

Autoreferat

1 Imię i nazwisko

Krzysztof Aleksander Jachymski

2 Posiadane dyplomy i stopnie naukowe

- **Doktor nauk fizycznych**, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Polska
data: czerwiec 2015
tytuł rozprawy: *Kwantowa kontrola własności zderzeniowych ultrazimnych atomów i cząstek*
promotor: dr. hab. Zbigniew Idziaszek
- **Magister fizyki**, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Polska
data: kwiecień 2011
tytuł rozprawy: *Statystyczne własności ultrazimnych gazów kwantowych w potencjałach z nieporządkiem*
promotor: dr. hab. Zbigniew Idziaszek

3 Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

- adiunkt naukowy, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Polska
od lipca 2020
- staż podoktorski, Forschungszentrum Jülich, Niemcy
wrzesień 2018 - czerwiec 2020
- staż podoktorski, University of Stuttgart, Niemcy
wrzesień 2015 - sierpień 2018
- staż podoktorski, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Polska
lipiec 2015 - sierpień 2015
- doktorant, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Polska
maj 2011 - czerwiec 2015

4 Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy

4.1 Tytuł osiągnięcia naukowego

Osiągnięciem jest cykl publikacji pod tytułem

Inżynieria kwantowa złożonych ultrazimnych układów atomowych

4.2 Lista publikacji wchodzących w skład osiągnięcia

- H.1 G. Astrakharchik, L. Peña Ardila, R. Schmidt, K. Jachymski and Antonio Negretti, *Ionic polaron in a Bose-Einstein condensate*, zaakceptowana w Communications Physics (2021)
- H.2 T. Dieterle, M. Berngruber, C. Hölzl, R. Löw, K. Jachymski, T. Pfau and F. Meinert, *Transport of a single cold ion immersed in a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. 126, 033401 (2021)
- H.3 T. Dieterle, M. Berngruber, C. Hölzl, R. Löw, K. Jachymski, T. Pfau and F. Meinert, *Inelastic collision dynamics of a single cold ion immersed in a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. A 102, 041301(R) (2020)
- H.4 K. Jachymski and A. Negretti, *Quantum simulation of extended polaron models using compound atom-ion systems*, Phys. Rev. Research 2, 033326 (2020)
- H.5 K. Jachymski and F. Meinert, *Vibrational quenching of weakly bound molecular ions immersed in their parent gas*, Appl. Sci. 10(7), 2371 (2020)
- H.6 K. Jachymski, *Precise Feshbach resonance spectroscopy using tight anharmonic traps*, J. Phys. B 53, 065302 (2020)
- H.7 T. Wasak, K. Jachymski, T. Calarco, A. Negretti, *Magnetic gradiometer based on ultracold collisions*, Phys. Rev. A 97, 052701 (2018)
- H.8 K. Jachymski, T. Wasak, Z. Idziaszek, P. S. Julienne, A. Negretti, T. Calarco, *Single-atom transistor as a precise magnetic field sensor*, Phys. Rev. Lett. 120, 013401 (2018)
- H.9 R. Ołdziejewski, K. Jachymski, *Properties of strongly dipolar Bose gases beyond the Born approximation*, Phys. Rev. A 94, 063638 (2016)
- H.10 K. Jachymski, *Impact of overlapping resonances on magnetoassociation of cold molecules in tight traps*, J. Phys. B 49, 195204 (2016)

Szczegółowe informacje dotyczące mojego wkładu do powyższych prac zamieszczono w Wykazie osiągnięć.

4.3 Opis głównych celów osiągnięcia

Ultrazimne gazy kwantowe są już dobrze ugruntowaną, choć wciąż stosunkowo nową dziedziną na pograniczu fizyki atomowej i materii skondensowanej [1]. Rozwinięcie pod koniec XXw. technik chłodzenia atomów aż do osiągnięcia temperatur bliskich kwantowej degeneracji otworzyło szereg nowych możliwości zarówno dla badań fundamentalnych, jak również zastosowań praktycznych. Brak fluktuacji termicznych w układzie sprawia, że efekty kwantowe nie tylko stają się obserwowalne, ale mogą odegrać kluczową rolę dla jego własności. Układy atomowe ze względu na zapewnioną przez naturę przewidywalną i powtarzalną strukturę są również obiecującymi kandydatami do implementacji technologii kwantowych takich jak metrologia, przetwarzanie informacji czy kwantowe symulacje [2]. Wymaga to jednak dobrego zrozumienia ich mikroskopowych własności oraz uwzględnienia realiów eksperymentu. Może to stanowić wyzwanie zwłaszcza dla przypadków, gdy oddziaływania pomiędzy cząstkami mają długozasięgowy charakter z powodu obecności cząstek naładowanych lub obdarzonych momentem dipolowym (np. atomów z grupy lantanowców). Z drugiej strony silne oddziaływania prowadzą do pojawienia się korelacji pomiędzy cząstkami i mogą okazać się przydatne, dlatego takie układy są przedmiotem dużego zainteresowania. Prezentowany tu cykl publikacji stanowi wkład w zrozumienie

niektórych aspektów fizyki układów kilku ciał przydatnych w osiągnięciu wyżej wymienionych celów i przybliżeniu układów atomowych do przyszłych zastosowań. W szczególności, prace [H10,H6] dotyczą poprawy dokładności badań rezonansów Feshbacha dzięki użyciu ciasnych pułapek optycznych. Ma to znaczenie zwłaszcza dla lantanowców, gdyż charakteryzują się one bardzo dużą gęstością rezonansów które trudno odróżnić w tradycyjnych pomiarach bazujących na trzeciałowej rekombinacji. Publikacja [H9] kontynuuje temat lantanowców badając wpływ współzawodnictwa oddziaływania dipolowego i van der Waalsa na własności tak zwanych kropel kwantowych powstających w tych układach. Wreszcie w pracach [H7,H8] zaproponowana została implementacja sensora pola magnetycznego o dużej czułości i rozdzielczości przestrzennej w oparciu o rezonanse Feshbacha. Kolejne prace skupiają się na problemie jonu oddziałującego z gazem atomowym, w szczególności prace [H2,H3,H5] badają wpływ oddziaływania na transport jonu oraz zachodzące w gazie zderzenia nieelastyczne. Następnie artykuł [H1] omawia problem z perspektywy wielociałowej, opisując stan podstawowy jonu umieszczonego w zdegenerowanym gazie atomowym. W ostatniej pracy [H4] zaproponowano użycie układów atom-jon do kwantowej symulacji materiałów, w których dużą rolę odgrywa sprzężenie elektronów z fononami.

Przed szczegółowym omówieniem wyników badań, w kolejnych paragrafach zamieszczono streszczenie historii i podstawowych zagadnień fizyki ultrazimnych gazów kwantowych stanowiące niezbędną podstawę dalszej dyskusji.

4.4 Ultrazimne układy atomowe

Z punktu widzenia fizyka teoretyka, badania ultrazimnej materii kwantowej rozpoczęły się już w latach dwudziestych XX wieku, kiedy przewidziano, że nieoddziałujące bozony w odpowiednio niskiej temperaturze ulegną przejściu fazowemu i utworzą stan nazwany później kondensatem Bosego-Einsteina (BEC) w którym najniższy poziom energetyczny będzie makroskopowo obsadzony [3]. Makroskopowe efekty kwantowe w materii zostały jednak zaobserwowane już w 1911 roku, kiedy w laboratorium Heike Kammerlingha Onnesa wykryto nadprzewodnictwo rtęci chłodzonej ciekłym helem [4]. Brakowało wówczas satysfakcjonującego wyjaśnienia teoretycznego tego zjawiska. Możliwe związki pomiędzy nadprzewodnictwem, nadciekłością i kondensacją Bosego-Einsteina były eksplorowane przez wielu znakomitych badaczy, co doprowadziło w końcu do zaproponowania mechanizmu parowania fermionów przez Bardeena, Coopera i Schieffera (BCS) [5]. Dla wielu materiałów konieczne staje się jednak wprowadzenie bardziej skomplikowanego opisu, który często ma fenomenologiczną naturę i może być trudny w weryfikacji. Techniki pomiarowe mają ograniczone możliwości i często koncentrują się na makroskopowych wielkościach takich jak przewodność, nie dając bezpośredniego dostępu do mikroskopowego stanu kwantowego. Wytwarzane w laboratoriach materiały są również mało powtarzalne, ich własności zależą od procesu produkcji. W dodatku ich dynamika charakteryzuje się krótkimi skalami czasowymi. Dlatego użycie czystych i łatwiej kontrolowalnych układów atomowych z dostępem optycznym jako alternatywy może być niezwykle przydatne.

Budowa pierwszych laserów zrewolucjonizowała naukę na wielu poziomach, w szczególności pozwalając na precyzyjną spektroskopię przejść optycznych w atomach [6], a następnie opracowanie technik laserowego chłodzenia i pułapkowania gazów atomowych [7, 8]. Dzięki temu już w latach 70-tych rozpoczęto prace nad osiągnięciem w parach atomowych temperatur bliskich kwantowej degeneracji. Wśród pionierów należy wymienić Thomasa Greytaka i Daniela Kleppnera z MIT, którzy przez 20 lat prowadzili prace z użyciem wodoru. Okazało się jednak, że to gazy atomów alkalicznych przedstawiają mniej trudności technicznych i w 1995r. zdemontrowano doświadczalnie kondensaty sodu (w grupie Carla Wiemana i Erica Cornella) oraz rubidu (w grupie Wolfganga Ketterle) [9, 10], podczas gdy wodór udało się skondensować w roku 1998 [11]. Od tego czasu wiele innych pierwiastków, zarówno w odmianach bozonowych jak i fermionowych, zostało schłodzonych poniżej temperatury krytycznej. Dla wszystkich eks-

perymentów kluczowe było dobre zrozumienie struktury poziomów atomów, ich oddziaływania z polami elektromagnetycznymi oraz własności zderzeniowych które osiągnięto dzięki połączeniu obliczeń teoretycznych z precyzyjną spektroskopią.

Atomy alkaliczne (pierwsza grupa układu okresowego) charakteryzują się dość prostą strukturą elektronową, dzięki której można je efektywnie chłodzić, a także dokładnie zrozumieć ich oddziaływania, np. spektrum rezonansów Feshbacha. Inne atomy będące ostatnio przedmiotem zainteresowania badaczy [12], jak również cząsteczki polarne [13] oraz układy jon-atom [14] są znacznie trudniejsze do precyzyjnego opisanie z powodu bogatej struktury wewnętrznej i współzawodniczących skal energii i długości. Dają jednak nowe możliwości realizacji egzotycznych układów kwantowych i precyzyjnych pomiarów. Ogólnie każdy nowy układ doświadczalny jest związany z unikalnymi wyzwaniem i wymaga opracowania protokołów chłodzenia, pułapkowania i charakteryzacji oddziaływań oraz rozwinięcia technik pomiarowych.

Badania ultrazimnych gazów kwantowych rozwinęły się niezwykle dynamicznie i dziś stanowią popularną dziedzinę fizyki. Jest to spowodowane szerokimi możliwościami kontroli elektromagnetycznej układów atomowych. Większość parametrów eksperymentalnych, takich jak geometria pułapki, liczba cząstek czy siła i znak oddziaływań można z dużą dokładnością zmieniać w czasie rzeczywistym. Dobry dostęp optyczny umożliwia pomiary o dużej rozdzielczości, zarówno w przestrzeni położeń jak i pędów. Wszystko to sprawia, że gazy kwantowe doskonale nadają się do zrealizowania idei kwantowego symulatora zaproponowanej m.in. przez Richarda Feynmana [15]. W zasięgu możliwości doświadczalnych leży budowanie układów kwantowych od podstaw w taki sposób, żeby były opisywane przez zadany wcześniej Hamiltonian, a następnie badanie ich stanu podstawowego lub dynamiki nierównowagowej. Pozwala to na poznanie zachowań nawet bardzo złożonych i egzotycznych układów, które trudno jest badać metodami analitycznymi i numerycznymi. Jednym z pierwszych przykładów udanej kwantowej symulacji była obserwacja przejścia fazowego pomiędzy stanem nadciekłym a izolatorem Motta dla atomów rubidu umieszczonych w sieci optycznej [16]. Dodatkowo ultrazimne gazy atomowe umożliwiają wytworzenie długo żyjących stanów splątanych przydatnych w metrologii kwantowej [17].

4.5 Rezonanse Feshbacha w ciasnych pułapkach anharmonicznych

Rezonanse Feshbacha (lub Fano-Feshbacha) są jednym z kluczowych narzędzi do kontroli ultrazimnych układów atomowych. Pozwalają bowiem na zmianę siły oddziaływania pomiędzy atomami, a także na produkcję słabo związanych cząsteczek, które następnie można przetransferować do głębiej związanych stanów za pomocą przejść ramanowskich [18]. Mechanizm stojący za wystąpieniem rezonansu jest stosunkowo prosty i na tyle ogólny, że został w pierw zaproponowany w kontekście fizyki jądrowej [19]. Rozważmy dwa oddzielone od siebie atomy przygotowane w stanie struktury nadsubtelnej $|F, m_F\rangle$, gdzie F oznacza całkowity spin. Stan układu można więc opisać wektorem $|F_1, F_2, m_{F1}, m_{F2}\rangle$. Na małych odległościach międzyatomowych właściwą bazą do opisu układu staje się baza molekularna $|I, J, m_I, m_J\rangle$ gdzie I to łączny spin jądrowy a J elektronowy. Oddziaływanie pomiędzy atomami nieco się różni w zależności od symetrii stanu elektronowego (np. w przypadku atomów alkalicznych mamy symetrię singletową i trypletową). Powoduje to pojawienie się sprzężeń pomiędzy stanami w bazie rozdzielonych atomów. Staje się to kluczowe, gdy w zamkniętym energetycznie kanale istnieje stan związany o podobnej energii do energii stanu wejściowego. Wówczas półklasyczna intuicja podpowiada, że atomy po zbliżeniu się do siebie zostaną zatrzymane na dłuższy czas w stanie rezonansowym, co spowoduje duże przesunięcie fazowe. Dzięki efektowi Zeemana można regulować wzajemne położenie różnych stanów struktury subtelnej i w związku z tym wywołać rezonans i kontrolować właściwości atomów za pomocą pola magnetycznego, a przy powolnej zmianie wartości pola wyprodukować adiabatycznie słabo związaną cząsteczkę.

