowanego dla atomów w polu fali zanikającej i objętościowej, tuż przy powierzchni pryzmatu dielektrycznego – zgodnie z krótką informacją na końcu opisu pracy [H5].

### **Literatura**

**do punktu 4 c) omówienie celu naukowego/artystycznego ww. pracy/prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania**

- [1] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, „Optical Dipole Traps for Neutral Atoms”, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000)
- [2] Chikkatur A. P., Shin Y., Leanhardt A. E., Kielpinski D., Tsikata E., Gustavson T. L., Pritchard D. E.

- and Ketterle W., „A Continuous Source of Bose-Einstein Condensed Atoms”, *Science* **296**, 2193 (2002)
- [3] Sebastian Deffner, Christopher Jarzynski, and Adolfo del Campo, „Classical and Quantum Shortcuts to Adiabaticity for Scale-Invariant Driving”, *Phys. Rev. X* **4**, 021013 (2014)
- [4] D. Guéry-Odelin and J. G. Muga, „Transport in a harmonic trap: Shortcuts to adiabaticity and robust protocols”, *Phys. Rev. A* **90**, 063425 (2014)
- [5] Qi Zhang, J G Muga, D Guéry-Odelin and Xi Chen, „Optimal shortcuts for atomic transport in anharmonic traps”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49**, 125503 (2016)
- [6] Anton Öttl, Stephan Ritter, Michael Köhl, and Tilman Esslinger, „Correlations and Counting Statistics of an Atom Laser”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 090404 (2005)
- [7] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle, „Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 582 (1997)
- [8] Guerin W., Riou J.-F., Gaebler J. P., Josse V., Bouyer P. and Aspect A., „Guided Quasicontinuous Atom Laser”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 200402 (2006)
- [9] T. Kawalec, „Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka”, praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2005
- [10] F. Balzer and H.-G. Rubahn, „Dipole-assisted self-assembly of light-emitting p-nP needles on mica”, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3860 (2001)
- [11] Frank Balzer, Manuela Schiek, Arne Lützen, Horst-Günter Rubahn, „Organic Nanofibers from PPTPP”, chapter in: „Interface Controlled Organic Thin Films”, Springer Proceedings in Physics **129**, 11 (2009)
- [12] Jakob Kjelstrup-Hansen, Clemens Simbrunner and Horst-Günter Rubahn, „Organic surface-grown nanowires for functional devices”, *Rep. Prog. Phys.* **76**, 126502 (2013)
- [13] A. Aiello, P. Banzer, „The ubiquitous photonic wheel”, *Journal of Optics* **18**, 085605 (2016)
- [14] Andrea Aiello, Peter Banzer, Martin Neugebauer and Gerd Leuchs, „From transverse angular momentum to photonic wheels”, *Nature Photonics* **9**, 789 (2015)
- [15] C. Junge, D. O’Shea, J. Volz, and A. Rauschenbeutel, „Strong Coupling between Single Atoms and Nontransversal Photons”, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 213604 (2013)
- [16] K. G. Lee et al., „Vector field microscopic imaging of light”, *Nature Photonics* **1**, 53 (2007)
- [17] Y. G. Song, S. Chang, J. H. Jo, „Optically induced rotation of combined Mie particles within an evanescent field of a Gaussian beam”, *Japan. J. Appl. Phys.* **38**, L380 (1999)
- [18] V. E. Lembessis, „Artificial gauge potentials for neutral atoms: an application in evanescent light fields”, *JOSA B* **31**, 1322 (2014)
- [19] V. Balykin, V. Letokhov, Y. Ovchinnikov, and A. Sidorov, „Reflection of an atomic beam from a gradient of an optical field”, *JETP Lett.* **45**, 353 (1987)
- [20] M. Kasevich, D. Weiss, and S. Chu, „Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave”, *Opt. Lett.* **15**, 607 (1990)
- [21] A. Landragin, G. Labeyrie, C. Henkel, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook, and A. Aspect, „Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent-wave mirror”, *Opt. Lett.* **21**, 1591 (1996)
- [22] 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)

- [23] D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, „Two-dimensional Bose-Einstein condensate in an optical surface trap”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 173003 (2004)
- [24] M. Arndt, P. Szriftgiser, and J. Dalibard, „Atom optics in the time domain”, *Phys. Rev. A* **53**, 3369 (1996)
- [25] K. Bongs, S. Burger, G. Birkl, K. Sengstock, W. Ertmer, K. Rzążewski, A. Sanpera, and M. Lewenstein, „Coherent Evolution of Bouncing Bose-Einstein Condensates”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3577 (1999)
- [26] Vladimir Igorevich Arnold, „Catastrophe Theory”, Springer-Verlag, Berlin (1984)
- [27] Serge Rosenblum, Orel Bechler, Itay Shomroni, Roy Kaner, Talya Arusi-Parpar, Oren Raz, and Barak Dayan, „Demonstration of Fold and Cusp Catastrophes in an Atomic Cloud Reflected from an Optical Barrier in the Presence of Gravity”, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 120403 (2014)
- [28] D. Voigt, B. T. Wolschrijn, R. Jansen, N. Bhattacharya, R. J. C. Spreeuw, and H. van Linden van den Heuvell, „Observation of radiation pressure exerted by evanescent waves”, *Phys. Rev. A* **61**, 063412 (2000)
- [29] D. Bartoszek-Bober, „Manipulowanie atomami przy powierzchniach za pomocą potencjałów optycznych i magnetycznych”, praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2013
- [30] Małgorzata Mochol, Krzysztof Sacha, „Artificial magnetic field induced by an evanescent wave”, *Scientific Reports* **5**, 7672 (2015)
- [31] W. Gawlik, J. Zachorowski, „Stabilization of diode-laser frequency to atomic transitions”, *Optica Applicata* **34**, 607 (2004)
- [32] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, „Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator”, *Appl. Phys. B* **31**, 97 (1983)
- [33] J. L. Hall, M. Long-Sheng, and G. Kramer, „Principles of optical phaselocking—application to internal mirror He-Ne lasers phase-locked via fast control of the discharge current”, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 427–437 (1987)
- [34] J. Appel, A. MacRae, and A. I. Lvovsky, „A versatile digital GHz phase lock for external cavity diode lasers”, *Meas. Sci. Technol.* **20**, 055302 (2009)
- [35] G. Magyar and L. Mandel, „Interference fringes produced by superposition of two independent maser light beams”, *Nature* **198**, 255 (1963)
- [36] R. L. Pfleegor and L. Mandel, „Interference of Independent Photon Beams”, *Phys. Rev.* **159**, 1084 (1967)
- [37] Rikesh Ramesh Patel, „Ultrastable heterodyne interferometry using a modulated light camera”, praca doktorska, University of Nottingham, 2014
- [38] P. A. M. Dirac, „The Principles of Quantum Mechanics” (Clarendon, Oxford) 1930, p. 15
- [39] F. Louradour, F. Reynaud, B. Colombeau, and C. Froehly, „Interference fringes between two separate lasers”, *Am. J. Phys.* **61**, 242 (1993)
- [40] Philip R. Wallace, „Comment on ‘Interference fringes between two separate lasers,’ by F. Louradour, F. Reynaud, B. Colombeau, and C. Froehly [*Am. J. Phys.* **61**(3), 242–245 (1993)]”, *Am. J. Phys.* **62**, 950 (1994)

