

## AUTOREFERAT

### I. Imię i nazwisko.

Maciej Pieczarka

### II. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe

**26.09.2017 Doktor nauk fizycznych (rozprawa z wyróżnieniem), Politechnika Wroclawska**  
*Badania kondensatów polarytonów ekscytonowych w półprzewodnikowych mikrownękach optycznych z wbudowanym nieporządkiem*

Promotor: prof. dr hab. inż. Grzegorz Sęk

Recenzenci: dr hab. Jacek Szczytko, prof. UW, prof. dr hab. inż. Michał Matuszewski

**9.07.2013 Magister, Politechnika Wroclawska**

Kierunek: Fizyka Techniczna, Specjalność: Nanoinżynieria

*Optyczne badania polarytonów ekscytonowych w zakresie telekomunikacyjnym*

Promotor: prof. dr hab. inż. Grzegorz Sęk

**18.01.2012 Inżynier, Politechnika Wroclawska**

Kierunek: Fizyka Techniczna, Specjalność: Nanoinżynieria

*Optical investigations on modes in quantum dot micropillar lasers*

Promotor: prof. dr hab. inż. Jan Misiewicz

### III. Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych lub artystycznych.

#### 1) Październik 2019 – obecnie

**Adiunkt badawczo-dydaktyczny**

Katedra Fizyki Doświadczalnej, Wydział Podstawowych Problemów Techniki,  
Politechnika Wroclawska

#### 2) Lipiec 2018 – Wrzesień 2020

**Postdoctoral Research Fellow (staż podoktorski)**

Nonlinear Physics Centre, Research School of Physics, The Australian National University,  
Canberra, Australia;

#### 3) Wrzesień 2013 – Wrzesień 2019

**Asystent naukowy i naukowo-dydaktyczny**

Katedra Fizyki Doświadczalnej, Wydział Podstawowych Problemów Techniki,  
Politechnika Wroclawska

**IV. Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 ustawy z dnia 20 lipca 2018 r. Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce (Dz. U. z 2021 r. poz. 478 z późn. zm.).**

Osiągnięciem naukowym, będącym podstawą do ubiegania się o stopień doktora habilitowanego, jest cykl powiązanych ze sobą tematycznie artykułów naukowych:

**KONDENSATY POLARYTONÓW EKSCYTONOWYCH W PUŁAPKACH  
INDUKOWANYCH OPTYCZNIE**

Kolejność publikacji jest w porządku chronologicznym. Formalnie wyszczególniony wkład w publikacje jest wypisany w wykazie osiągnięć w Załączniku nr X.

**[H1] M. Pieczarka**, M. Boozarjmehr, E. Estrecho, Y. Yoon, M. Steger, K. West, L. N. Pfeiffer, K. A. Nelson, D. W. Snoke, A. G. Truscott, E. A. Ostrovskaya

*Effect of optically induced potential on the energy of trapped exciton-polaritons below the condensation threshold*

Physical Review B 100, 85301 (2019); Impact Factor: 3.908, Punktacja MEiN: 140

**[H2] M. Pieczarka**, E. Estrecho, M. Boozarjmehr, O. Bleu, M. Steger, K. West, L. N. Pfeiffer, D. W. Snoke, J. Levinsen, M. M. Parish, A. G. Truscott, E. A. Ostrovskaya

*Observation of quantum depletion in a non-equilibrium exciton-polariton condensate*

Nature Communications 11, 429 (2020); Impact Factor: 17.763, Punktacja MEiN: 200

**[H3] E. Estrecho, M. Pieczarka**, M. Wurdack, M. Steger, K. West, L. N. Pfeiffer, D.W. Snoke, A. G. Truscott, E. A. Ostrovskaya

*Low-Energy Collective Oscillations and Bogoliubov Sound in an Exciton-Polariton Condensate*

Physical Review Letters 126, 75301 (2021); Impact Factor: 9.185, Punktacja MEiN: 200

**[H4] D. Biegańska, M. Pieczarka**, E. Estrecho, M. Steger, D.W. Snoke, K. West, L. N. Pfeiffer, M. Syperek, A. G. Truscott, E. A. Ostrovskaya

*Collective excitations of exciton-polariton condensates in a synthetic gauge field*

Physical Review Letters 127, 185301 (2021); Impact Factor: 9.185, Punktacja MEiN: 200