Do opisanie niskoenergetycznych zderzeń pomiędzy neutralnymi atomami wystarczy ograni-

czyć się do najniższej fali parcjalnej, gdyż bariera centryfugalna jest znacznie wyższa niż energia kinetyczna atomów. Wygodnie jest wtedy wprowadzić pojęcie długości rozpraszania w fali s

$$a(k) = -\frac{\tan \delta(k)}{k}, \quad (1)$$

gdzie $\delta(k)$ oznacza przesunięcie fazowe zależne od energii kinetycznej danej przez $E = \hbar^2 k^2 / 2\mu$, a μ to masa zredukowana pary cząstek. Dla celów praktycznych oddziaływanie dwóch atomów może być zwykle dobrze opisane pseudopotencjałem $V(r) = a(k \rightarrow 0)\delta(r)\frac{\partial}{\partial r}(r\cdot)$, tak więc dla niskich energii zderzeń długość rozpraszania zawiera w sobie wszystkie istotne informacje o potencjale oddziaływania. W pobliżu rezonansu długość rozpraszania w granicy zanikającej energii jest dana szczególnie prostym wzorem

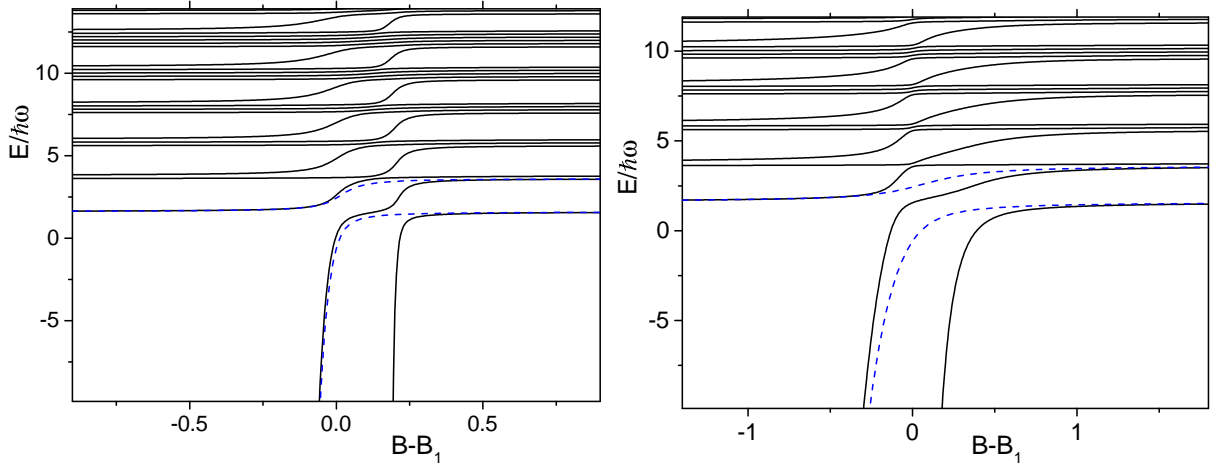
$$a(B) = a_{\text{bg}} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_{\text{res}}} \right), \quad (2)$$

gdzie a_{bg} to długość rozpraszania w kanale wejściowym poza rezonansem, Δ oznacza szerokość rezonansu a B_{res} jego pozycję. Z wzoru (2) widać, że jest w zasadzie możliwe, aby długość rozpraszania przyjęła dowolną wartość. Kolejnym ważnym parametrem w opisie rezonansów jest ich siła (pole strength) $s_{\text{res}} = a_{\text{bg}}\Delta\delta\mu$, gdzie parametr $\delta\mu$ opisuje różnicę momentów magnetycznych pomiędzy kanałami. Duża wartość s_{res} oznacza, że rezonans jest zdominowany przez otwarty kanał wejściowy i populacja stanu molekularnego z zamkniętego kanału jest stosunkowo mała. Takie rezonanse są generalnie mniej czułe na szczegółowe własności krzywych molekularnych, co przekłada się na bardziej uniwersalne własności gazu atomów.

Wykrywanie i charakteryzacja rezonansów Feshbacha w eksperymencie opiera się na zmianianiu wartości pola magnetycznego i mierzeniu np. szybkości strat atomów z pułapki oraz prędkości ich termalizacji. Główną przyczyną strat atomów są zderzenia trzyciałowe powodujące uwolnienie dużej ilości energii i wytworzenie mocno związanych cząsteczek. W pobliżu rezonansu dwuatomowe kompleksy mają długi czas życia, co znacznie zwiększa prawdopodobieństwo wystąpienia trzyciałowych kolizji. Ta prosta metoda ma jednak dość małą rozdzielczość i nie pozwala na efektywną produkcję cząsteczek ze względu na relatywnie skomplikowany i trudny w kontroli proces trzyciałowy. Znacznie większą precyzję można uzyskać umieszczając atomy parami w pojedynczych studniach potencjału takich jak oczka sieci optycznej lub nożyce optyczne. Eliminuje to z rozważań procesy trzyciałowe oraz zwiększa przekrycie się funkcji falowych atomów, poprawiając efektywność konwersji do stanu molekularnego [20, 21, 22]. Teoretyczne podstawy umożliwiające zrozumienie spektrum energii dwóch cząstek umieszczonych w pułapce zostały podane w znanej pracy T. Buscha i współautorów [23], gdzie rozwiązano problem pułapki harmoniczej z pseudopotencjałem. Od tej pory dokonano wielu rozszerzeń tego wyniku, np. uwzględniając poprawki do pseudopotencjału i dodając anizotropię pułapki. W pracy [H10] pokazano zostało, jak obliczyć spektrum w przypadku kilku przekrywających się rezonansów. Następnie praca [H6] rozważa przypadek rezonansu w podwójnej studni potencjału i opisuje dodatkowe możliwości wynikające ze sprzężenia ruchu względnego atomów a ruchem środka masy.

Obliczenia przedstawione w artykułach bazują na efektywnym wielokanałowym modelu, w którym zamknięte energetycznie stany zostały zdiagonalizowane i nie sprzęgają się ze sobą. Hamiltonian układu można zapisać jako

$$H = |o\rangle \langle o| \left(\frac{p^2}{2\mu} + \frac{P^2}{2M} + V(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \right) + \sum_i |\chi_i\rangle \langle \chi_i| \left(\frac{P^2}{2M} + \tilde{V}(\mathbf{R}) \right) + \sum_i (|\chi_i\rangle \langle o| W_i + \text{h.c.}), \quad (3)$$



Rysunek 1: Poziomy energetyczne dwóch cząstek dla przypadku dwóch rezonansów w lekko anizotropowej pułapce harmoniczej o stosunku częstości $\eta = 1.1$. Szerokości rezonansów wynoszą tu $\Delta_1 = 2.5\text{G}$ i $\Delta_2 = 0.5\text{G}$, a odstęp pomiędzy nimi 0.3G . Po lewej $\omega_\rho = 250\text{Hz}$, po prawej $\omega_\rho = 5\text{kHz}$. Niebieska przerywana linia pokazuje dwa pierwsze poziomy w przypadku pojedynczego odizolowanego rezonansu. Z pracy [H10].

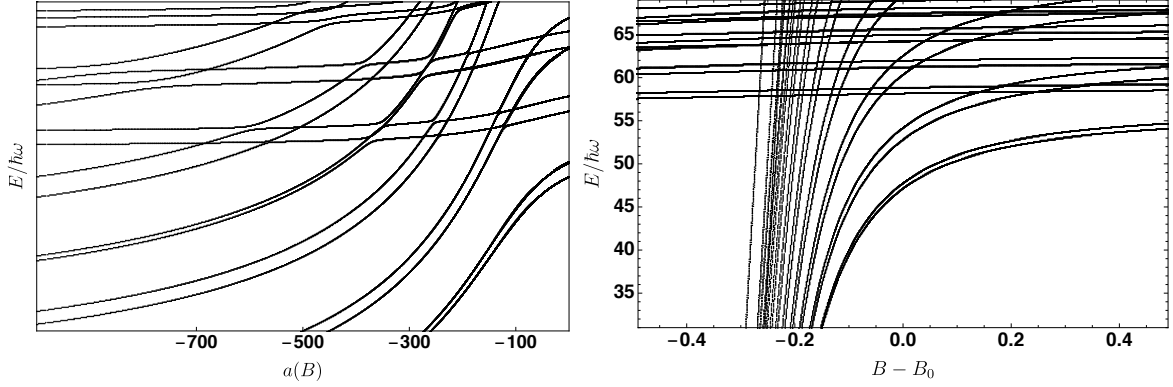
gdzie $|o\rangle$ oznacza kanał wejściowy, $|\chi_i\rangle$ opisują kanały zamknięte, μ to masa zredukowana pary cząstek a M to ich masa łączna, p to ich względny pęd, zaś P jest pędem środka masy układu. Sprzężenia pomiędzy kanałami opisują współczynniki $W_i(\mathbf{r}) = g_i\delta(\mathbf{r})$, a V to potencjał pułapujący. Sprzężenia g można powiązać z parametrami rezonansów Feshbacha porównując energię układu w granicy zanikającej pułapki z przypadkiem bez zewnętrznego potencjału. Tak postawiony problem można formalnie rozwiązać rozpisując funkcję falową w bazie stanów własnych pułapki oznaczonych ψ_n, Φ_N

$$|\Psi\rangle = |o\rangle \sum_n c_n \psi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \sum_i |\chi_i\rangle \sum_p a_p^i \Phi_p(\mathbf{R}), \quad (4)$$

a następnie znormalizowanie i rozwiązanie samozgodnego równania na energię układu. Ta metoda, będąca uogólnieniem metody Buscha, pozwala na obliczenie energii dla dość ogólnego problemu w którym występuje wiele stanów molekularnych oraz anizotropowa pułapka.

Okazuje się, że leżące blisko siebie przekrywające się rezonanse mają kilka ciekawych właściwości które nie pojawiają się w przypadku pojedynczego rezonansu. Jeden z przykładów pokazany jest na rysunku 1, na którym widnieją poziomy energetyczne dla dwóch rezonansów oddzielonych o 0.3G w anizotropowym potencjale harmonicznym gdzie $\omega_z = \eta\omega_\rho$ dla dwóch różnych częstości pułapki. W przypadku słabego potencjału pułapującego rezonanse są wyraźnie oddzielone. W miarę zwiększania ściśnięcia cząstek dwa stany molekularne zaczynają mieszać się ze sobą, co widać po przesunięciu jednego ze stanów względem przypadku pojedynczego rezonansu. Ma to praktyczne konsekwencje, kiedy jeden z rezonansów ma być wykorzystany do produkcji cząsteczek i musi być uwzględnione przy optymalizacji parametrów doświadczalnych takich jak częstość pułapki i prędkość zmiany pola magnetycznego. W przeciwnym wypadku może dojść do wyprodukowania stanu superpozycji dwóch stanów związanych, co zmniejszy efektywność na późniejszych etapach.

Metoda streszczona powyżej może po pewnych modyfikacjach być zastosowana również do pułapek anharmonicznych. Naturalnym celem staje się tu przypadek podwójnej studni potencjału, który przypomina używane powszechnie sieci optyczne. W celu odtworzenia fizyki sieci z tunelowaniem pomiędzy oczkami której potencjał dany jest przez $V(z) = V_L \cos^2 k_L z$, gdzie k_L



Rysunek 2: Lewy panel: przecięcia stanów molekularnych (linie stromo nachylone) ze stanami pułapki (zasadniczo poziome linie) w podwójnej studni potencjału w przypadku rezonansu zdominowanego przez kanał zamknięty. Prawy panel: przypadek rezonansu zdominowanego przez kanał otwarty. Z pracy [H6].

oznacza wektor falowy lasera tworzącego sieć, użyto modelowego potencjału

$$V(z) = V_L \left((zk_L)^2/a + \frac{4}{1 + (zk_L)^2/b + (zk_L)^4/c} \right), \quad (5)$$

w którym parametry a , b , c są tak dobrane, aby pierwsze kilka wyrazów rozwinięcia potencjału w szereg Taylora zgadzało się z analogicznym wyrażeniem dla sieci. W podwójnej studni stany własne tworzą zdegenerowane energetycznie pary o różnych symetriach (analogiczne do pasm Blocha w periodycznym potencjale), z których można utworzyć paczki falowe zlokalizowane na jednym z oczek. W takiej pułapce nie można już odseparować ruchu względnego cząstek, przez co spektrum energetyczne staje się bardziej skomplikowane i zawiera np. antyprecięcia pomiędzy stanami o różnej liczbie wzbudzeń w układzie środka masy. Ich obecność można wykryć doświadczalnie, gdyż powodują bardzo wąskie piki na wykresie zależności strat atomów od pola magnetycznego w sieci optycznej obsadzonej pojedynczymi atomami [20]. Kluczowym wynikiem pracy [H5] było pokazanie, że rezonanse spowodowane wzbudzonymi stanami środka masy umożliwiają nie tylko pomiar położenia i szerokości rezonansu, ale także jego siły s_{res} . Przykładowe spektrum energii układu zamieszczono na rysunku 2 dla przypadku wąskiego rezonansu zdominowanego przez kanał zamknięty. Powoduje to silne mieszanie stanu związanego ze stanami pułapki, a przez to mocne antyprecięcia poziomów które w eksperymencie zostałyby zarejestrowane jako gęsto upakowane piki strat. Zależność położenia dodatkowych rezonansów od s_{res} można zrozumieć jako efekt poprawki do równania (2) wynikającej z teorii zasięgu efektywnego. Niskoenergetyczne rozwinięcie przesunięcia fazowego dane jest przez $k \cot \delta(k) = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2}r_{\text{eff}}k^2 + \dots$. W pobliżu rezonansu $r_{\text{eff}} = -\frac{\hbar^2}{\mu a_{\text{bg}} \Delta \delta \mu} (1 - \frac{a_{\text{bg}}}{a(B)})^2$ [24]. Jako że zasięg efektywny zależy od odwrotności s_{res} , różne rezonanse będą dla skończonych energii ulegać różnym przesunięciom. W oczywisty sposób ten efekt stanie się ważniejszy dla pułapek o dużych częstościach, gdyż zwiększa się wówczas charakterystyczna skala energii $\hbar\omega$.