- [41] Lloyd M. Davis and C. Parigger, „Comment on ‘Interference fringes between two separate lasers,’ by F. Louradour, F. Reynaud, B. Colombeau, and C. Froehly [Am. J. Phys. **61**(3), 242–245 (1993)]”, Am. J. Phys. **62**, 951 (1994)
- [42] Roy J. Glauber, „Dirac’s Famous Dictum on Interference: One Photon or Two?”, Am. J. Phys. **63**, 12 (1995)
- [43] M. A. Kasevich, D. S. Weiss, S. Chu, „Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave”, Opt. Lett. **15**, 607 (1990)
- [44] H. Raether, „Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings”, in: G. Höhler (ed) Springer Tracts in Modern Physics. Springer-Verlag vol. **111** (1988)
- [45] T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich, and T. W. Hänsch, „Surface-plasmon mirror for atoms”, Opt. Lett. **18**, 450 (1992)
- [46] Christian Stehle, Helmar Bender, Claus Zimmermann, Dieter Kern, Monika Fleischer and Sebastian Slama, „Plasmonically tailored micropotentials for ultracold atoms”, Nature Photonics **5**, 494 (2011)
- [47] P. Kwiecień, „rcwa-1d”, <http://sourceforge.net/projects/rcwa-1d/>, (2011)
- [48] 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)
- [49] Yu-ju Lin, Igor Teper, Cheng Chin, and Vladan Vuletić, „Impact of the Casimir-Polder Potential and Johnson Noise on Bose-Einstein Condensate Stability Near Surfaces”, Phys. Rev. Lett. **92**, 050404 (2004)
- [50] Dmitri K. Gramotnev and Sergey I. Bozhevolnyi, „Nanofocusing of electromagnetic radiation”, Nature Photonics **8**, 13 (2014)
- [51] D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi, „Plasmonics beyond the diffraction limit”, Nature Photonics **4**, 83 (2010)
- [52] A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook, and A. Aspect, „Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror”, Phys. Rev. Lett. **77**, 1464 (1996)
- [53] B. Kaplan, H. Guner, O. Senlik, K. Gurel, M. Bayindir, and A. Dana, „Tuning optical discs for plasmonic applications”, Plasmonics **4**, 237 (2009)
- [54] C. Stehle, H. Bender, F. Jessen, C. Zimmermann, and S. Slama, „Ad-and desorption of Rb atoms on a gold nanofilm measured by surface plasmon polaritons”, New Journal of Physics **12**, 083066 (2010)
- [55] I. Lee, J. E. Parks, II, T. A. Callcott, and E. T. Arakawa, „Surface-plasmon-induced desorption by the attenuated-total-reflection method”, Phys. Rev. B **39**, 8012 (1989)

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych (artystycznych).

#### Wykaz prac:

- P1. K. Kiersnowski, **T. Kawalec**, T. Dohnalik, „Alternative method to control radiative vortex forces in a magneto-optical trap”, 2006, Phys. Rev. A **73**, 065401; 3.047
- P2. **T. Kawalec**, V.G. Bordo, L. Józefowski, H.-G. Rubahn, 2007, „Two-photon evanescent-volume wave monitoring of desorbing Cs atoms”, Chem. Phys. **332**, 102; 1.805
- P3. **T. Kawalec**, L. Józefowski, J. Fiutowski, M.J. Kasprówicz, T. Dohnalik, 2007, „Spectroscopic measurements of the evanescent wave polarization state”, Opt. Commun. **274**, 341; 1.314
- P4. D. Bartoszek-Bober, R. Panaś, **T. Kawalec**, 2013, „Magnetic trapping on an atom chip”, Photonics Letters of Poland **5**, 109
- P5. Oksana Kostiučenko, Jacek Fiutowski, **Tomasz Kawalec**, Vladimir Bordo, Horst-Günter Rubahn, Leszek Józefowski, 2014, „Surface plasmon polariton dispersion relation at organic/dielectric/metal interfaces”, Opt. Commun. **331**, 77; 1.449
- P6. J. Fiutowski, **T. Kawalec**, O. Kostiučenko, V. Bordo, H.-G. Rubahn, and L. Józefowski, 2014, „Leakage radiation spectroscopy of organic/dielectric/metal systems: influence of SiO<sub>2</sub> on exciton-surface plasmon polariton interaction”, Proc. of SPIE, Nanophotonics V 9126, 912633
- P7. **T. Kawalec**, A. Sierant, 2017, „The parametric resonance – from LEGO Mindstorms to cold atoms”, Eur. J. Phys. **38**, 045001; 0.608 (z 2015 roku)

Ponadto, po uzyskaniu stopnia doktora zostały opublikowane dwie prace:

**T. Kawalec**, M.J. Kasprówicz, L. Józefowski, A. Burchianti, C. Marinelli, H.-G. Rubahn, 2006, „Dynamics of laser-induced cesium atom desorption from porous glass”, Chem. Phys. Lett. **420**, 291; 2.462

**T. Kawalec**, K. Kiersnowski, J. Fiutowski, T. Dohnalik, 2008, „Flexible optical dipole mirror for cold atoms”, Acta Phys. Pol. A **114**, 721; 0.321

Obie prace dotyczą badań przeprowadzonych w ramach przygotowywania pracy doktorskiej i w tej pracy opisanych. Treść pierwszej z prac powstała przed uzyskaniem stopnia doktora, a treść drugiej – na początku roku 2008.

#### Wstęp

Moja pozostała działalność naukowa dotyczy głównie zagadnień związanych z: 1) zimnymi i ultrazimnymi atomami oraz 2) falą zanikającą.

ad 1) W pułapce magnetoptycznej dla atomów rubidu 85 badałem tak zwane mody orbitalne, w których zimne atomy, dzięki odpowiedniej konfiguracji wiązek chłodzących, poruszają się wzdłuż makroskopowej orbity quazi-kołowej (praca [P1]). Pracowałem ponadto nad przygotowaniem układu do produkcji kondensatu Bosego-Einsteina atomów rubidu 87 w powierzchniowej pułapce magnetycznej (praca [P4]). Prace te będą wkrótce finalizowane, a układ będzie podstawą przeprowadzenia badań z zakresu dynamiki ultrazimnych atomów w potencjałach z nieporządkiem.

ad 2) Badania związane z falą zanikającą prowadziłem zarówno dla typowej postaci fali „fresnelowskiej” (prace [P2, P3]) jak też dla jej odpowiednika w postaci polarytonów plazmonów powierzchniowych (prace [P5, P6]).