**[H5] M. Pieczarka**, E. Estrecho, S. Ghosh, M. Wurdack, M. Steger, D. W. Snoke, K. West, L. N. Pfeiffer, T. C. H. Liew, A. G. Truscott, E. A. Ostrovskaya

*Topological phase transition in an all-optical exciton-polariton lattice*

Optica 8, 1084 (2021) Impact Factor: 10.644, Punktacja MEiN: 200

**[H6] M. Pieczarka\***, O. Bleu\*, E. Estrecho, M. Wurdack, M. Steger, D. W. Snoke, K. West, L. N. Pfeiffer, A. G. Truscott, E. A. Ostrovskaya, J. Levinsen, M. M. Parish

*Bogoliubov excitations of a polariton condensate in dynamical equilibrium with an incoherent reservoir*

Physical Review B 105, 224515 (2022); Impact Factor: 03.908, Punktacja MEiN: 140

\*oznacza równoważny wkład w publikację

**[H7] M. Pieczarka**, D. Biegańska, C. Schneider, S. Höfling, S. Klembt, G. Sęk, M. Syperek  
*Crossover from exciton-polariton condensation to photon lasing in an optical trap*

Optics Express 30, 17070–17079 (2022); Impact Factor: 03.833, Punktacja MEiN: 140

## WPROWADZENIE

Już od początku pojawienia się teorii kwantowej, naukowcy stosowali to nowe podejście do opisu termodynamicznego i statystycznego gazów kwantowych. Na początku XX wieku statystyczna teoria dotycząca bezmasowych fotonów Satyendry Natha Bosego została rozwinięta przez Alberta Einsteina do opisu cząstek posiadających masę. Dziś znamy tenże rozkład statystyczny jako rozkład Bosego-Einsteina, a cząstki, które podlegają tej statystyce, bozonami. Niedługo później, sam Einstein zauważył pewien niespotykany efekt wynikający z tej statystyki. Gdy temperatura gazu bozonowego jest odpowiednio niska, poniżej pewnej krytycznej wartości  $T_c$ , to wtedy następuje wysycenie obsadzeń cząstek w stanach wzbudzonych i rośnie lawinowo obsadzenie cząstek w stanie podstawowym układu. Co więcej, zbliżając się do temperatury zera bezwzględnego  $T = 0$  K, niemal wszystkie cząstki, w liczbie makroskopowej, winny obsadzić jeden stan kwantowy i posiadać jedną wspólną kwantowomechaniczną funkcję falową w energetycznym stanie podstawowym. Taki stan nazywany jest kondensatem Bosego-Einsteina (BE), z uwagi na analogię kondensacji wysyczonej, gorącej pary wodnej na chłodnej powierzchni.

Wiedza na temat tego efektu była rozwijana teoretycznie przez następne dziesięciolecia, jednakże brakowało jednoznacznego eksperymentalnego potwierdzenia istnienia zjawiska kondensacji BE. Dopiero rozwój technik optycznego pułapkowania i chłodzenia atomów pozwolił 70 lat później na obserwację kondensatów Bosego-Einsteina w rozrzedzonych gazach atomów Rb oraz Na w 1995 roku [1,2], za co liderzy zespołów badawczych z MIT oraz Uniwersytetu Colorado, Wolfgang Ketterle, Carl E. Wieman i Eric A. Cornell zostali uhonorowali Nagrodą Nobla z Fizyki w 2001 roku. Wykorzystane atomy, pomimo oczywistej skomplikowanej struktury, są bozonami, bowiem ich sumaryczny spin jest całkowity. Co więcej, kondensacja w gazach atomowych została uzyskana w niesamowicie niskich temperaturach, bliskich absolutnemu zero. Wynika to z faktu, iż, jak wiadomo z teorii kondensacji BE, temperatura krytyczna jest funkcją odwrotnie proporcjonalną do masy bozonu (w gazie w trójwymiarowej przestrzeni) [3]:

$$T_c = \left( \frac{n}{\zeta(3/2)} \right)^{2/3} \frac{2\pi\hbar^2}{mk_B}, \quad (1)$$

gdzie  $n$  to gęstość cząstek,  $m$  – masa cząstki,  $k_B$  to stała Boltzmanna, natomiast  $\zeta(3/2) \approx 2.612$ . Oznacza to, że gaz złożony z atomów Rb<sup>85</sup> charakteryzuje się temperaturą krytyczną  $T_c \approx 170$  nK. Pomimo wymogu schłodzenia gazu do tak ekstremalnych temperatur, wybór ultrazimnych gazów atomowych do uzyskania kondensacji BE był oczywisty na ten czas. Powodem był rozwój zaawansowanych technik chłodzenia i pułapkowania [4], pozwalający na precyzyjną kontrolę warunków gazu atomowego, jak również bardzo dobrze ugruntowane podstawy teoretyczne pozwalające traktować w sposób uproszczony rozrzedzony gaz atomów, dające jednoznaczną interpretację wyników eksperymentalnych.