Metody przedstawione tutaj są na tyle ogólne, że można je stosować zarówno do przypadku sieci optycznych jak i zyskujących ostatnio na popularności nożyc optycznych. Pozwolą być może na usprawnienie produkcji ultrazimnych cząsteczek.

4.6 Zderzenia cząstek dipolowych poza przybliżeniem Borna

W ostatnich latach w kilku grupach doświadczalnych udało się wytworzyć zdegenerowane gazy lantanowców takich jak erb i dysproz, które charakteryzują się dużym magnetycznym momen-

tem dipolowym. To osiągnięcie zrewolucjonizowało badania ultraizolowanych układów z oddziaływaniami o dużym zasięgu. Egzotyczne własności lantanowców spowodowane są otwartą powłoką elektronową f , co zwiększa anizotropię atomu i powoduje pojawienie się oddziaływań dipolowych [12]. Skomplikowana struktura wewnętrzna tych atomów (duże wartości spinu elektronowego) powoduje również niespotykaną w atomach alkalicznych gęstość rezonansów Feshbacha stanowiącą wyzwanie zarówno eksperymentalne jak i obliczeniowe. Również kolektywne własności gazu dipolowego są bardzo ciekawe. Anizotropia oddziaływań dipolowych sprawia, że w zależności od geometrii pułapki gaz może utracić stabilność dla różnych wartości długości rozpraszania i ulec kolapsowi [25]. Znacznie bardziej zaskakujące zjawisko zaobserwowano jednak w grupie prof. Tilmana Pfau w Stuttgarcie w 2016 roku przy badaniu stabilności bozonowego gazu dysprozu. Blisko krytycznych wartości długości rozpraszania zamiast spodziewanego kolapsu uformowały się stabilne krople o dość dużej gęstości [26]. Warto podkreślić, że efekt ten nie był wcześniej przewidziany teoretycznie, a grupa doświadczalna odkryła go spontanicznie. Wy tłumaczenie tego zachowania gazu wymaga uwzględnienia poprawek do równania stanu poza przybliżeniem pola średniego, które wprowadzają dodatkowy człon stabilizujący układ [27]. Dla jednorodnego gazu poprawkę, będącą analogiem członu Lee-Huanga-Yanga, można łatwo policzyć [28]. Dokładne porównanie teorii z eksperymentem wymaga jednak uwzględnienia szeregu czynników które wpływają na położenie przejścia fazowego i własności kropeł. Jednym z nich jest kwestia użytego pseudopotencjału. W teorii pola średniego korzysta się z niskoenergetycznej amplitudy rozpraszania $f(\theta)$, która dla oddziaływań dipolowych jest anizotropowa i zależy od kąta θ pomiędzy orientacją dipoli i wektorem łączącym je ze sobą. Policzenie tej wielkości wymaga uwzględnienia wielu fal parcjalnych ze względu na długozasięgowy charakter oddziaływań. Można do tego użyć przybliżenia Borna [29], w ramach którego $f_B(\theta) = -\frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{1}{4\pi} \int d^3r e^{iqr} V(r)$. Dla małych pędów q prowadzi to do znanego wzoru

$$f_B(\theta) = -a - R_{\text{dd}} P_2(\cos \theta), \quad (6)$$

gdzie a oznacza jak poprzednio długość rozpraszania pełnego potencjału w fali s (wraz z poprawkami wynikającymi z członu dipolowego), P_2 to wielomian Legendre'a, a siła oddziaływania dipolowego jest dana przez $R_{\text{dd}} = 2\mu d^2/3\hbar^2$, gdzie d jest momentem dipolowym. Można również zdefiniować charakterystyczną skalę energii $E_{\text{dd}} = \hbar^2/(2\mu R_{\text{dd}}^2)$. W granicy zerowej energii przybliżenie Borna dla dipoli daje ścisły wynik, jednak dla wartości podobnego rzędu co E_{dd} należy spodziewać się poprawek. Dodatkowo w przypadku lantanowców jego stosowalność może być ograniczona z powodu współzawodnictwa krótko- i długozasięgowego oddziaływania, zwłaszcza w pobliżu rezonansu Feshbacha. Te obserwacje były motywacją do badań opisanych w pracy [H9], w której przeprowadzone zostały obliczenia amplitudy rozpraszania dla realistycznych parametrów odpowiadających eksperymentom uwzględniając wkład izotropowej części oddziaływania van der Waalsa jak i dipolowego. Długość rozpraszania była zmieniana dzięki manipulowaniu fazą funkcji falowej na małych odległościach, co pozwalało na symulację rezonansu Feshbacha zdominowanego przez kanał otwarty.

Wyniki obliczeń pokazały, że amplituda rozpraszania jest zwykle dobrze opisana przez wzór (6), natomiast należy w nim zmienić długość dipolową na nową efektywną wartość, dalej oznaczoną dla odróżnienia a_{dd} . Dla umiarkowanych wartości długości rozpraszania w zależności od energii zderzenia poprawka wynosi kilka procent. W pobliżu rezonansu przybliżenie Borna załamuje się całkowicie i następuje znaczna redukcja wartości a_{dd} . Można to intuicyjnie wyjaśnić przywołując fakt, że w tym reżimie rozpraszanie jest zdominowane przez obecność stanu związanego o dużych rozmiarach przestrzennych (znacznie większych od R_{dd}) w pobliżu progu. Rola oddziaływania dipolowego spada i rozpraszanie staje się bardziej izotropowe. Zależność efektywnego parametru a_{dd} od stosunku $R_{\text{dd}}/a = \epsilon_{\text{dd}}$ została pokazana na rysunku 3.

Prosta poprawka do efektywnego potencjału zasugerowana przez obliczenia rozproszeniowe pozwoliła na pewną poprawę zgodności teorii i eksperymentu, zwłaszcza jeśli chodzi o granicę

stabilności kropli kwantowych [30]. Należy jednak podkreślić, że zastosowana w pracy [H9] teoria wielociałowa nadal bazowała na równaniu Grossa-Pitaevskiego rozszerzonym o poprawkę Lee-Huanga-Yanga dla jednorodnego gazu, pomijając potencjalnie istotne efekty takie jak skończony rozmiar kropli i korelacje pomiędzy cząstkami.

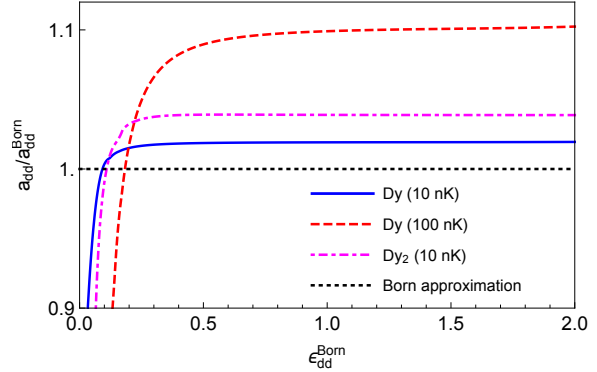
4.7 Ultrazimne zderzenia w magnetometrii

W sekcji 4.5 pokazano, że silny potencjał pułapki może przyczynić się do powiększenia precyzji pomiarów i zapewnić lepszą rozdzielczość dzięki wyeliminowaniu strat trzyciałowych i zwiększeniu efektywnej gęstości dwuciałowej. Pozwala to na dostrajanie oddziaływań pomiędzy atomami z dużą dokładnością. W pracach [H7,H8] postawione zostało odwrotne pytanie: czy można użyć informacji o zderzeniach cząstek aby wywnioskować z nich, jaka jest wartość pola magnetycznego? Jaką dokładność można w ten sposób uzyskać? Okazuje się, że skupienie się na dynamice ultrazimnego gazu lub trzyciałowych stratach nie daje tu satysfakcjonujących wyników ze względu na konieczność powolnego przygotowywania układu i dokonywania pomiarów. Ograniczenie się do układów, w których następują tylko zderzenia dwucząstkowe w ciasnej pułapce ponownie pozwala na uzyskanie znacznie lepszych rezultatów.

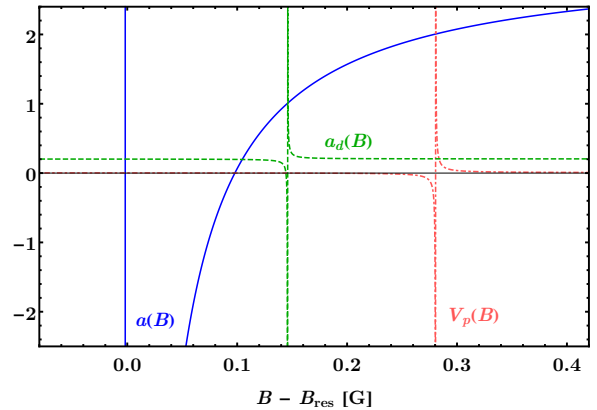
Konstrukcja zaproponowanego sensora opiera się na układzie quasi-jednowymiarowych tub, które można doświadczalnie zrealizować za pomocą dwóch laserowych fal stojących. W środku każdej z nich umieszczony jest pojedynczy atom na którym rozpraszają się atomy wprowadzane z jednej strony. Dla wystarczająco niskich energii, w jednym wymiarze atom może jedynie ulec odbiciu lub transmisji przez przeszkodę, gdyż wzbudzenia wyższych modów oscylatora są energetycznie niedostępne. W jednym wymiarze możliwe są tylko dwa analogi trójwymiarowych fal parcjalnych: fala parzysta i nieparzysta, których amplitudy dalej oznaczono jako $f^{(\pm)}$. Naturalnie narzucającą się wielkością do zmierzenia jest współczynnik transmisji który opisuje jaka część cząstek przejdzie przez przeszkodę, zdefiniowany jako

$$T(p) = \left| 1 + f^{(+)} + f^{(-)} \right|^2, \quad (7)$$

gdzie $\hbar p$ oznacza jednowymiarowy pęd. Możliwym doświadczalnym sposobem pomiaru transmi-



Rysunek 3: Efektywna długość dipolowa w funkcji $\epsilon_{dd} = R_{dd}/a$ dla atomów dysprozu przy energii kinetycznej 10nK (niebieska linia) i 100nK (czerwona linia przerywana), jak również dla cząsteczek Dy_2 (purpurowa linia kropka-kreska). Czarna kropkowana linia pokazuje wynik przybliżenia Borna, gdzie $a_{dd}/R_{dd} = 1$ bez względu na długość rozpraszania. Z pracy [H9].



Rysunek 4: Długość rozpraszania w fali s , objętość rozpraszania w fali p i długość w fali d dla przykładowego rezonansu Feshbacha o szerokości 0.1G i dużej długości rozpraszania tła. Z pracy [H7].

sji jest obrazowanie absorpcyjne lub jonizacja atomów, które przeszły przez tubkę. Zmienność transmisji z polem magnetycznym jest zapewniona przez rezonans Feshbacha, zaś przestrzenna struktura sieci optycznej zapewnia potencjalnie wysoką rozdzielczość rzędu 500nm.

Teoretyczne podstawy opisu rozpraszania w quasijednowymiarowej geometrii położył Maxim Olshanii [31]. Używając pseudopotencjału można rozwiązać trójwymiarowe równanie Schrödingera w obecności zewnętrznej pułapki harmoniczej w dwóch wymiarach, a następnie zadać właściwe warunki początkowe na funkcje falową na dużych odległościach i odczytać jednowymiarowe przesunięcia fazowe. W tym przypadku dla zwiększenia dokładności można użyć uogólnionego trójwymiarowego pseudopotencjału zawierającego informację o większej ilości fal parcjalnych. Kluczowym wynikiem pracy [31] było odkrycie, że potencjał pułapkujący wpływa na proces rozpraszania przesuwając pozycję rezonansu względem przypadku trójwymiarowego, co nazwano rezonansem indukowanym ściśnięciem (confinement-induced resonance, CIR). Okazuje się również, że wszystkie trójwymiarowe kanały o parzystym momencie pędu $\ell = 0, 2, \dots$ mają wkład do parzystej fali jednowymiarowej i mogą powodować w niej oddzielne rezonanse, natomiast nieparzyste momenty pędu powodują rezonanse w fali nieparzystej. Rysunek 4 przedstawia przypadek przykładowego rezonansu dla kilku pierwszych fal parcjalnych policzone dla niezerowej energii. Wynikająca z niego jednowymiarowa transmisja została pokazana na rysunku 5. Na przykładach dla większej uniwersalności wyników użyto jako jednostki długości charakterystycznej długości van der Waalsa \bar{a} będącej uśrednioną po fazie funkcji falowej na małych odległościach długością rozpraszania dla potencjału typu $-C_6/r^6$.