Prace [P2], [P5] oraz [P6] powstały przy współpracy z Instytutem Madsa Clausena w Sønderborgu (Uniwersytet Południowej Danii). Sama współpraca rozwija się obecnie w trzech dziedzinach, powiązanych tematycznie zagadnieniem polarytonów plazmonów powierzchniowych. Są to:

- a) manipulowanie ruchem zimnych atomów w optycznych potencjałach polarytonów plazmonów powierzchniowych, opisane już przy okazji omawiania prac [H8] i [H9],
- b) badania układów hybrydowych w skali nano, łączących elementy fotoniczne i plazmonowe, opisane poniżej (prace [P5, P6]),
- c) konstrukcja i wykorzystanie sensora plazmonowego, w ultraczułej wersji fazowej (czułość co najmniej  $8 \cdot 10^{-8}$  RIU), przeznaczonego do detekcji substancji szkodliwych (kadaweryna, tlenki azotu) bądź detekcji zachodzenia procesów chemicznych. Prace te są już mocno zaawansowane – pod moim kierunkiem wykonano dwa sensory fazowe – w Instytucie Fizyki UJ oraz w Instytucie Madsa Clausena. W obydwu sensorach, dwiema różnymi metodami, dokonuje się pomiaru zmiany fazy światła o polaryzacji TM w konfiguracji Kretschmanna, pod wpływem zmiany współczynnika załamania badanego ośrodka [1]. Falą referencyjną, konieczną do pomiaru zmian tej fazy, jest fala o polaryzacji TE. Strona duńska zapewnia funkcjonalizację cienkiej warstwy złota pokrywającej pryzmat, molekułami wykazującymi powinowactwo do substancji podlegających detekcji.

Działalność prowadzona na granicy badań naukowych i dydaktyki oraz popularyzacji wiedzy jest podsumowana między innymi w pracy [P7], w której jest przedstawiona realizacja rezonansu parametrycznego w układzie mechanicznym (wahadła o modulowanej długości) oraz jest zaprezentowany bezprzewodowy sensor, zoptymalizowany pod kątem badania ruchu wahadeł.

### **P1. „Alternative method to control radiative vortex forces in a magneto-optical trap”**

W typowej pułapce magnetooptrycznej (MOT) stosuje się trzy pary przeciwbieżnych wiązek laserowych, wzajemnie prostopadłych. Zasadniczo, wiązki w parach (biegnące antyrównolegle) są również współosiowe. Ciekawe rozkłady przestrzenne atomów w pułapce MOT uzyskuje się, gdy w dwóch parach rozsunie się osie przeciwbieżnych wiązek w zakresie pojedynczych milimetrów. Powstają wtedy bowiem atomowe struktury pierścieniowe – dla pewnego zakresu wartości parametrów pułapki MOT, atomy poruszają się po stabilnej orbicie zamkniętej o promieniu nawet kilku milimetrów. Za powstawanie tego typu struktur są odpowiedzialne tak zwane radiacyjne siły worteksowe (z ang. „radiative vortex forces”), które przyspieszają atomy aż do momentu zrównoważenia tych sił przez siły tłumienia.

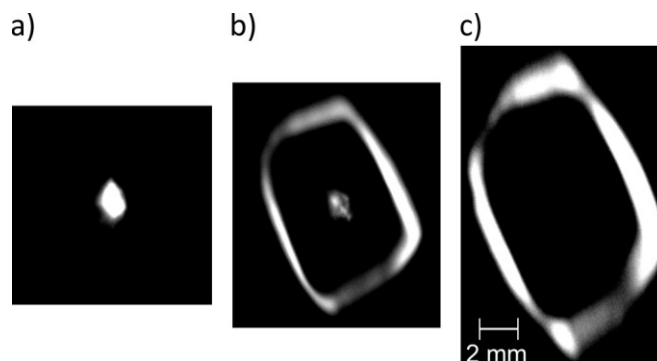
Badania tego typu rozkładów przestrzennych, zarówno eksperymentalne, jak i teoretyczne, były prowadzone od początku lat dziewięćdziesiątych XX wieku [2-6], najpierw dla atomów cezu. Teoretyczny opis zjawiska nastroczał początkowo pewne trudności. Wydawało się bowiem, że do jego wyjaśnienia konieczne jest uwzględnienie sił związanych z uwięzieniem promieniowania („radiation trapping forces”). Siły te jednak zależą od gęstości atomów, a jak pokazano w pracy [4], istnieje zakres parametrów, dla których promień orbity atomowej od tej gęstości nie zależy. Pełnego wyjaśnienia dokonano po uwzględnieniu sił spontanicznych (ciśnienia promieniowania) bez stosowania przybliżeń, rozwiązując równania ruchu atomów numerycznie [6].

Zainteresowanie zagadnieniem modów orbitalnych powróciło w roku 2005 i 2006 [7, 8], kiedy zwrócono uwagę, że atomy poruszające się po makroskopowych orbitach zachowują się jak atomy w wiązce atomowej – ich prędkość styczna jest znacznie większa od prędkości poprzecznych. Takie warunki pozwalają na badanie zderzeń atomów w reżimie prawie jednowymiarowym. Dzięki temu unika się problemu uśredniania wyników pomiarów (np. fotoasocjacji) po kierunku zderzeń, jak to ma miejsce w pułapce MOT. W pracy [7] przedstawiono pierwsze wyniki pomiarów między innymi

zależności częstości powstawania molekuł  $\text{Rb}_2$  od polaryzacji wiązki fotoasocjacyjnej.

W związku z możliwościami, jakie dają mody orbitalne, w pracy [P1] zaproponowaliśmy, zrealizowaliśmy eksperymentalnie oraz opisaliśmy matematycznie (numerycznie oraz poglądowo – analitycznie) metodę kontrolowania rozkładów przestrzennych w pułapce MOT, przy pomocy dodatkowej przesłony, regulującej moc i średnicę jednej z par wiązek chłodzących.

W zależności od wielkości rozsunęcia wiązek oraz średnicy przesłony, atomy gromadzą się w centrum pułapki (Rys. 1 a), w centrum i w pierścieniu (Rys. 1 b) bądź w samym pierścieniu (Rys. 1 c).



Rys. 1. Przestrzenne rozkłady atomów w pułapce magnetoptycznej o zmodyfikowanym biegu wiązek chłodzących: a) atomy tylko w centrum pułapki, b) atomy w centrum pułapki i w modzie orbitalnym, c) tylko mod orbitalny.