Należy teraz przeanalizować jaką precyzję pomiaru mógłby zapewnić proponowany mechanizm. Intuicja podpowiada, że optymalny rejon pracy sensora będzie w pobliżu rezonansu gdzie zależność transmisji od pola magnetycznego jest najsilniejsza. Można to łatwo sformalizować przy użyciu teorii estymacji [32, 33]. Minimalna osiągalna niepewność mierzonej wielkości dana jest przez nierówność Cramera-Rao

$$\Delta B \geq \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{1}{\sqrt{F}}, \quad (8)$$

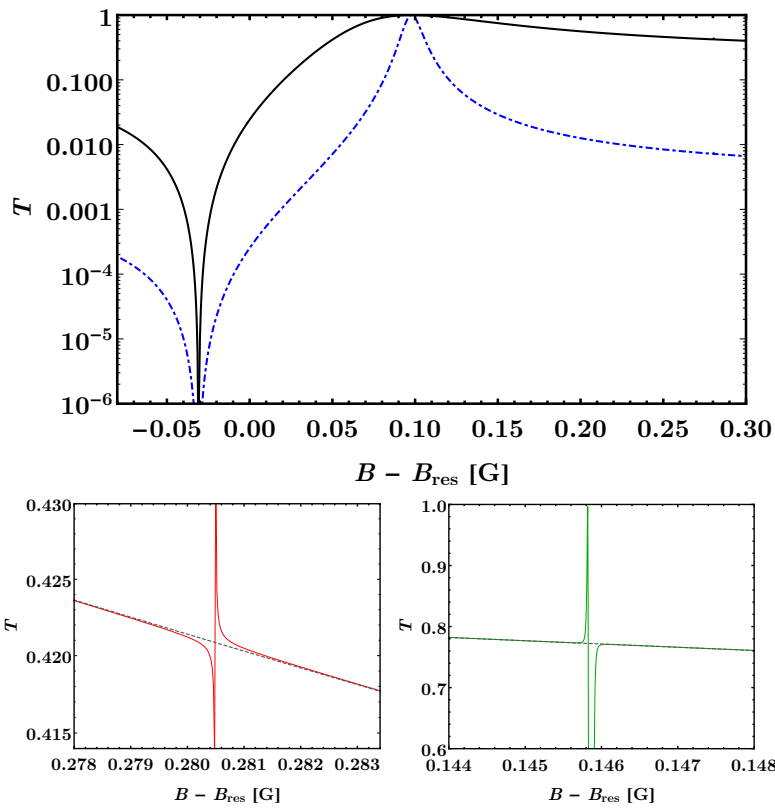
gdzie N oznacza liczbę niezależnych atomów wpuszczonych w pułapkę. Skalowanie precyzji z czynnikiem $N^{-1/2}$ jest spowodowane ulepszającą się wraz ze zwiększaniem liczby pomiarów statystyką (szum śrutowy, shot noise). Kluczową wartością charakteryzującą sensor jest natomiast informacja Fishera F zdefiniowana jako

$$F = \sum_{s=\pm 1} \frac{1}{p(s|B)} \left(\frac{\partial p(s|B)}{\partial B} \right)^2. \quad (9)$$

Współczynnik $p(+1|B) \equiv T(B)$ jest tu prawdopodobieństwem transmisji, a $p(-1|B) \equiv 1 - T(B)$ odbicia się atomu. Po podstawieniu odpowiednich definicji otrzymujemy

$$F = \frac{1}{T(B)[1 - T(B)]} \left(\frac{dT(B)}{dB} \right)^2. \quad (10)$$

Ze wzoru (10) wynika, że najlepszą precyzję rzeczywiście uzyskamy kiedy pochodna transmisji po wartości pola jest największa. Inne parametry układu również należy zoptymalizować, tu jednak szczegóły mogą zależeć od konkretnego rezonansu. W zależności od długości rozpraszania tła zależność informacji Fishera od energii cząstek może być różna. Najlepszym wyborem może okazać się też zarówno pomiar w okolicy rezonansu gdzie transmisja jest niska, jak i rejonu gdzie osiąga wartości bliskie jedności, jak pokazano na rysunku 6. Skalowanie precyzji w różnych przypadkach można odczytać z rozwinięcia wzoru (10) w szereg w niskich energiach. Okazuje się, że ΔB zawsze zależy liniowo od szerokości rezonansu Δ . W przypadku pomiaru w okolicy rezonansu preferowana jest niska wartość a_{bg} i konkretne wartości pędu p , zaś przy maksimum transmisji lepsze wyniki daje duża długość rozpraszania a_{bg} i jak najniższa energia cząstek.



Rysunek 5: Współczynnik transmisji w funkcji pola magnetycznego dla rezonansu z rysunku 4 dla pędów $p = 0.01\bar{a}^{-1}$ (czarna linia) i $p = 0.001\bar{a}^{-1}$ (niebieska przerywana linia). Rezonanse pochodzące od wyższych fal parcjalnych są pokazane na zbliżeniach w dolnym panelu dla przypadku $p = 0.01\bar{a}^{-1}$. Czarna przerywana linia pokazuje wynik przy uwzględnieniu wyłącznie fali s , natomiast rezonans narysowany czerwoną linią spowodowany jest przez falę p , a zieloną przez d . Z pracy [H7].

Dzięki strukturze sieci optycznej w naturalny sposób można porównać transmisję w różnych częściach układu i uzyskać informację o przestrzennym rozkładzie pola z wysoką rozdzielczością daną przez odległość pomiędzy tubkami, czyli połowę długości fali lasera, np. 532nm. Precyzję pomiaru gradientu pola można policzyć uogólniając poprzednie wyniki. Niech zmienna losowa $\xi = \{\xi_1, \dots, \xi_M\}$ będzie opisywać wyniki zderzeń zachodzących w M oddzielnych tubkach. Niech pole magnetyczne w płaszczyźnie w której dokonujemy pomiaru będzie dane przez

$$B(\xi_i) = B_0 + B_x x_i + B_y y_i. \quad (11)$$

Interesują nas wartości wszystkich trzech nieznanymi parametrów B_i . W tym przypadku teoria estymacji zapewnia analogiczną do poprzedniej nierówność Cramera-Rao, w której występuje macierz informacji Fishera

$$\mathbf{C} \geq \frac{1}{N} \mathbf{F}^{-1}, \quad (12)$$

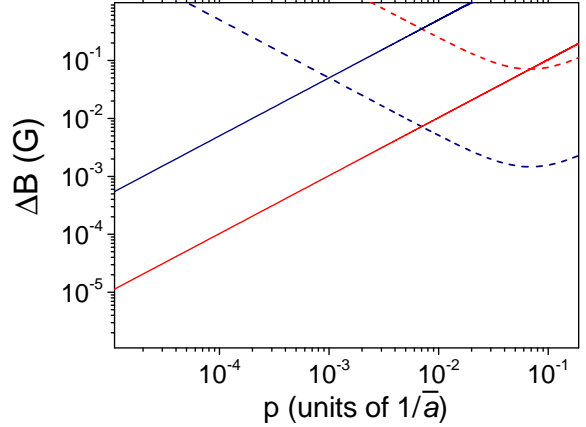
której elementy dane są przez

$$F_{i,j} = \sum_{\xi} \frac{1}{p(\xi|\gamma)} \frac{\partial p(\xi|\gamma)}{\partial \gamma_i} \frac{\partial p(\xi|\gamma)}{\partial \gamma_j}. \quad (13)$$

Rysunek 7 pokazuje maksymalną osiągalną precyzję pomiaru gradientu ΔB_x wzdłuż jednej z osi. Z wykresu widać, że pomiar jest najbardziej czuły dla małych wartości gradientu. Precyzja pomiaru oscyluje wraz z wartością pola B_0 z okresem zależnym od gradientu, co na pierwszy rzut oka może wydawać się dziwne. To intrygujące zjawisko można intuicyjnie wyjaśnić pamiętając, jak wygląda precyzja dla przypadku pojedynczej tubki. Jeśli gradient pola jest zerowy, każda część układu daje taki sam wkład do precyzji pomiaru. Dla zmiennego pola czułość w niektórych rejonach układu spada, gdyż oddalają się one od optymalnych wartości pola. Zależnie od wartości gradientu, mniej lub więcej tubek może znaleźć się w optymalnym przedziale parametrów, powodując periodyczne wahania najniższej niepewności pomiaru.

Przy konstrukcji realistycznego sensora należałoby uwzględnić również potencjalne źródła błędów. Jednym z problemów ograniczających precyzję jest szerokość paczek falowych atomów która powinna być odpowiednio mała. Dodatkowo trzeba uwzględnić zależność pozycji rezonansu od energii cząstek. Kolejnym czynnikiem jest wydajność detekcji $0 \leq \eta \leq 1$. Jeżeli mierzone są zarówno odbite jak i transmitowane atomy, informacja Fishera spada do wartości $F^{(I)} = \eta F$. W przypadku dostępu tylko do atomów które uległy transmisji, można pokazać że informacja Fishera wyniesie $F^{(II)} = \eta(T'(B))^2/T(1 - \eta T(B))$.

Na koniec warto zastanowić się, czy przedstawiony protokół detekcji można ulepszyć przez pomiar innej wielkości niż tylko transmisja atomów. Niespodziewanie okazuje się, że dodatkowa optymalizacja po możliwych pomiarach nie prowadzi już do poprawy precyzji. Wynika to z prostej struktury dwucząstkowej funkcji falowej w quasi-jednowymiarowej geometrii. Po zderzeniu cząstka znajduje się w superpozycji pomiędzy odbitym i transmitowanym stanem z odpowiednimi amplitudami prawdopodobieństwa o module i fazie zależnymi od pola magnetycznego. Naturalnie transmisja jest czuła tylko na moduł ich wartości. Faza obu komponentów



Rysunek 6: ΔB jako funkcja pędu w przypadku pomiaru w pobliżu rezonansu (linie przerywane) i rejonu wysokiej transmisji (ciągłe linie) dla wartości $a_{bg} = 9.7\bar{a}$ (kolor czerwony) i $a_{bg} = 0.2\bar{a}$ (niebieski). Z pracy [H8].

jest jednak taka sama i wobec tego nie zawiera już żadnej nowej informacji którą można by było wykorzystać.

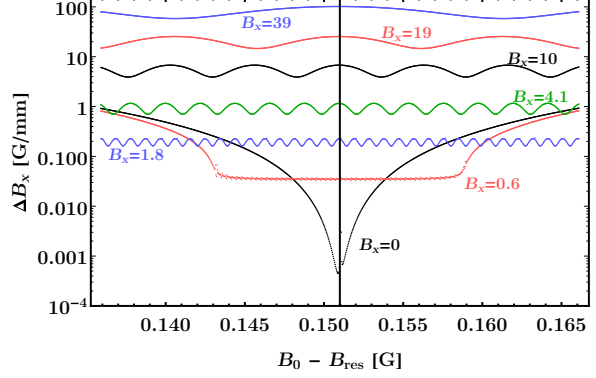
Przedstawiony sposób pomiaru pola magnetycznego teoretycznie pozwoliłby osiągnąć dokładność poniżej jednej nanotesli, lub czułość ok. $100\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$ przy rozdzielczości poniżej mikrometra dla statycznych pól. To dość unikalne połączenie jest możliwe dzięki przewidywalności struktury ukłádów atomowych i wysokim stopniu osiągalnej kontroli.

4.8 Dynamika jonu umieszczonego w ultrazimym gazie bozonów

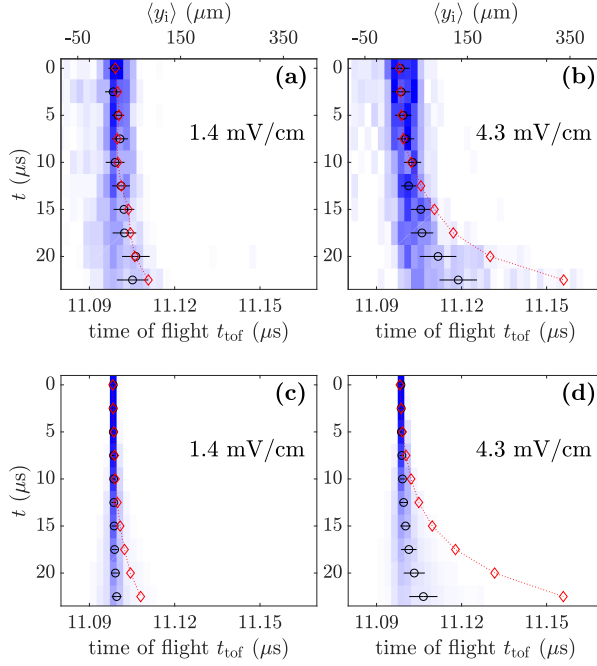
Kolejnym interesującym układem, w którym znaczenie może mieć duży zasięg oddziaływań są jony zanurzone w zimnych gazach atomowych. W tym przypadku wiodący człon w oddziaływaniu to polaryzacja atomu przez ładunek elektryczny jonu, który prowadzi do zależności od odległości typu $-C_4/r^4$. Taki potencjał ma dobrze zdefiniowaną długość rozpraszania i dla niskich energii fala s jest wystarczająca do opisu zderzenia. W przeciwieństwie do przypadku neutralnych atomów, ten limit jest jednak bardzo trudny do osiągnięcia i w typowych eksperymentach konieczne jest uwzględnienie kilku fal parcjalnych. Przydatnie jest wprowadzić charakterystyczną długość $R^* = (2\mu C_4/\hbar^2)^{1/2}$ i jednostkę energii $E^* = \hbar^2/(2\mu(R^*)^2)$, gdzie μ jest masą zredukowaną. Charakterystyczna energia ma typowo wartość odpowiadającą ułamka mikrokelvina, a parametr długości może osiągnąć kilka tysięcy borów, co jest porównywalne do typowych odległości pomiędzy cząstkami w gazie. Dodatkowo wynikające ze skończonej energii poprawki do przesunięcia fazowego w fali s w przypadku potencjału polaryzacyjnego są znaczne i wychodzą poza przybliżenie zasięgu efektywnego [34]. Bardziej szczegółowe omówienie fizyki układów atom-jon znajduje się w niedawnej pracy przeglądowej [14].

Problem pojedynczego jonu w ultrazimym gazie można rozpatrywać na wielu poziomach. Po pierwsze, interesujące jest pytanie o jego transport przez ośrodek na skutek zderzeń elastycznych z atomami gazu. Również zderzenia nieelastyczne powodujące przeskok ładunku mogą odgrywać tu ważną rolę. Dodatkowo w układzie może dojść do radiacyjnej rekombinacji i utworzenia stanów molekularnych, a także do zderzeń trzyciałowych które również doprowadzą do wytworzenia cząsteczek. Na skutek kolejnych zderzeń molekuly mogą ulec dysocjacji lub zmienić swój stan rowibracyjny. W warunkach eksperymentalnych złożoność problemu rośnie jeszcze bardziej na skutek obecności zewnętrznych pól elektromagnetycznych, zwłaszcza laserów pułapkujących indukujących kolejne przejścia. Trudne w precyzyjnej kontroli pola elektryczne dodatkowo przyspieszają ruch jonu i wprowadzają szum. Grupa doświadczalna prowadzona przez dr. Floriana Meinerta zdołała jednak osiągnąć na tyle wysoką precyzję, że możliwe stało się uzyskanie informacji o niektórych z wymienionych procesów [H2,H3].

Po wytworzeniu jonu w gazie rubidu za pomocą wzbudzenia poziomy Rydbergowskiego a następnie odpowiednio dobranej sekwencji impulsów prowadzącej do jonizacji, przy pomocy



Rysunek 7: Niepewność pomiaru gradientu ΔB_x w funkcji pola magnetycznego na środku układu $B_0 - B_{\text{res}}$ dla ustalonej wartości rzeczywistego gradientu B_x . Czarna pionowa linia wyznacza punkt $B_0 - B_{\text{res}} = \Delta$. W obliczeniach założono $\Delta = 0.15\text{G}$, charakterystyczną długość oscylatora $d = 20\bar{a}$, $a_{\text{bg}} = 9.76\bar{a}$ (podobną do przypadku atomów cezu) oraz $p = 10^{-4}\bar{a}^{-1}$. Z pracy [H7]

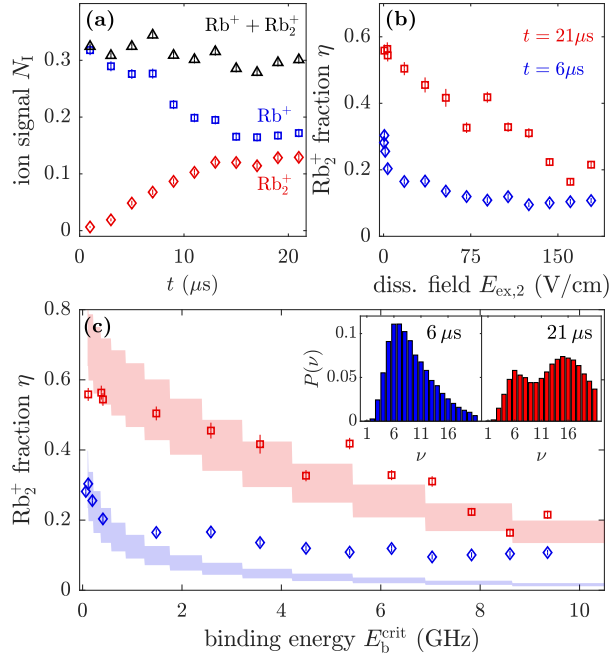


Rysunek 8: Zmierzone (górny panel) i obliczone (dolny) rozkłady probabilistyczne czasu dotarcia jonu do detektora t_{tof} jako funkcja czasu swobodnej ewolucji jonu t dla dwóch wartości pola elektrycznego. Intensywność koloru odpowiada wartości sygnału, czarne okręgi pokazują wartości średnie. Czerwone romby ilustrują wyniki balistycznego ruchu jonu w bardzo rzadkim gazie. Z pracy [H2].

słabego pola elektrycznego rzędu kilku mV/cm jon był pchany przez najgęstszy rejon gazu. Po jakimś czasie silny impuls pola wyrzucał jon z kondensatu i kierował go w stronę detektora. Analiza czasu dotarcia do detektora pozwoliła na wywnioskowanie jaki dystans jon przebył w gazie i jaka była jego prędkość dryfu $\langle v_i \rangle$ oraz mobilność $\mu_i = \partial \langle v_i \rangle / \partial E$ w zależności od przyłożonego pola elektrycznego. Wyniki porównano z obliczeniami numerycznymi, starając się odtworzyć dynamikę jonu bez żadnych parametrów dopasowania. Modelowanie opierało się na stochastycznej symulacji w której jon ulegał zderzeniom z odpowiednią zależną od gęstości gazu i energii kinetycznej częstością. Kąt rozproszenia był losowany z obliczonych różniczkowych przekrojów czynnych. Symulacja uwzględniała kształt kondensatu i jego niejednorodność.

Zmierzona mobilność jonu $\mu_i^{\text{exp}} = (47 \pm 16) \times 10^3 \text{ cm}^2 / (\text{Vs})$ okazała się bliska wynikom symulacji $\mu_i^{\text{num}} = (33 \pm 3) \times 10^3 \text{ cm}^2 / (\text{Vs})$. Pionierski charakter eksperymentu daje nadzieję na znaczną poprawę precyzji w kolejnych pomiarach. Również model teoretyczny mógłby zostać jeszcze rozwinięty. Dla przykładu, w obliczeniach nie uwzględniono wpływu procesów nieelastycznych, których obecność jest nieunikniona i została scharakteryzowana w dalszej części eksperymentu.

Kolejne pomiary [H3] skupiły się na rzadkich przypadkach detekcji cząsteczek Rb_2^+ . Używany detektor pozwalał na odróżnienie jonów atomowych i molekularnych, które dodatkowo przybywały do detektora dużo później. Produkcja cząsteczki w układzie mogła być wyłącznie wynikiem trzyciałowej rekombinacji z udziałem jonu. Dzięki poddaniu przybywających cząsteczek działaniu dodatkowego pola elektrycznego można było uzyskać dodatkową informację o ich energii wiązania, gdyż płytko leżące stany związane ulegały dysocjacji jeśli natężenie pola przekraczało krytyczną wartość. Uzyskane wyniki różniły się w zależności od czasu przebywania cząsteczek w gazie. Pozwala to wywnioskować, że po wytworzeniu jonu molekularnego ulega on kolejnym zderzeniom nieelastycznym zwiększającym jego energię wiązania. Porównanie z opisanym poniżej



Rysunek 9: (a) Sygnał pochodzący od jonów atomowych i molekularnych jako funkcja czasu przybywania w gazie. (b) Udział wykrytych molekuł w zależności od siły dysocjującego pola elektrycznego. (c) Część cząsteczek która nie uległa dysocjacji η jako funkcja krytycznej wartości energii wiązania dla dwóch różnych czasów $t = 6\mu\text{s}$ (niebieskie romby) i $t = 21\mu\text{s}$ (czerwone kwadraty). Dodatkowo pokazano wyniki numerycznej symulacji obsadzeń różnych stanów wibracyjnych dla tych dwóch czasów. Z pracy [H3].

modelem zderzeń dało faktycznie satysfakcjonującą zgodność z eksperymentem.

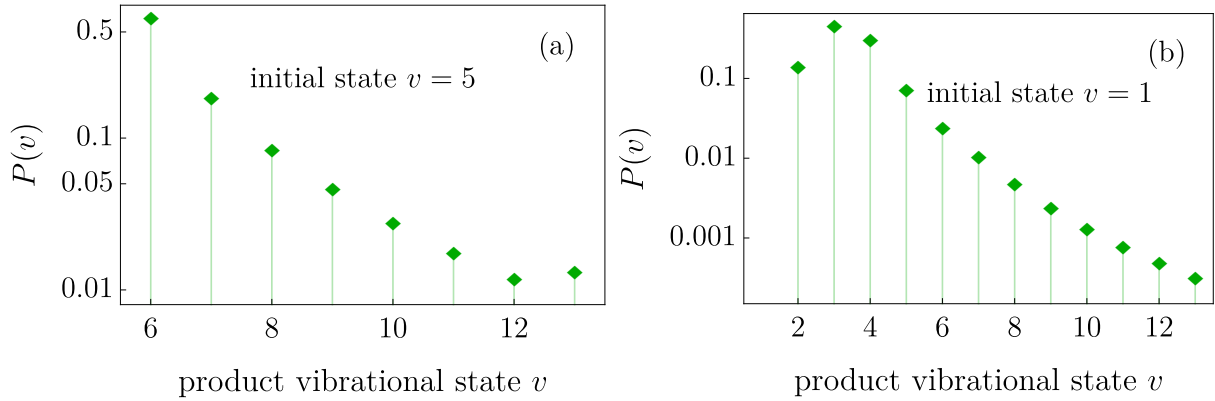
Teoretyczny opis zderzeń nieelastycznych z udziałem jonów molekularnych był tematem pracy [H4], na której opierały się obliczenia zawarte w [H3]. Pełen opis zderzenia atom-cząsteczka jest wymagający numerycznie. Możliwe jest jednak jego uproszczenie dzięki wykorzystaniu właściwości potencjału oddziaływania. Analizę wygodnie jest przeprowadzić w układzie współrzędnych Jacobiego danym przez wektor łączący środek masy cząsteczki z atomem oznaczony przez \mathbf{R} , oraz wewnętrzną współrzędną cząsteczki \mathbf{r} . Standardowo, ruch środka masy układu separuje się. Na dużych odległościach R układ można opisać określając stan rowibracyjny cząsteczki $\phi_{vj}(r)$, gdzie v i j to odpowiednio wibracyjna i rotacyjna liczba kwantowa. Używając tej bazy, potencjał oddziaływania przyjmuje postać macierzy, której elementy dane są przez

$$W_{vj,v'j'}^{JM}(R) = \left(\frac{2\mu^*}{\hbar^2} E_{vj} + \frac{\ell(\ell+1)}{R^2} \right) \delta_{vv'} \delta_{jj'} + \frac{2\mu^*}{\hbar^2} V_{vj,v'j'}^M(R), \quad (14)$$

gdzie

$$V_{vj,v'j'}^M(R) = 2\pi \int \phi_{v'j'}(r) Y_{j'M}(\gamma, 0) V(R, r, \gamma) \phi_{vj}(r) Y_{jM}(\gamma, 0) \sin(\gamma) d\gamma dr \quad (15)$$

opisuje oddziaływanie pomiędzy atomem a jonem molekularnym, które może prowadzić do nieelastycznych zderzeń zmieniających stan rowibracyjny. Okazuje się, że diagonalne człony tego oddziaływania na dużej odległości mają taki sam charakter jak oddziaływanie z jonem atomowym, tzn. zanikają jak R^{-4} . Sugeruje to, że tego typu zderzenia powinny mieć do pewnego stopnia uniwersalny charakter, zwłaszcza dla niskich energii zderzeń. Człony pozadiagonalne



Rysunek 10: Histogram produktów zderzenia nieelastycznego dla bardzo niskiej energii kinetycznej dla piątego (a) i pierwszego (b) stanu wibracyjnego licząc od progu. Z pracy [H4].

opisuje ta sama zależność potęgowa od odległości, natomiast efektywne współczynniki określające ich siłę zależą od stanów molekularnych biorących udział w danym procesie. Powyższe wnioski stosują się zwłaszcza dla dość głęboko leżących stanów, natomiast w pobliżu progu zaczyna mieć znaczenie duży rozmiar przestrzenny funkcji falowej stanu płytko związanego który może przekroczyć rozmiarem R^* i zależy mocno od długości rozpraszania.

Siły sprzężeń pomiędzy stanami obliczone przy użyciu wzoru (15) są znacznie mniejsze niż diagonalny współczynnik C_4 . Można wobec tego zaniechać rozwiązywania pełnego problemu wielokanałowego i użyć metod przybliżonych do oszacowania szybkości procesów nieelastycznych. Jednym z możliwych narzędzi jest tu przybliżenie Borna z uwzględnieniem zniekształconej fali (distorted wave Born approximation, DWBA). W tej metodzie korzysta się z analitycznego rozwiązania diagonalnej części problemu jako bazy do rachunku zaburzeń [35], w odróżnieniu od standardowego przybliżenia Borna w którym używa się fal płaskich. Posługując się tą metodą obliczono rozkład produktów zderzeń nieelastycznych dla różnych stanów wejściowych. Dwa przykłady pokazano na rysunku 10. W obu przypadkach preferowanym produktem są stany o podobnej energii wiązania, co jest typowym zachowaniem. Obliczone szybkości zderzeń i rozkłady produktów zostały użyte w interpretacji wyników eksperymentu.

4.9 Polaron jonowy w zdegenerowanej gazie bozonów

Wyniki opisane w poprzedniej sekcji dotyczyły dyfuzji jonu w gazie, gdzie główną rolę odgrywają zderzenia dwuciałowe. Ciekawym problemem jest również stan podstawowy cząstki umieszczonej w kwantowym środowisku, który ma wielociałowy charakter. Elementarne wzbudzenia układu mogą utworzyć z domieszką stan ubrany, który będzie się charakteryzował nowymi właściwościami takimi jak masa efektywna [36]. Tę quasicząstkę nazywa się polaronem. Zagadnienie polaronu jest chętnie podejmowanym problemem teoretycznym, gdyż stanowi podstawowy składnik problemów wielociałowych. Doświadczalna realizacja polaronów w ultrazimnych gazach atomowych [37, 38] była ważnym impulsem w rozwoju tej dziedziny. Własności pojedynczych neutralnych cząstek w zdegenerowanych gazach kwantowych były bardzo intensywnie badane w ostatnich latach [39, 40]. Naturalnym rozszerzeniem tych badań jest rozważenie innych typów oddziaływań z ośrodkiem, w szczególności przypadku naładowanej elektrycznie cząstki. Jak napisano powyżej, oddziaływanie atom-jon ma krótkozasięgowy charakter, także w granicy bardzo małej gęstości gazu własności polaronu powinny być opisane przez długość rozpraszania, podobnie jak w przypadku neutralnych domieszek. Jednak ze względu na inne charakterystyczne skale długości i energii ta sytuacja nie wystąpi w eksperymencie i należy rozważyć przypadek nakładających się różnych skal.