Zmiana średnicy wiązek przesłoną powoduje bowiem zmianę wartości tak zwanej efektywnej siły pułapkującej („effective trapping force”) oraz wspomnianej już siły worteksowej. Wzajemna relacja pomiędzy obydwoma siłami (punkty wspólne, przebieg zmienności) implikuje istnienie różnych rozwiązań stabilnych – modów orbitalnych lub chmury centralnej [3, P1]. Z kolei obliczenia numeryczne, bazujące na sile ciśnienia światła dla atomu dwupoziomowego, pozwoliły na pełne odtworzenie trajektorii atomów, dla rozkładu z Rys. 1 c). W omawianej pracy została również zmierzona i wyliczona zależność promienia orbity atomowej od rozsunęcia wiązek oraz od średnicy przesłony. Ponadto wykazano, że promień orbity atomowej silnie zależy od parametrów światła repompującego. W szczególności – dla pewnego zakresu odstrojeń, stabilne orbity nie istnieją.

Zaproponowana i zrealizowana metoda kontroli modów orbitalnych może mieć zatem duże znaczenie dla badań zderzeń zimnych atomów – także w pułapkach dla dwóch różnych izotopów [8], w których precyzyjne przekrycie dwóch orbit atomowych ma kluczowe znaczenie. Pełne skorzystanie z omówionej metody może mieć miejsce przy zastosowaniu przesłony sterowanej elektronicznie. W szczególności, jak pokazano numerycznie w artykule, modulacja średnicy przesłony z pewną częstotliwością, zależną od natężenia światła, powoduje powstanie charakterystycznej orbity podwójnej. Pozwala to na łatwy pomiar efektywnego natężenia światła wewnątrz pułapki MOT.

## P2. „Two-photon evanescent-volume wave monitoring of desorbing Cs atoms”

W związku z moim zainteresowaniem ciekawymi właściwościami fali zanikającej, podjąłem również badania, w których te właściwości się wykorzystuje. Pierwsze pomiary zostały wykonane w 2004 roku na Uniwersytecie Południowej Danii w Odense (i przedstawione w pracy doktorskiej), natomiast nowe, właściwe badania i interpretacja zostały przeprowadzone na przełomie 2005 i 2006 roku, w ramach stażu podoktorskiego. Podążając za ideą przedstawioną w pracy [9] i [10], zbadana została w warunkach próżniowych desorpcja atomów cezu z powierzchni pryzmatu szklanego, w tym – pokrytego cienką (ok.  $1\ \mu\text{m}$ ) warstwą poli(dimetylosiloksanu) (PDMS). PDMS jest polimerem organicznym, którego główny łańcuch jest zbudowany z krzemu i tlenu:

$\text{CH}_3[\text{Si}(\text{CH}_3)_2\text{O}]_n\text{Si}(\text{CH}_3)_3$ . Liczba  $n$  monomerów wynosiła tutaj około 500. PDMS był w dziedzinie optyki szeroko stosowany jako swego rodzaju powierzchniowy rezerwuár dla metali alkalicznych (w tym także wstępnie dla radioaktywnego francu  $\text{Fr}$ ), uwalnianych z niego w wyniku zachodzenia nierezonansowego, niskoenergetycznego efektu LIAD (Light Induced Atomic Desorption) [11]. Za najbardziej spektakularną demonstrację tego efektu uznaję wykorzystanie go do szybkiego (65 ms), kontrolowanego ładowania pułapki MOT [12].

Pomiary desorpcji atomów cezu, przedstawione w omawianym artykule, zostały przeprowadzone w polu dwóch skrzyżowanych (prawie prostopadle) fal elektromagnetycznych – zanikającej i zwykłej, zwanej „objętościową”, o kierunku prostopadłym do powierzchni pryzmatu. Źródłem atomów cezu był dispenser lub podgrzewany rezerwuár cezu metalicznego. Detekcja dwufotonowego wzbudzenia atomów cezu odbywała się fluorescencyjnie, na długości fali około 460 nm. Spektroskopia dwufotonowa była rejestrowana przy przemiataniu częstości fali zanikającej i kilku ustalonych częstościach fali „objętościowej”. Znajomość geometrii układu może pozwolić, bazując na efekcie Dopplera, na wyodrębnienie w widmie przyczynków pochodzących od różnych klas atomów – padających na powierzchnię, rozproszonych na tej powierzchni czy też będących w fazie gazowej. Jednak w przypadku cezu (czy rubidu), rozszczepienie nadsubtelne stanu wzbudzonego (pośredniego) jest porównywalne z poszerzeniem dopplerowskim, prowadząc do przekrycia fragmentów widma pochodzących od atomów padających na powierzchnię i ją opuszczających, utrudniając lub uniemożliwiając interpretację wyników.

Nowością w przeprowadzonych badaniach było przede wszystkim wykazanie, że w tej sytuacji można jednak dokonać spektralnej separacji przyczynku od strumienia atomów desorbujących z powierzchni, względem przyczynków od atomów z fazy gazowej. Jest to możliwe, dzięki wykorzystaniu rezonansu dwukwantowego (w przeciwieństwie do dwufotonowego rezonansu typu *step-by-step*), dla odpowiednio dużego odstrojenia fali „objętościowej”. W ten sposób bowiem widmo fluorescencji nie zależy od struktury stanu pośredniego. Ponadto, strumień desorbujących atomów może być monitorowany w czasie rzeczywistym. Pokazano również, że strumień atomów desorbujących z powierzchni pokrytej warstwą PDMS jest w naszym przypadku praktycznie niewidoczny – ze względu na szybką dyfuzję atomów do wnętrza warstwy organicznej, co odpowiada procesowi „ładowania” warstwy PDMS w efekcie LIAD. Zaproponowane badania są komplementarne, ale też konkurencyjne względem innych badań, na przykład bazujących na pomiarze jednowymiarowego rozkładu prędkości desorbowanych atomów metodą czasu przelotu (*time-of-flight*) [13].

### **P3. „Spectroscopic measurements of the evanescent wave polarization state”**

Krótkie przedstawienie zagadnienia nietrywialnego stanu polaryzacji fali zanikającej jest przedstawione przy opisie publikacji [H3] powyżej. Badania tego zagadnienia były prowadzone z inicjatywy profesora Tomasza Dohnalika od roku 2001 i rozpoczęły się w ramach przygotowywania przeze mnie pracy magisterskiej [14]. Podstawową ideą pomiarów optycznych absorpcyjnych było spektroskopowe zbadanie względnego udziału poszczególnych składowych przestrzennych wektora pola elektrycznego fali zanikającej, wykorzystując efekt Zeemana w parach atomowych, dla różnych konfiguracji zewnętrznego pola magnetycznego. Interpretacja pomiarów opierała się na znajomości względnych prawdopodobieństw przejść pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi struktury nadsubtelnej. Obliczone na podstawie równań Fresnela oczekiwane względne średnie wartości kwadratowe poszczególnych składowych wektora pola elektrycznego fali zanikającej są przedstawione w funkcji kąta padania na rysunkach 2 i 3 w pracach [P3] i [H3].