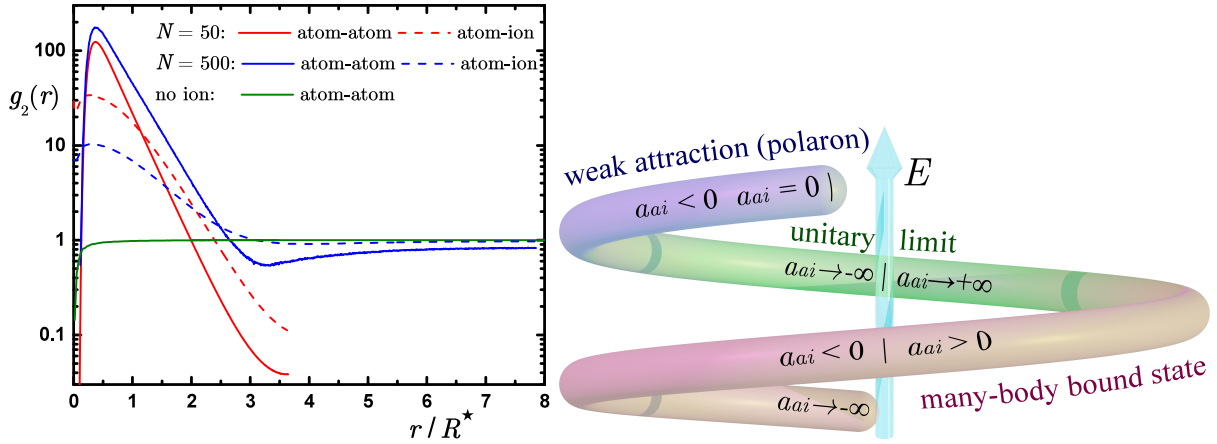
Analizę warto rozpocząć od najprostszej w użyciu metody bazującej na teorii pola średniego [41, 42, 43]. Pojedynczy atom z gazu może utworzyć z jonem stan związany o średnicy rzędu R^* . Dzięki statystyce Bosego-Einsteina kolene bozony mogą małym kosztem zaludniać ten stan, za każdym razem znacznie obniżając energię. Sytuację można opisać równaniem analogicznym do równania Grossa-Pitaevskiego. Rozwiązaniem jest stan związany o dużej liczbie atomów, którego rozmiar jest ograniczony energią odpychania pomiędzy bozonami. Efektywna masa takiego klastra może wzrosnąć kilka tysięcy razy w stosunku do masy pojedynczego jonu, obniżając znacznie mobilność quasicząstki. Ten sposób opisu nie jest jednak spójny, gdyż przewiduje znaczny wzrost gęstości atomów w pobliżu jonu gdzie korelacje pomiędzy atomami powinny zostać uwzględnione. Pełen opis silnie skorelowanego stanu wielu cząstek wymaga użycia metod numerycznych. W pracy [H2] wykonano obliczenia metodami Monte Carlo, które z powodzeniem opisują własności neutralnych polaronów. Aby zapewnić zbieżność wyników, użyto modelowego potencjału oddziaływania o odpowiedniej asymptotyce na dużych odległościach, ale z płytką studnią potencjału umożliwiającą kontrolę własności zderzeniowych oraz liczby stanów związanych.

Kluczowe wyniki pracy [H2] można podsumować następująco. Jeżeli potencjał oddziaływania ma stan związany, podstawowym stanem układu jest rzeczywiście mezoskopowy klaster zawierający dużą liczbę atomów, jednak ich maksymalna liczba N_c jest znacznie mniejsza niż przewidywania teorii pola średniego. Krytyczny rozmiar klastra dla atomów rubidu wynosi około stu cząstek niezależnie od długości rozpraszania. Pozostałe atomy pozostają w stanie gazowym wypełniając przestrzeń w której się znajdują i tworząc tło w którym porusza się klaster. Sytuację dobrze ilustrują funkcje korelacji dwucząstkowych atom-jon i atom-atom przedstawione na rysunku 11. Korelacje atom-jon mają wyraźne maksimum na odległościach rzędu R^* spowodowane przez stan związany. Ponieważ atomy mają tendencję do grupowania się wokół jonu, również funkcja korelacji atom-atom ma podobne maksimum. Jeśli liczba atomów w układzie jest mniejsza od wartości krytycznej, wszystkie utworzą stan związany z jonem i na dużej odległości korelacje spadną do zera. Powyżej N_c pozostałe atomy tworzą nieskorelowane tło dla klastra i funkcja korelacji na dużej odległości dąży do stałej mniejszej od jedności, ponieważ efektywna gęstość wolnych atomów zmalała.

W przypadku gdy dwucząstkowy stan związany nie występuje, wielociałowy klaster nie może zostać utworzony. W tym przypadku układ można dość dobrze opisać rozwiniętą dla oddziaływań kontaktowych teorią polaronów. Jon staje się ubrany przez fonony gazu bozonów i jego masa efektywna nie zmienia się drastycznie, a residuum takiej quasicząstki jest bliskie jedności. Jeżeli długość rozpraszania jest ujemna ale istnieje stan związany, ponownie zostanie utworzony dużych rozmiarów klaster. Wielociałowe własności jonu umieszczonego w kondensacie bozonów są więc zdecydowanie różne od przypadku neutralnych elektrycznie domieszek.

4.10 Kwantowe symulacje w złożonych układach atom-jon

Jednym z podstawowych zastosowań układów ultrazimnych atomów są kwantowe symulacje. Kwantowy symulator powinien charakteryzować się m.in. dobrą skalowalnością i możliwością precyzyjnej kontroli parametrów oraz dobrym dostępem do pomiarów. Umożliwia to obserwację zjawisk zachodzących w silnie oddziałujących wielociałowych układach, które trudno badać innymi metodami, w tym przy użyciu symulacji numerycznych na klasycznych komputerach. Jednym z najbardziej obiecujących zastosowań kwantowych symulacji jest dynamika układów poza stanem równowagi, lecz także badanie stanów podstawowych w układach w których konkurują ze sobą różne procesy. Przykładem może być tu przypadek materiałów w których występuje zarówno silne oddziaływanie pomiędzy elektronami jak i sprzężenie z fononami sieci krystalicznej. Są to podstawowe składniki w fizyce materii skondensowanej i ich wzajemne relacje są od lat przedmiotem badań [44, 45, 46]. Dla ich lepszego opisu warto zastąpić elektrony w



Rysunek 11: Po lewej: dwuciałowe funkcje korelacji atom-atom (linie ciągłe) i atom-jon (linie przerywane) dla liczby atomów w układzie $N = 500$ (kolor niebieski) i $N = 50$ (kolor czerwony). Długość rozpraszania wynosi w tym przykładzie R^* . Zieloną linią oznaczono funkcję korelacji pomiędzy bozonami w przypadku braku jonu w układzie. Po prawej: schemat pokazujący możliwe stany układu w zależności od długości rozpraszania i obecności stanu związanego. Z pracy [H1].

kryształe przez polarony będące stanem ubranym elektronu w obecności fononów. Efektywny potencjał oddziaływania pomiędzy polaronami może mieć stan związany nazywany bipolaronem. Masa efektywna takiej quasicząstki może okazać się niska (znacznie mniejsza niż masa polaronu), co prowadziłoby do pojawienia się nośników ładunku o dużej mobilności. Mała masa cząstek o statystyce Bosego-Einsteina oznacza wysoką temperaturę kondensacji. Ten mechanizm umożliwiłby zatem przejście do stanu nadprzewodzącego [47]. Modelowanie numeryczne realistycznych modeli zawierających wszystkie niezbędne składniki jest jednak bardzo wymagające. Również eksperymentalne badania są mają w tym zakresie ograniczone możliwości ze względu na brak wystarczającej kontroli próbek, krótkie skale czasowe i wąski, choć wciąż rozwijany, zasób technik pomiarowych. Kwantowa symulacja z użyciem kontrolowanego układu o łatwym dostępie do lokalnych jak i globalnych wielkości może tu więc być szczególnie użyteczna.

Kryształ jonów oddziałujący z gazem ultrazimnych atomów naturalnie przypomina ciało stałe, w którym atomy grają rolę elektronów [48] i poruszają się w periodycznym potencjale tworzonym przez sieć. Pomimo znacznych różnic na poziomie mikroskopowym, efektywny Hamiltonian opisujący układ może zostać sprowadzony do podobnej formy, a przy tym zapewnia dodatkowe możliwości takie jak kontrola stosunku mas, siły oddziaływania i statystyki kwantowej. Interesujące jest również zachodzące w łańcuchu spulapkowanych jonów przejście fazowe pozwalające zależnie od kształtu zewnętrznej pułapki zmienić geometrię z prostej linii na zygzak [49]. Oddziaływanie z chmurą atomów może w tym przypadku dodatkowo zdestabilizować jony. Naturalne jest pytanie czy w tym układzie da się również uzyskać silne sprzężenie z fononami i w optymistycznym wariacie zrealizować scenariusz nadprzewodnictwa opisany powyżej. W pracy [H3] zawarto analizę osiągalnych eksperymentalnie parametrów w układzie liniowego kryształu jonów oddziałującego z lekkimi ultrazimnymi fermionami. Okazuje się, że oddziaływanie elektrostatyczne pomiędzy jonami jest dominujące i można pominąć wpływ atomów na strukturę fononów. Dla typowych parametrów bliskich doświadczeniu jony można potraktować jako klasyczne, rozróżnialne cząstki. Można więc obliczyć ich położenia równowagi w pułapce minimalizując klasyczny funkcjonal energii zawierający oddziaływania Coulomba i potencjał zewnętrzny. W obliczeniach założono parametry prowadzące do stabilnej liniowej konfiguracji.

W celu znalezienia spektrum fononów posłużono się metodą opisaną w pracy [50]. Polega ona

na rozwinięciu Hamiltonianu wokół położenia równowagi jonów do drugiego rzędu. Z każdym jonem można następnie powiązać lokalny oscylator harmoniczny o częstości $\Omega_j = \sqrt{\frac{V_{jj}}{M}}$, gdzie $V_{ij} = \frac{\partial^2 V}{\partial(\delta R_i)\partial(\delta R_j)}$ oznacza drugą pochodną energii potencjalnej jonów obliczoną dla położenia równowagi, M masę każdego z jonów, a δR_j wychylenie j -tego jonu. Hamiltonian można przepisać używając lokalnych operatorów kreacji i anihilacji, a następnie zdiagonalizować w duchu transformacji Bogoliubova. Prowadzi to do uzyskania kanonicznego członu opisującego fonony

$$\hat{H}_{\text{ion}} = \sum_m \hbar \omega_m \hat{b}_m^\dagger \hat{b}_m \quad (16)$$

gdzie ω_m oznacza częstość m -tego kolektywnego modu, a $\hat{b}_m, \hat{b}_m^\dagger$ to odpowiednie operatory kreacji i anihilacji fononów spełniające bozonowe reguły komutacyjne.

Struktura pasmowa atomów w sieci jest zdeterminowana przez oddziaływanie ze statycznym łańcuchem jonów. Mimo że potencjał atom-jon zanika potęgowo $V_{a-i}(r) = -C^4/r^4$, ze względu na duże odległości pomiędzy jonami (znacznie większe od charakterystycznej długości R^*) można przybliżyć go jednowymiarowym pseudopotencjałem

$$V_{a-i}(x) = g^e \delta(x) + g^o \delta'(x) \partial_\pm, \quad (17)$$

w którym współczynniki g^e, g^o opisują siłę oddziaływania w parzystej i nieparzystej fali parcjnalnej (jednowymiarowych analogach przypadku trójwymiarowego). Operator występujący w nieparzystej części działa na funkcję próbną zgodnie z regułą $2 \hat{\partial}_\pm \psi(x) = [\psi'(0^+) + \psi'(0^-)]$ with $\psi'(0^\pm) = \lim_{x \rightarrow 0^\pm} \psi'(x)$, gdzie indeks $'$ to pochodna przestrzenna. Można się spodziewać, że w typowych przypadkach parzysta fala będzie dominować, tak jak fala s dla trzech wymiarów. Mając potencjał sieci $V_{\text{lat}}(x) = \sum V_{a-i}(x - R_0^{(i)})$ można numerycznie wyliczyć strukturę pasmową. Dodatkowo atomy oddziałują ze sobą lokalnie dzięki siłom van der Waalsa opisanym podobnym pseudopotencjałem jak w równaniu (17). Wygodnie jest teraz przejść do bazy maksymalnie zlokalizowanych stanów Wanniera, w której dynamika atomów opisana jest przez model Hubbarda.

Kluczowym składnikiem z punktu widzenia symulacji fizyki polaronów jest sprzężenie atomów z fononami, które uzyskuje się z oddziaływania atom-jon wychodząc poza położenie równowagi. Korzystając znów z rozwinięcia w szereg i przechodząc do odpowiedniej bazy, można uzyskać oddziaływanie atom-fonon $V_{a-\text{ph}}(x)$ jako poprawkę do członu tworzącego sieć $V_{\text{lat}}(x)$. Odpowiedni człon Hamiltonianu z definicji dany jest przez

$$\hat{H}_{a-\text{ph}} = \int d\mathbf{r} \hat{\rho}(\mathbf{r}) V_{a-\text{ph}}(\mathbf{r}), \quad (18)$$

gdzie $\hat{\rho}(\mathbf{r})$ to operator gęstości atomów. Po kilku przekształceniach zebrany w całość Hamiltonian układu można zapisać jako

$$\begin{aligned} \hat{H} = & - \sum_{ij} J_{ij} \hat{c}_{i\sigma}^\dagger \hat{c}_{j\sigma} + \sum_i U \hat{n}_{i\uparrow} \hat{n}_{i\downarrow} + \sum_{ij\sigma\sigma'} V_{ij} \hat{n}_{i\sigma} \hat{n}_{j\sigma'} + \\ & + \sum_m \omega_m \hat{b}_m^\dagger \hat{b}_m + \sum_{ij\sigma} M_{il} \hat{n}_{i\sigma} \hat{x}_l, \end{aligned} \quad (19)$$

gdzie $\hat{x}_l = \hat{a}_l + \hat{a}_l^\dagger$. Dla skrócenia notacji wprowadzono dwa operatory fononowe \hat{a}, \hat{b} związane relacją $\hat{hata}_j = \sum_m (u_j^m - v_j^m) \hat{b}_m$ w której u_j, v_j są współczynnikami diagonalizacyjnymi. Operatory \hat{a} mają lokalny charakter, zaś \hat{b} opisują zdelokalizowane kolektywne wzbudzenia. Siłę sprzężenia atom-fonon opisują współczynniki

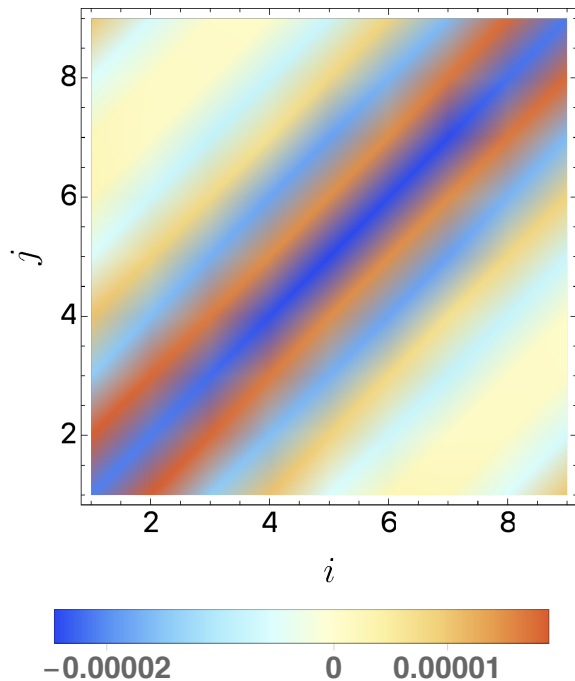
$$M_{nj} = \sqrt{\frac{\hbar}{2MN\Omega_j}} \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k \alpha(k) e^{ikR_{nj}} |k| V_{e-i}(k), \quad (20)$$

które mogą być lokalne lub działać pomiędzy oczkami sieci. Taki Hamiltonian w literaturze nosi nazwę modelu Hubbarda-Holsteina (w przypadku lokalnego charakteru wszystkich członów) lub jego rozszerzeń.

Przydatnym w analizie polaronów narzędziem jest uogólniona transformacja Langa-Firsova $\bar{H} = e^S H e^{-S}$ [51, 52] określona przez generator

$$\hat{S} = i \sum_{i,j} \lambda_{ij} \hat{n}_i (\hat{a}_j - \hat{a}_j^\dagger), \quad (21)$$

w którym współczynniki λ mogą *a priori* być dowolne. Skutkiem transformacji jest ubranie ruchu atomów przez odkształcenia sieci, a nowe quasiczastki to właśnie polarony. Wartości λ można wybrać tak, aby pozbyć się z Hamiltonianu członu sprzęgającego polarony i fonony, a w zamian otrzymuje się indukowane przez fonony oddziaływanie pomiędzy polaronami. Człon opisujący tunelowanie w nowej bazie jest eksponencjalnie zmniejszony, więc można spodziewać się, że polarony będą mało mobilne. Przykład efektywnego oddziaływania ilustruje rysunek 12. W tym konkretnym przypadku ma ono duży zasięg. Jest to spowodowane faktem, że głównym przekątnikiem oddziaływania jest mod o najniższej energii, który determinuje również jego kształt. Możliwa jest też konfiguracja w której oddziaływanie ma lokalny charakter. Rozważany układ daje zatem dość szerokie możliwości symulacji rozszerzonych modeli Hubbarda-Holsteina, gdyż eksperyment zapewnia pewien stopień kontroli parametrów Hamiltonianu.



Rysunek 12: Efektywne oddziaływanie indukowane przez fonony po transformacji Langa-Firsova dla parzystej długości rozpraszania $a_e = 0.008R^*$ i odległości pomiędzy jonami $d = 15R^*$.

4.11 Podsumowanie

Prace tworzące omawiany cykl publikacji pogłębiają zrozumienie fundamentalnych własności zderzeniowych zimnych jonów i atomów, zwłaszcza w obecności silnych potencjałów pułapkujących redukujących wymiarowość układu. Na tej podstawie można tworzyć nowe metody precyzyjnych pomiarów mających potencjalnie zastosowania np. w magnetometrii, a także zwiększać możliwości kwantowych symulatorów. Przede wszystkim jednak celem badań było mikroskopowe poznanie szczegółowych własności kilku ultrazimnych cząstek, które można następnie wykorzystać do budowania efektywnych modeli wielociałowych.

W nadchodzących latach zamierzam kontynuować pracę nad układami atom-jon aby rozszerzyć ich zrozumienie do poziomu który osiągnęły neutralne ultrazimne atomy. Będzie to wymagało wyjścia poza zjawiska dwuciałowe i opracowania kwantowego opisu trzyciałowej rekombinacji oraz roli silnych oddziaływań w transporcie ładunku przez gaz. Efektem badań będzie również zwiększenie potencjału układów atomowych w kwantowych symulacjach. Szczególną uwagę zamierzam poświęcić ostatnim eksperymentom w których manipuluje się atomami i cząsteczkami za pomocą nożyc optycznych generujących bardzo duże częstotliwości pułapki, likwidując zakładaną zwykle w obliczeniach separację skal pomiędzy oddziaływaniem a zewnętrznym

potencjałem. Układy charakteryzujące się współzawodnictwem silnych oddziaływań i geometrycznych ograniczeń występują jednak nie tylko w fizyce atomowej, ale w oczywisty sposób są przedmiotem zainteresowania fizyki materii skondensowanej. W toku moich badań chciałbym mocniej połączyć te dziedziny. Naturalnym kierunkiem są tu kwantowe symulacje zjawisk zachodzących w ciele stałym. Z drugiej strony, metody stosowane w opisie fizyki kilku cząstek dostosowane do układów atomowych i jądrowych mogą okazać się równie przydatne np. do badania własności ekscytonów i polarytonów.

5 Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową albo artystyczną realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej lub instytucji kultury, w szczególności zagranicznej

Badania opisane powyżej zostały zrealizowane w dużej części podczas stazy podoktorskich na uniwersytecie w Stuttgarcie oraz w Forschungszentrum Jülich we współpracy z naukowcami z kilku instytucji. Prace nad projektem opisanym w [H4] zostały zapoczątkowane podczas wizyty studyjnej na Harvard University. Moje pozostałe osiągnięcia naukowe niewchodzące w skład głównego cyklu również w większości powstały w wyniku współpracy z zagranicznymi grupami. Ich lista znajduje się poniżej w kolejności odwrotnie chronologicznej.

- B.1 J. Kumlin, K. Jachymski, H. P. Büchler, *Beyond mean-field corrections for dipolar bosons in an optical lattice*, Phys. Rev. A 99, 033622 (2019)
- B.2 M. Tomza, K. Jachymski, R. Gerritsma, A. Negretti, T. Calarco, Z. Idziaszek, P. S. Julienne, *Cold hybrid ion-atom systems*, Rev. Mod. Phys. 91, 035001 (2019)
- B.3 K. Jachymski, R. Ołdziejewski, *Nonuniversal beyond-mean-field properties of quasi-two-dimensional dipolar Bose gases*, Phys. Rev. A 98, 043601 (2018)
- B.4 M. Sroczyńska, T. Wasak, K. Jachymski, T. Calarco, Z. Idziaszek, *Trap-induced shape resonances in an ultracold few-body system of an atom and static impurities*, Phys. Rev. A 98, 012708 (2018)
- B.5 K. Jachymski, F. Meinert, H. Veksler, P. S. Julienne, S. Fishman, *Ultracold atoms in quasi-one-dimensional traps: A step beyond the Lieb-Liniger model*, Phys. Rev. A 95, 052703 (2017)
- B.6 B. Drews, M. Deiss, K. Jachymski, Z. Idziaszek, J. Hecker Denschlag, *Inelastic collisions of ultracold triplet Rb2 molecules in the rovibrational ground state*, Nature Communications 8, 14854 (2017)
- B.7 K. Jachymski, M. Hapka, J. Jankunas, A. Osterwalder, *Experimental and theoretical studies of low energy Penning ionization of NH3, CH3F and CHF3*, ChemPhysChem 17, 3776 (2016)
- B.8 J. Jankunas, K. Jachymski, M. Hapka, A. Osterwalder, *Importance of rotationally inelastic processes in low-energy Penning ionization of CHF3*, Journ. Chem. Phys. 144, 221102 (2016)
- B.9 K. Jachymski, P. Bienias, H. P. Büchler, *Three-body interactions of Rydberg slow light polaritons*, Phys. Rev. Lett. 117, 053601 (2016)

- B.10 T. Maier, I. Ferrier-Barbut, H. Kadau, M. Schmitt, M. Wenzel, C. Wink, T. Pfau, K. Jachymski and P.S.Julienne, *Broad universal Feshbach resonances in the chaotic spectrum of dysprosium atoms*, Phys. Rev. A 92, 060702(R) (2015)
- B.11 K. Jachymski, P. S. Julienne, *Chaotic scattering in the presence of densely overlapping Feshbach resonances*, Phys. Rev. A 92, 020702(R) (2015)
- B.12 J. Jankunas, K. Jachymski, M. Hapka and A. Osterwalder, *Observation of orbiting resonances in the $NH_3+He(3S1)$ Penning ionization*, Journ. Chem. Phys. 142, 164305 (2015)
- B.13 Z. Idziaszek, K. Jachymski and P. S. Julienne, *Reactive collisions in confined geometries*, New Journ. Phys. 17, 035007 (2015)
- B.14 A. Simoni, S. Srinivasan, J. M. Launay, Z. Idziaszek, K. Jachymski, P. S. Julienne, *Polar molecule reactive collisions in quasi-1D systems*, New Journ. Phys. 17, 013020 (2015)
- B.15 K. Jachymski, M. Krych, P. S. Julienne and Z. Idziaszek, *Quantum defect model of a reactive collision at finite temperature*, Phys. Rev. A 90, 042705 (2014)
- B.16 J. Jankunas, B. Bertsche, K. Jachymski, M. Hapka and A. Osterwalder, *Dynamics of gas phase Ne^*-NH_3 and Ne^*-ND_3 Penning ionization at low temperatures*, J. Chem. Phys. 140, 244302 (2014)
- B.17 K. Jachymski, Z. Idziaszek and T. Calarco, *Fast quantum gate via Feshbach-Pauli blocking in a nanoplasmonic trap*, Phys. Rev. Lett. 112, 250502 (2014)
- B.18 K. Jachymski and P. S. Julienne, *Analytical model of overlapping Feshbach resonances*, Phys. Rev. A 88, 052701 (2013)
- B.19 K. Jachymski, M. Krych, P. S. Julienne and Z. Idziaszek, *Quantum theory of reactive collisions for $1/r^n$ potentials*, Phys. Rev. Lett. 110, 213202 (2013)
- B.20 K. Jachymski, Z. Idziaszek, T. Calarco, *Feshbach resonances in a nonseparable trap*, Phys. Rev. A 87, 042701 (2013)
- B.21 K. Jachymski, Z. Idziaszek, *Off-resonant light scattering from ultracold gases in optical lattices*, Eur. Phys. J. Special Topics 217, 85-90 (2013)
- B.22 K. Jachymski, Z. Idziaszek, *Light scattering from ultracold gases in disordered optical lattices*, Phys. Rev. A 86, 023607 (2012)

5.1 Opis pozostałych osiągnięć naukowych

Prace [B22,B21] zawierają wyniki uzyskane podczas studiów magisterskich pod opieką dr. hab. Zbigniewa Idziaszka. Celem projektu było zaproponowanie mało inwazyjnego sposobu wykrycia lokalizacji Andersona w sieci optycznej z nieporządkiem. Zademonstrowano, że badanie kąтового rozkładu światła rozproszonego na układzie pozwala na odróżnienie od siebie różnych faz kwantowych, również dla skończonej temperatury układu.

W pracy doktorskiej realizowanej w ramach programu Międzynarodowych Studiów Doktoranckich badałem niskoenergetyczne zderzenia atomów oraz cząsteczek, skupiając się zwłaszcza na możliwych reakcjach chemicznych. Głównym używanym w tym celu narzędziem była metoda defektu kwantowego (MQDT), która pozwala na efektywny i ogólny opis rozpraszania. Prace [B19,B15] analizują ogólne własności zderzeń nieelastycznych w niskich temperaturach

takie jak progowe prawa Wignera oraz występowanie rezonansów kształtu. Następnym krokiem było uwzględnienie zewnętrznej pułapki, która efektywnie może obniżyć wymiarowość układu [B14,B13,B5]. Drugim ważnym dla mnie projektem była praca z prof. Paulem Juliennem nad własnościami przekrywających się rezonansów Feshbacha, które pojawiają się na skutek obecności wielu zamkniętych kanałów. Takie przypadki zdarzają się szczególnie często dla atomów otwartopowłokowych lub zderzeń atomów z cząsteczkami. Wyniki zawarto w pracach [B18,B11]. Dzięki tym teoretycznym badaniom miałem okazję nawiązać współpracę z kilkoma grupami doświadczalnymi, w szczególności grupą prof. Andreasa Osterwaldera z którą analizowałem proces jonizacji Penninga wieloatomowych cząsteczek przez wzbudzone atomy gazów szlachetnych, publikując prace [B16,B12,B8,B7]. Z grupą prof. Johannes Hecker Denchla pracowałem nad opisem reakcji wzbudzonych molekuł Rb_2 w quasi-jednowymiarowej pułapce [B6]. Wreszcie wspólnie z grupą prof. Tilmana Pfaua zbadaliśmy własności rezonansów Feshbacha w gazie dysprozu [B10].