W pierwszej serii eksperymentów został wykorzystany efekt Zeemana dla par atomowych rubidu 87, badany dla przejścia optycznego  $D_1$ , jedynie dla kąta bliskiego kątowi granicznemu [15]. Ze względu na małą efektywną objętość par atomowych oddziałujących z falą zanikającą (głębokość

wnikania wynosi tu nie więcej niż kilkaset nanometrów) konieczne jest utrzymywanie ich wysokiej prężności, co w przypadku metali alkalicznych w szklanych komórkach jest trudne. Ponadto, efekty związane z nietypowym stanem polaryzacji fali zanikającej pojawiają się wyraźnie dopiero dla kątów wyższych o kilka stopni od kąta granicznego [P3, Rys. 2 a], kiedy głębokość wnikania wynosi zaledwie około 200 nm. Zdecydowaliśmy zatem o przeprowadzeniu ideowo podobnych badań, ale w argonie, w temperaturze pokojowej, z wykorzystaniem detekcji optogalwanicznej [16, 17], dla kąta padania większego od kąta granicznego nawet o 18 stopni. Część wyników tych badań została zawarta w pracy doktorskiej [18]. Po przebudowaniu układu eksperymentalnego, wykonaniu całkowicie nowych pomiarów i przeprowadzeniu interpretacji wyników, badania zostały przedstawione w omawianej pracy [P3].

Głównym wynikiem jest potwierdzenie istnienia nieintuicyjnej, niepoprzecznej składowej pola elektrycznego fali zanikającej dla polaryzacji TM fali padającej – a zatem składowej polaryzacji wzdłuż kierunku propagacji, jakim jest przecięcie płaszczyzny padania i powierzchni dielektryka (tu – pryzmatu). Jednocześnie pokazano, że z dokładnością oferowaną przez nasz układ eksperymentalny, polaryzacja fali zanikającej dla polaryzacji TE fali padającej jest liniowa, równoległa do powierzchni dielektryka. Najprawdopodobniej z powodu rozpraszania światła na powierzchni pryzmatu używanego w doświadczeniu, nie udało się natomiast jednoznacznie pokazać eliptycznego charakteru polaryzacji fali zanikającej w przypadku TM.

Pomiary te, wraz z pomiarami polegającymi na analizie polaryzacji światła pochodzącego z rozpraszania fali zanikającej na złotej nanosferze (100 nm średnicy) [19], są pierwszymi eksperymentami optycznymi, badającymi to zagadnienie [20]. Pierwsze pomiary optomechaniczne, jakkolwiek niejednoznaczne, opublikowano w pracy [21].

Do naszych badań odnoszą się między innymi prace, w których jest dyskutowany w ostatnim czasie bardzo popularny temat poprzecznego spinowego momentu pędu światła [20, 22, 23]. Zwrot tego momentu pędu nie zależy od skrętności polaryzacji fali padającej (jeżeli fala padająca jest spolaryzowana kołowo), a jedynie od kierunku propagacji fali zanikającej, co zostało wykorzystane w eksperymentach, opisanych między innymi w pracy [24].

Inna, również optyczna metoda pomiaru stanu polaryzacji fali zanikającej (chronologicznie późniejsza) została przedstawiona w pracy [H4], opisanej wcześniej.

#### **P4. „Magnetic trapping on an atom chip”**

Ta praca jest swego rodzaju uzupełnieniem prac wskazanych jako „osiągnięcie naukowe” [H1-H2], [H4, H5] i [H8, H9], ponieważ jest w niej przedstawiona jedna z implementacji tak zwanego magnetycznego *chipu atomowego* oraz jest zawarty krótki przegląd rozwoju tego typu układów. *Chip atomowy* to rodzaj powierzchniowego „układu scalonego”, w którym są zaimplementowane zminiaturyzowane dipolowe pułapki magnetyczne dla atomów neutralnych [25]. Duża rozdzielczość i precyzja konstruowania struktur na powierzchni zapewnia wysoką rozdzielczość potencjałów pułapkujących. Historię *chipów atomowych* zapoczątkowały eksperymenty z zawieszonymi w próżni przewodnikami z prądem, wzdłuż których prowadzono atomy pochodzące ze skolimowanej wiązki termicznej [26]. Magnetyczne siły dipolowe są podstawowym, obok rozważanych w tym dokumencie dipolowych sił optycznych, narzędziem w dziedzinie fizyki zimnych i ultrazimnych gazów atomowych, pozwalającym między innymi na pułapkowanie atomów, a także, przy zastosowaniu na przykład chłodzenia przez odparowanie nożem radioczęstości – ich efektywne chłodzenie. W *chipach atomowych*, ze względu na stosowanie przewodników o typowych szerokościach 1-100  $\mu\text{m}$  i pułapkowanie atomów w odległościach jedynie kilka do kilkuset  $\mu\text{m}$  od nich, wysokie gradienty indukcji pól magnetycznych (nawet dziesiątki tysięcy  $\text{Gs/cm}$ ) są uzyskiwane już przy relatywnie niewielkich natężeniach prądu – rzędu pojedynczych amperów (ale wielkich gęstości prądu, na przykład  $10^6 \text{ A/cm}^2$ ), w przeciwieństwie do typowych pułapek magnetycznych, w

których natężenia prądu osiągają nierzadko nawet kilkaset amperów. Wynika to z faktu, że gradient indukcji pola magnetycznego jest odwrotnie proporcjonalny do kwadratu odległości od przewodnika.

Przedstawiony w artykule *chip atomowy* został wyprodukowany przez firmę ColdQuanta i przygotowany razem z dedykowanym układem próżniowym. Bardzo wczesna wersja układu jest opisana w pracy [27]. Skonstruowane w naszym laboratorium dwie pułapki magnetooptyczne (typu  $2D^+$  oraz  $3D$  [28]) w kompaktowym układzie dwukomorowym pozwalają na: zgromadzenie w pułapce  $3D$  do miliarda atomów rubidu  $87$ , kompresję chmury, chłodzenie w melasie optycznej do kilkudziesięciu  $\mu K$ , przepompowanie optyczne do stanu  $F = 2$ ,  $m_F = 2$  i przetransportowanie atomów (z nieuniknionymi stratami) w pobliże powierzchni *chipu atomowego*, przy pomocy makroskopowej pułapki magnetycznej typu Ioffego-Pritcharda (IP). Następnie, atomy są płynnie przeładowywane do docelowej pułapki IP, generowanej przez przewodnik typu  $Z$  na *chipie atomowym* oraz niezbędne zewnętrzne pole magnetyczne „offsetowe”. Ten etap eksperymentu, wraz z koniecznymi obliczeniami rozkładu pola magnetycznego pułapki IP oraz dodatkowej pułapki magnetycznej typu „dimple” są opisane w omawianym artykule. Pułapka „dimple”, populowana dzięki zderzeniom elastycznym między atomami, pozwala na zwiększenie przestrzennej gęstości chmury atomowej i jest punktem wyjścia dla efektywnego procesu chłodzenia przez odparowanie polem radioczęstości.

Głównym zastosowaniem przedstawionego w artykule działającego układu pułapkowania magnetycznego będzie przygotowywanie kondensatu Bosego-Einsteina z oczekiwaną liczbą atomów około  $10000$  w odległości około  $300\text{ }\mu m$  od powierzchni *chipu*. Zaprezentowane obliczenia rozkładu pól magnetycznych pozwoliły na eksperymentalną realizację i optymalizację szeregu etapów na drodze od pułapki magnetooptycznej do docelowej pułapki magnetycznej typu „dimple”. Relatywnie wysokie częstotliwości tej pułapki ( $500\text{ Hz}$  osiowa i  $2\text{ kHz}$  radialna), pozwolą na przeprowadzenie chłodzenia przez odparowanie w czasie zaledwie  $2$  sekund.

W opisanym układzie planowane jest przeprowadzenie badań zagadnienia transportu fal materii w potencjałach z nieporządkiem, opisanych w znanej pracy [29]. Realizacja eksperymentalna dla ultrazimnych atomów nastąpiła w grupie A. Aspecta [30]. Bardzo dobry dostęp optyczny do kondensatu w naszym układzie pozwala na wprowadzenie nieporządku poprzez potencjał optyczny dipolowy, metodą matówki i spekli [31]. Metoda ta wydaje się bardzo wygodna, także ze względu na możliwość łatwej regulacji szerokości ziarna spekli, poprzez prostą zmianę średnicy wiązki oświetlającej matówkę. Funkcja autokorelacji natężenia światła zależy bowiem właśnie od tej średnicy. Jednocześnie, istotnym zagadnieniem w lokalizacji Andersona są oddziaływania w kondensacie [32]. Trudne zagadnienie kontroli oddziaływań mogłoby być do pewnego stopnia realizowane poprzez zmianę gęstości chmury lub (po dodaniu dipolowej pułapki optycznej), przez rezonanse Feshbacha [33].

## **P5. „Surface plasmon polariton dispersion relation at organic/dielectric/metal interfaces”**

Optoelektronika stanowi bezspornie intensywnie rozwijaną i badaną dziedzinę nauki i technologii. Jedną z dróg rozwoju upatruje się w połączeniu fotoniki i plazmoniki. W szczególności, obiecujące są koncepcje skonstruowania swego rodzaju układów scalonych (zintegrowanych) pozwalających, dzięki aktywnym elementom plazmonowym, na efektywną transformację sygnałów optycznych na sygnały plazmonowe i vice versa [34].

Eksperymenty i obliczenia numeryczne przedstawione w pracy [P5] stanowią kolejny krok w realizacji powyższego celu. Dotyczą bowiem badań układu hybrydowego, składającego się z trzech cienkich warstw (o grubości do około kilkudziesięciu nm): emitującej światło warstwy organicznej (układ foniczny), płaskiej warstwy tlenku krzemu oraz płaskiej warstwy srebra na podłożu dielektrycznym – pryzmacie lub półsfery. Jednorodna warstwa organiczna zbudowana jest z

molekuł para-heksafenylu (*p*-6P), wspomnianego już powyżej, przy okazji omawiania pracy [H3]. Srebro o grubości 60 nm na podkładzie dielektrycznym stanowi układ plazmonowy. Jako metodę badania wybrano spektroskopię „wycieku”, jak można by ją nazwać na podstawie nazwy angielskiej „leakage radiation spectroscopy”, w skrócie LRS. W metodzie tej wzbudza się światłem ośrodek fluorescencyjny (tutaj – molekuły organiczne *p*-6P są wzbudzane światłem ultrafioletowym o długości fali 325 nm) w bezpośrednim sąsiedztwie warstwy metalicznej (lub z ewentualną przerwą w postaci cienkiej warstwy dielektrycznej). Widmo światła fluorescencji rejestruje się po stronie pryzmatu lub półkuli szklanej albo kwarcowej, symetrycznie po obydwu stronach normalnej do powierzchni, powyżej kąta granicznego. Oznacza to, że w warstwie hybrydowej wzbudzane są polarytony plazmonów powierzchniowych. Warto zwrócić uwagę, że często cytowana praca [35], w której podobna metoda jest podawana jako nowatorska, z punktu widzenia fizyków atomowych jest pracą, w której w zasadzie dokonano ponownego odkrycia. Analogiczne pomiary, ale dla par sodu (zamiast fluorescencyjnej warstwy biologicznej czy chemicznej) i dla „czystej” fresnelowskiej fali zanikającej zostały przedstawione w pracy [36] w 1977 roku.

Głównym wynikiem omawianej pracy jest potwierdzone eksperymentalnie, numerycznie i analitycznie istnienie efektywnego kanału przekazu energii pomiędzy warstwą organiczną, wzbudzaną optycznie światłem UV, a polarytonami plazmonów powierzchniowych. Zmierzone relacje dyspersji są w dobrej zgodności z rachunkami. Od strony fizycznej, proces wzbudzania polarytonów plazmonów powierzchniowych następuje w wyniku nieradiacyjnej relaksacji ekscytonów molekularnych w *p*-6P (jakkolwiek relaksacja radiacyjna również występuje). Taka metoda wzbudzania może być konkurencyjna względem typowych metod – na przykład wykorzystujących metaliczną siatkę dyfrakcyjną [H8, H9], ze względu na bardzo szerokie spektralne pasmo działania i niezależność od kąta padania wiązki wzbudzającej.

Dokonano również pomiaru oraz numerycznych obliczeń szerokości kątowej maksimów sygnału LRS. Zmierzona zależność tej szerokości od długości fali została rachunkowo odtworzona, ale z globalnym czynnikiem skalującym – szerokości eksperymentalne są prawie 3 razy większe niż te przewidywane w rachunkach, co wskazuje na istnienie dodatkowych strat w kanale „wycieku” (leakage). Najprawdopodobniej są one związane z chropowatością warstwy srebra oraz SiO<sub>2</sub>. Ponadto, w pracy przedstawiono wyniki elipsometrycznego pomiaru części rzeczywistej i urojonej współczynnika załamania warstwy *p*-6P w zakresie 400-800 nm.

#### **P6. „Leakage radiation spectroscopy of organic/dielectric/metal systems: influence of SiO<sub>2</sub> on exciton-surface plasmon polariton interaction”**

W tej pracy skupiono się na ciekawszym przypadku niż w pracy [P5] – zamiast jednorodnej warstwy molekuł *p*-6P, rolę elementu fotonicznego przejmują domeny zbudowanych z tych samych molekuł nanokryształów (patrz też opis pracy [H3]). Ponadto, skupiono się na roli grubości dielektrycznej warstwy SiO<sub>2</sub>, oddzielającej nanokrystały od powierzchni srebra, a wpływającej na wielkość sprzężenia pomiędzy ekscytonami molekularnymi w *p*-6P a polarytonami plazmonów powierzchniowych.