Kolejną zapoczątkowaną jeszcze podczas doktoratu tematyką są własności atomów umieszczonych w pułapce. W pracach [B20,B4] badano spektrum energetyczne atomów w obecności rezonansów Feshbacha i rezonansów indukowanych kształtem pułapki. Wyniki posłużyły m.in. do zaprojektowania protokołu obliczeń kwantowych, w którym rezonans Feshbacha pozwala na uniknięcie obsadzenia przez parę fermionów stanu który powodowałby zmniejszenie efektywności bramki [B17].

Podczas stażu podoktorskiego w Stuttgarcie w ramach stypendium Fundacji Humboldta badałem również kilkuciałowy problem polarytonów rydbergowskich, które są quasicząstkami złożonymi z fotonu i kolektywnego wzbudzenia atomów. Część wyników dotyczących efektywnego trójciałowego oddziaływania pojawiającego się w tym układzie opublikowano w pracy [B9]. W tym czasie zainteresowałem się również wspomnianym już zjawiskiem wytwarzania się kropeł kwantowych w gazie bozonów na skutek efektów poza polem średnim. W pracach [B1,B3] badano własności kropli w gazie dipolowym w obecności silnego potencjału pułapki. Celem było wyjście poza powszechnie używane przybliżenie lokalnej gęstości, które w zasadzie może być stosowane jedynie gdy charakterystyczny rozmiar pułapki jest większy niż długość spójności kondensatu.

Praca [B2] dotyczy własności układów atom-jon, które są jednym z głównych tematów cyklu prac [H1-H5], natomiast ma charakter przeglądowy i w związku z tym nie została włączona w skład osiągnięcia.

6 Informacja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę lub sztukę

Doświadczenie dydaktyczne

Dotychczas byłem opiekunem dwóch prac licencjackich (jednej w Warszawie i jednej w Stuttgarcie), oraz jednej pracy magisterskiej na Uniwersytecie w Kolonii. Prowadzone przeze mnie dotąd przedmioty:

- 2019 ćwiczenia do wykładu “Quantum Information Processing” (Uniwersytet w Kolonii, w jęz. angielskim)
- 2018 współprowadzenie seminarium studenckiego “Quantum gases and liquids” (Uniwersytet w Stuttgarcie, w jęz. angielskim)
- 2016/17 wykład “Advanced Quantum Mechanics” (Uniwersytet w Stuttgarcie, w jęz. angielskim, wspólnie z prof. Marią Daghofer)

- 2016 współprowadzenie seminarium studenckiego "Ultracold quantum gases" (Uniwersytet w Stuttgarcie, w jęz. angielskim)
- 2015/16 ćwiczenia do wykładu "Advanced Quantum Mechanics" (Uniwersytet w Stuttgarcie, w jęz. angielskim)
- 2014/15 ćwiczenia do wykładu "Analiza I" (Uniwersytet Warszawski, po polsku)
- 2014/15 ćwiczenia do wykładu "Algebra" (Uniwersytet Warszawski, po polsku)
- 2012/13 ćwiczenia do wykładu "Mechanika i chemia kwantowa" (Uniwersytet Warszawski, po polsku)
- 2011/12 ćwiczenia do wykładu "Rachunek różniczkowy i całkowy" (Uniwersytet Warszawski, po polsku)

Popularyzacja

W roku 2019 poprowadziłem dwa spotkania z uczniami Liceum Politechniki Łódzkiej dotyczące podstaw mechaniki kwantowej i rozwoju technologii kwantowych. W maju 2020 wygłosiłem seminarium online dla koła naukowego "Nanorurki" na Wydziale Fizyki UW.

Literatura

- [1] Maciej Lewenstein, Anna Sanpera, Veronica Ahufinger, Bogdan Damski, Aditi Sen, and Ujjwal Sen. Ultracold atomic gases in optical lattices: mimicking condensed matter physics and beyond. *Advances in Physics*, 56(2):243–379, 2007.
- [2] Antonio Acín, Immanuel Bloch, Harry Buhрман, Tommaso Calarco, Christopher Eichler, Jens Eisert, Daniel Esteve, Nicolas Gisin, Steffen J Glaser, Fedor Jelezko, et al. The quantum technologies roadmap: a european community view. *New Journal of Physics*, 20(8):080201, 2018.
- [3] Christopher J Pethick and Henrik Smith. *Bose–Einstein condensation in dilute gases*. Cambridge university press, 2008.
- [4] Dirk Van Delft and Peter Kes. The discovery of superconductivity. *Physics Today*, 63(9):38–43, 2010.
- [5] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. Theory of superconductivity. *Phys. Rev.*, 108:1175–1204, Dec 1957.
- [6] Wolfgang Demtröder. *Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [7] Arthur Ashkin. Trapping of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, 40(12):729, 1978.
- [8] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2631–2634, Dec 1987.
- [9] Mike H Anderson, Jason R Ensher, Michael R Matthews, Carl E Wieman, and Eric A Cornell. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *science*, 269(5221):198–201, 1995.

- [10] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75:3969–3973, Nov 1995.
- [11] Dale G Fried, Thomas C Killian, Lorenz Willmann, David Landhuis, Stephen C Moss, Daniel Kleppner, and Thomas J Greytak. Bose-einstein condensation of atomic hydrogen. *Physical Review Letters*, 81(18):3811, 1998.
- [12] Svetlana Kotochigova. Controlling interactions between highly magnetic atoms with feshbach resonances. *Reports on Progress in Physics*, 77(9):093901, 2014.
- [13] Goulven Quemener and Paul S Julienne. Ultracold molecules under control! *Chemical Reviews*, 112(9):4949–5011, 2012.
- [14] Michał Tomza, Krzysztof Jachymski, Rene Gerritsma, Antonio Negretti, Tommaso Calarco, Zbigniew Idziaszek, and Paul S. Julienne. Cold hybrid ion-atom systems. *Rev. Mod. Phys.*, 91:035001, Jul 2019.
- [15] Iulia M Georgescu, Sahel Ashhab, and Franco Nori. Quantum simulation. *Reviews of Modern Physics*, 86(1):153, 2014.
- [16] Markus Greiner, Olaf Mandel, Tilman Esslinger, Theodor W Hänsch, and Immanuel Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, 415(6867):39–44, 2002.
- [17] Luca Pezzè, Augusto Smerzi, Markus K. Oberthaler, Roman Schmied, and Philipp Treutlein. Quantum metrology with nonclassical states of atomic ensembles. *Rev. Mod. Phys.*, 90:035005, Sep 2018.
- [18] Cheng Chin, Rudolf Grimm, Paul Julienne, and Eite Tiesinga. Feshbach resonances in ultracold gases. *Reviews of Modern Physics*, 82(2):1225, 2010.
- [19] Herman Feshbach. Unified theory of nuclear reactions. *Annals of Physics*, 5(4):357–390, 1958.
- [20] Manfred Mark, Florian Meinert, Katharina Lauber, and Hanns-Christoph Nägerl. Mott-insulator-aided detection of ultra-narrow feshbach resonances. *SciPost Phys*, 5:055, 2018.
- [21] Jessie T. Zhang, Yichao Yu, William B. Cairncross, Kenneth Wang, Lewis R. B. Picard, Jonathan D. Hood, Yen-Wei Lin, Jeremy M. Hutson, and Kang-Kuen Ni. Forming a single molecule by magnetoassociation in an optical tweezer. *Phys. Rev. Lett.*, 124:253401, Jun 2020.
- [22] J. D. Hood, Y. Yu, Y.-W. Lin, J. T. Zhang, K. Wang, L. R. Liu, B. Gao, and K.-K. Ni. Multichannel interactions of two atoms in an optical tweezer. *Phys. Rev. Research*, 2:023108, Apr 2020.
- [23] Thomas Busch, Berthold-Georg Englert, Kazimierz Rzażewski, and Martin Wilkens. Two cold atoms in a harmonic trap. *Foundations of Physics*, 28(4):549–559, 1998.
- [24] Félix Werner and Yvan Castin. General relations for quantum gases in two and three dimensions. ii. bosons and mixtures. *Phys. Rev. A*, 86:053633, Nov 2012.
- [25] T. Lahaye, J. Metz, B. Fröhlich, T. Koch, M. Meister, A. Griesmaier, T. Pfau, H. Saito, Y. Kawaguchi, and M. Ueda. *d*-wave collapse and explosion of a dipolar bose-einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 101:080401, Aug 2008.

- [26] Holger Kadau, Matthias Schmitt, Matthias Wenzel, Clarissa Wink, Thomas Maier, Igor Ferrier-Barbut, and Tilman Pfau. Observing the rosenzweig instability of a quantum ferrofluid. *Nature*, 530(7589):194–197, 2016.
- [27] Igor Ferrier-Barbut, Holger Kadau, Matthias Schmitt, Matthias Wenzel, and Tilman Pfau. Observation of quantum droplets in a strongly dipolar bose gas. *Physical review letters*, 116(21):215301, 2016.
- [28] Aristeu RP Lima and Axel Pelster. Beyond mean-field low-lying excitations of dipolar bose gases. *Physical Review A*, 86(6):063609, 2012.
- [29] S Yi and L You. Trapped atomic condensates with anisotropic interactions. *Physical Review A*, 61(4):041604, 2000.
- [30] Fabian Böttcher, Matthias Wenzel, Jan-Niklas Schmidt, Mingyang Guo, Tim Langen, Igor Ferrier-Barbut, Tilman Pfau, Raúl Bombín, Joan Sánchez-Baena, Jordi Boronat, et al. Dilute dipolar quantum droplets beyond the extended gross-pitaevskii equation. *Physical Review Research*, 1(3):033088, 2019.
- [31] M. Olshanii. Atomic scattering in the presence of an external confinement and a gas of impenetrable bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 81:938, 1998.
- [32] Harald Cramér. *Mathematical methods of statistics*, volume 43. Princeton university press, 1999.
- [33] Vittorio Giovannetti, Seth Lloyd, and Lorenzo Maccone. Quantum metrology. *Physical review letters*, 96(1):010401, 2006.
- [34] Thomas F O’Malley, Larry Spruch, and Leonard Rosenberg. Modification of effective-range theory in the presence of a long-range (r^{-4}) potential. *Journal of Mathematical Physics*, 2(4):491–498, 1961.
- [35] John R Taylor. *Scattering theory: the quantum theory of nonrelativistic collisions*. Courier Corporation, 2006.
- [36] LD Landau and SI Pekar. Effective mass of a polaron. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 18(5):419–423, 1948.
- [37] André Schirotzek, Cheng-Hsun Wu, Ariel Sommer, and Martin W Zwierlein. Observation of fermi polarons in a tunable fermi liquid of ultracold atoms. *Physical Review Letters*, 102(23):230402, 2009.
- [38] Nils B Jørgensen, Lars Wacker, Kristoffer T Skalmstang, Meera M Parish, Jesper Levinsen, Rasmus S Christensen, Georg M Bruun, and Jan J Arlt. Observation of attractive and repulsive polarons in a bose-einstein condensate. *Physical Review Letters*, 117(5):055302, 2016.
- [39] Pietro Massignan, Matteo Zaccanti, and Georg M Bruun. Polarons, dressed molecules and itinerant ferromagnetism in ultracold fermi gases. *Reports on Progress in Physics*, 77(3):034401, 2014.
- [40] F Grusdt and E Demler. New theoretical approaches to bose polarons. *Quantum Matter at Ultralow Temperatures*, 191:325, 2015.
- [41] E.P Gross. Motion of foreign bodies in boson systems. *Annals of Physics*, 19(2):234 – 253, 1962.

- [42] Robin Cote, V Kharchenko, and MD Lukin. Mesoscopic molecular ions in bose-einstein condensates. *Physical Review Letters*, 89(9):093001, 2002.
- [43] P Massignan, Christopher J Pethick, and H Smith. Static properties of positive ions in atomic bose-einstein condensates. *Physical Review A*, 71(2):023606, 2005.
- [44] H. Fröhlich. Electrons in lattice fields. *Adv. Phys.*, 3(11):325–361, 1954.
- [45] Martin Hohenadler and Wolfgang von der Linden. Lang-firsov approaches to polaron physics: From variational methods to unbiased quantum monte carlo simulations. In *Polarons in Advanced Materials*, pages 463–502. Springer, 2007.
- [46] Jozef T Devreese and Alexandre S Alexandrov. Fröhlich polaron and bipolaron: recent developments. *Rep. Prog. Phys.*, 72(6):066501, 2009.
- [47] A Alexandrov and J Ranninger. Bipolaronic superconductivity. *Physical Review B*, 24(3):1164, 1981.
- [48] U. Bissbort, D. Cocks, A. Negretti, Z. Idziaszek, T. Calarco, F. Schmidt-Kaler, W. Hofstetter, and R. Gerritsma. Emulating solid-state physics with a hybrid system of ultracold ions and atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 111:080501, 2013.
- [49] Shmuel Fishman, Gabriele De Chiara, Tommaso Calarco, and Giovanna Morigi. Structural phase transitions in low-dimensional ion crystals. *Phys. Rev. B*, 77:064111, Feb 2008.
- [50] U. Bissbort, W. Hofstetter, and D. Poletti. Operator-based derivation of phonon modes and characterization of correlations for trapped ions at zero and finite temperature. *Phys. Rev. B*, 94:214305, Dec 2016.
- [51] IG Lang and Yu A Firsov. Kinetic theory of semiconductors with low mobility. *Sov. Phys. JETP*, 16(5):1301, 1963.
- [52] Martin Hohenadler, Hans Gerd Evertz, and Wolfgang von der Linden. Quantum monte carlo and variational approaches to the holstein model. *Phys. Rev. B*, 69:024301, Jan 2004.