Głównym wynikiem tej pracy jest zaproponowanie oraz eksperymentalne i rachunkowe potwierdzenie możliwości *lokalnego* wzbudzania polarytonów plazmonów powierzchniowych w szerokim zakresie spektralnym, dzięki użyciu nanostruktur organicznych. Ze względu na relatywną łatwość pozycjonowania pojedynczych nanokryształów, tego typu układy fotoniczno-plazmonowe są bardzo obiecującymi kandydatami na bycie jednym z głównych elementów scalonych układów nanofotonicznych, współpracujących z plazmonowymi antenami, falowodami czy sprzęgaczami.

#### **„Excitation of surface plasmon polaritons by fluorescent light from organic nanofibers”**

W pracy E. Sobolewska, L. Józefowski, T. Kawalec, T. Leißner, H.-G. Rubahn, J. Adam, J. Fiutowski, „Excitation of surface plasmon polaritons by fluorescent light from organic

nanofibers”, zaakceptowanej do druku w czasopiśmie Optics Communications, rozwinęto badania przedstawione w artykule [P6]. Rozwinięcie polega na przeprowadzeniu nowych symulacji metodą FTDT (finite-difference-time-domain) oraz zinterpretowaniu asymetrii w wielkości dwóch maksimów sygnału LRS, poprzez powiązanie jej z występowaniem domen nanokryształów, różniących się kątem nachylenia nanokryształów do powierzchni. Symulacje numeryczne zostały poparte obliczeniami analitycznymi. Ponadto, pokazano efektywne wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych szerokopasmowym światłem lampy halogenowej.

#### **P7. „The parametric resonance – from LEGO Mindstorms to cold atoms”**

Rezonans parametryczny jest zjawiskiem występującym w szeregu układów – od mikromechanicznych (cechujących się małym tłumieniem) po makroskopowe (np. statki na falującym oceanie) [37, 38]. Mimo to, opis tego zjawiska rzadko jest przedstawiany na kursach w ramach studiów z fizyki. W tym artykule jest przedstawiona realizacja rezonansu parametrycznego dla wahadła o modulowanej długości, z użyciem zestawów LEGO Mindstorms. Ruch wahadła jest zamodelowany numerycznie, na bazie równań Eulera-Lagrange’a, z uwzględnieniem oporów ruchu. Zbadany jest również specyficzny efekt samodopasowania się częstości modulacji długości wahadła do malejącej (wraz ze zwiększaniem się amplitudy) częstości jego drgań. Samodopasowanie to jest kluczowe – zapewnia bowiem ciągłe utrzymanie warunku zachodzenia rezonansu parametrycznego (czyli precyzyjnej równości częstości drgań wahadła i podwojonej częstości modulacji jego długości). Analiza zagadnienia jest uzupełniona opisem zaprojektowanego, przetestowanego i użytego w badaniach bezprzewodowego sensora obrotu, prędkości kątowej i przyspieszeń liniowych, bazującego na układach MEMS.

Przedstawiony układ jest ciekawy, ze względu na możliwość prezentacji spektakularnego, eksponencjalnego przyrostu energii drgań wahadła, stanowiąc ilustrację między innymi dla zjawiska rezonansu parametrycznego, wykorzystywanego do badania częstości pułapek dla ultrazimnych atomów.

Wahadło stanowi jednocześnie doskonały układ do testowania sensorów inercyjnych typu MEMS – wprowadzie niezwykle tanich, jednak mających poważne wady, jak duży poziom szumu w odczytywanych danych oraz dryf (wysoka rozdzielczość pomiaru, ale mała jego dokładność). Użycie sensorów inercyjnych MEMS wymaga zatem zawsze odpowiedniej filtracji i łączenia danych z różnych sensorów (tzw. „data fusion”). Jak pokazano w artykule, tylko niektóre rozwiązania komercyjne z sensorami MEMS nadają się do zastosowań pomiarowych.

#### **Literatura**

##### **do punktu 5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych**

- [1] M. Mandrysz, „Detektor plazmonowy dla atomów rubidu”, praca licencjacka, Uniwersytet Jagielloński, 2015
- [2] D. W. Sesko, T. G. Walker, C. E. Wieman, „Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap”, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 946 (1991)
- [3] V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oria, G. I. Surdutovich, R. Vitlina, S. C. Zilio, „Spatial distribution of atoms in a magneto-optical trap”, Phys. Rev. A **48**, 3771 (1993)
- [4] I. Guedes, M. T. de Araujo, D. M. B. P. Milori, G. I. Surdutovich, V. S. Bagnato, and S. C. Zilio, „Forces acting on magneto-optically trapped atoms”, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1935 (1994)
- [5] M. T. de Araujo, L. G. Marcassa, S. C. Zilio, and V. S. Bagnato, „Double-ring structure: Another variant in the spatial distribution of cold sodium atoms”, Phys. Rev. A **51**, 4286 (1995)

- [6] I. Guedes, H. F. Silva Filho, F. D. Nunes, „Theoretical analysis of the spatial structures of atoms in magneto-optical traps”, *Phys. Rev. A* **55**, 561 (1997)
- [7] L. G. Marcassa, A. R. L. Caires, V. A. Nascimento, O. Dulieu, J. Weiner, and V. S. Bagnato, „Storage ring to investigate cold unidimensional atomic collisions”, *Phys. Rev. A* **72**, 060701(R) (2005)
- [8] G. Surdutovich, „Atomic collider into dual-isotope magneto-optical trap”, *Proc. SPIE.* **6256**, (2006)
- [9] V. G. Bordo, J. Loerke, and 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)
- [10] V. G. Bordo, J. Loerke, L. Józefowski, and H.-G. Rubahn, „Two-photon laser spectroscopy of the gas boundary layer in crossed evanescent and volume waves”, *Phys. Rev. A* **64**, 012903 (2001)
- [11] Alessandro Lucchesini, Silvia Gozzini, Carmela Marinelli and Luca Marmugi, „Low Energy Atomic Photodesorption from Organic Coatings”, *Coatings* **6**, 47 (2016)
- [12] S. N. Atutov et al., „Fast and efficient loading of a Rb magneto-optical trap using light-induced atomic desorption”, *Phys. Rev. A* **67**, 053401 (2003)
- [13] J. Brewer, V. G. Bordo, M. J. Kaspruwicz, and H.-G. Rubahn, „Dynamics of alkali-metal atom photodesorption from polymer thin films”, *Phys. Rev. A* **69**, 062902 (2004)
- [14] T. Kawalec, „Optyczne badanie atomów przy powierzchni dielektryka”, praca magisterska, Uniwersytet Jagielloński, 2001
- [15] T. Kawalec, M. J. Kaspruwicz, L. Józefowski, T. Dohnalik, „Zeeman effect observed in the evanescent wave”, *Acta Phys. Pol. A* **105**, 349 (2004)
- [16] Beniamino Barbieri, Nicolo Beverini, Antonio Basso, „Optogalvanic spectroscopy”, *Reviews of Modern Physics* **62**, 603 (1990)
- [17] K. Kiersnowski, L. Józefowski, T. Dohnalik, „Evanescent light-atom interaction detected by optogalvanic effect”, *Opt. Commun.* **150**, 106 (1998)
- [18] T. Kawalec, „Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka”, praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2005
- [19] K. G. Lee et al., „Vector field microscopic imaging of light”, *Nature Photonics* **1**, 53 (2007)
- [20] Konstantin Y. Bliokh, Franco Nori, „Transverse and longitudinal angular momenta of light”, *Physics Reports* **592**, 1 (2015)
- [21] Y. G. Song, S. Chang, J. H. Jo, „Optically induced rotation of combined Mie particles within an evanescent field of a Gaussian beam”, *Japan. J. Appl. Phys.* **38**, L380 (1999)
- [22] Konstantin Y. Bliokh, Aleksandr Y. Bekshaev, Franco Nori, „Extraordinary momentum and spin in evanescent waves”, *Nature Communications* **5**, 3300 (2014)
- [23] Andrea Aiello, Peter Banzer, Martin Neugebauer and Gerd Leuchs, „From transverse angular momentum to photonic wheels”, *Nature Photonics* **9**, 789 (2015)
- [24] C. Junge, D. O’Shea, J. Volz, and A. Rauschenbeutel, „Strong Coupling between Single Atoms and Nontransversal Photons”, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 213604 (2013)

- [25] R. Folman, P. Kruger, J. Schmiedmayer, J. Denschlag, C. Henkel, Microscopic atom optics: from wires to an atom chip, *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* **48**, 263 (2002)
- [26] Jörg Schmiedmayer, Guiding and trapping a neutral atom on a wire, *Phys. Rev. A* **52**, R13 (1995)
- [27] Daniel M. Farkas, Kai M. Hudek, Evan A. Salim, Stephen R. Segal, Matthew B. Squires, and Dana Z. Anderson, „A compact, transportable, microchip-based system for high repetition rate production of Bose-Einstein condensates”, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 093102 (2010)
- [28] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven, „Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms”, *Phys. Rev. A* **58**, 3891 (1998)
- [29] P. W. Anderson, „Absence of Diffusion in Certain Random Lattices”, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958)
- [30] D. Clément, A. F. Varón, M. Hugbart, J. A. Retter, P. Bouyer, L. Sanchez-Palencia, D. M. Gangardt, G.V. Shlyapnikov, and A. Aspect, „Suppression of Transport of an Interacting Elongated Bose-Einstein Condensate in a Random Potential”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 170409 (2005)
- [31] D. Clement, A. F. Varon, J. A. Retter, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect and P. Bouyer, „Experimental study of the transport of coherent interacting matter-waves in a 1D random potential induced by laser speckle”, *New Journal of Physics* **8**, 165 (2006)
- [32] T. Schulte, S. Drenkelforth, J. Kruse, W. Ertmer, J. Arlt, K. Sacha, J. Zakrzewski, and M. Lewenstein, „Routes Towards Anderson-Like Localization of Bose-Einstein Condensates in Disordered Optical Lattices”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 170411 (2005)
- [33] A. Marte, T. Volz, J. Schuster, S. Dürr, G. Rempe, E. G. M. van Kempen, and B. J. Verhaar, „Feshbach Resonances in Rubidium 87: Precision Measurement and Analysis”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 283202 (2002)
- [34] T. W. Ebbesen, C. Genet, S. I. Bozhevolnyi, „Surface-plasmon circuitry”, *Physics Today* **61**, 44 (2008)
- [35] Joseph R. Lakowicz, Joanna Malicka, Ignacy Gryczynski, Zygmunt Gryczynski, „Directional surface plasmon-coupled emission: a new method for high sensitivity detection”, *Biochemical and Biophysical Research Communications* **307**, 435 (2003)
- [36] A. L. J. Burgmans, M. F. H. Schuurmans, and B. Bölger, „Transient behavior of optically excited vapor atoms near a solid interface as observed in evanescent wave emission”, *Phys. Rev. A* **16**, 2002 (1977)
- [37] Turner K. L., Miller S. A., Hartwell P. G., MacDonald N. C., Strogatz S. H. and Adams S. G., „Five parametric resonances in a microelectromechanical system”, *Nature* **396**, 149 (1998)
- [38] T. Fossen and H. Nijmeijer (eds) 2012 *Parametric Resonance in Dynamical Systems* (Springer-Verlag, New York)

\*\*\*

Poza pracą stricte naukową, brałem udział w szeregu prac organizacyjno-naukowych oraz popularyzujących naukę, a także prowadziłem działalność dydaktyczną:

- a) w ramach prac organizacyjno-naukowych, pełniłem funkcję sekretarza naukowego Wydziału w latach 2008-2012 (kategoria A Wydziału w ocenie parametrycznej w 2010 roku, status KNOW w 2012 roku), w latach 2008-2016 byłem redaktorem i administratorem witryny wydziałowej, a w 2012 – współautorem jej całkowicie nowej wersji,
- b) popularyzowałem naukę prowadząc: wykłady i seminaria (w większości z pokazami) dla uczniów szkół wszystkich stopni oraz dla szerokiej publiczności, prowadząc stronę internetową dla uczniów, przygotowując kilka popularyzatorskich artykułów – do czasopism specjalistycznych oraz powszechnych, biorąc udział w wydarzeniach popularnonaukowych, organizując zajęcia dla uczniów,
- c) działalność dydaktyczną realizowałem między innymi w ramach prowadzenia: ćwiczeń rachunkowych, wykładu i seminarium specjalistycznego, zajęć wyrównawczych, zajęć na II Pracowni Fizycznej i zajęć na Pracowni Specjalistycznej. Byłem wykonawcą w projekcie dydaktycznym WIKING. Byłem promotorem pomocniczym w 2 przewodach doktorskich (jeden zakończony, jeden obecnie w toku), opiekunem 3 prac magisterskich z fizyki, 10 prac licencjackich (z fizyki, zaawansowanych materiałów i nanotechnologii oraz informatyki) oraz 19 praktykantów.

Szczegółowe informacje o pracy dydaktycznej, współpracy naukowej, popularyzacji nauki i działalności organizacyjnej, są zawarte w załączonym dokumencie „Wykaz opublikowanych prac naukowych lub twórczych prac zawodowych oraz informacja o osiągnięciach dydaktycznych, współpracy naukowej i popularyzacji nauki”.

Jan Kande