Alternatywnym kierunkiem badawczym w dziedzinie kondensacji BE było poszukiwanie cząstek podlegającym statystyce BE, które charakteryzowałyby się jak najwyższą temperaturą krytyczną. W najlepszym wypadku temperatura ta byłaby na tyle wysoka, że pozwoliłaby na potencjalne zastosowania praktyczne obserwowanych zjawisk. Masa  $m$  występująca w równaniu (1) może być potraktowana jako parametr dyspersji energetycznej cząstki, stąd kandydatami do osiągnięcia kondensacji BE stały się gazy quasi-cząstek w ciele stałym, których dyspersje są zdefiniowane masami efektywnymi. Wiele z tych quasi-cząstek posiada masy efektywne będące dziesiątki rzędów mniejszymi od masy całych atomów. Dla przykładu, masa efektywna ekscytonu w GaAs jest rzędu masy elektronu swobodnego  $m_e$ . Oznacza to, iż kondensat BE ekscytonów mógłby być osiągnięty już w temperaturze kilku

kelwinów. Pierwsze propozycje teoretyczne zostały sformułowane już w 1962 roku [5], natomiast pierwsze przekonujące wyniki eksperymentalne zostały osiągnięte u schyłku XX wieku, z uwagi na szereg trudności związanych obserwacją kondensatu BE ekscytonów, takich jak kriogeniczna temperatura, krótkie czasy życia kwazicząstek, czy odizolowanie gazu ekscytonów od oddziaływania z fononami, fotonami, czy innymi cząstkami w kryształach. Najlepszymi kandydatami do uzyskania kondensacji stały się ekscytony skośne, o obniżonej efektywności oddziaływania ze światłem i relatywnie długimi czasami życia, pozwalającymi na uzyskanie równowagi termodynamicznej w niskich temperaturach [6] (warto podkreślić, że kriogeniczne temperatury kondensacji ekscytonów są o wiele rzędów wyższe od temperatur kondensacji gazów atomowych). Dopiero niedawno, w XXI wieku, uzyskano eksperymentalnie pierwsze kondensaty ekscytonów skośnych w sprzężonych studniach GaAs [7], heterostrukturach półprzewodników monowarstwowych [8], czy też paraekscytonów w objętościowym materiale półprzewodnikowym  $\text{Cu}_2\text{O}$  [9].

Przedmiotem moich zainteresowań badawczych, będących podstawą osiągnięcia habilitacyjnego, są polarytony ekscytonowe (w skrócie nazywane polarytonami), czyli kwazicząstki będące wynikiem silnego sprzężenia optycznie aktywnych ekscytonów w półprzewodnikowych studniach kwantowych z fotonami uwięzionymi w mikrownęce optycznej [10]. Występują one w zoptymalizowanych mikrownękach optycznych, charakteryzujących się odpowiednio małą objętością modu optycznego oraz dużą siłą oscylatora ekscytonów w studniach kwantowych. Studnie te umieszczone są w strzałce pola elektrycznego związanego modu optycznego w celu zmaksymalizowania oddziaływań światła z materią. Powyższe parametry determinują energię oddziaływania dipolowego między ekscytonem a fotonem, oznaczoną jako  $\hbar\Omega$ . W konsekwencji osiąga się tzw. zakres silnego sprzężenia, w którym to następuje koherentna oscylacja energii i obsadzeń między fotonem a ekscytonem a parametr  $\hbar\Omega$ , czyli rozszczepienie Rabięgo, określa częstość tej wymiany. Wtedy układ należy opisać nowymi stanami własnymi hamiltonianu, będące koherentną superpozycją ekscytonu i fotonu, czyli polarytonami. W przypadku opisywanego osiągnięcia habilitacyjnego, moje badania na polarytonach były skupione na mikrownękach planarnych Fabry'ego-Perota wytworzonych metodą epitaksji z wiązek molekularnych z materiałów na bazie GaAs, AlAs i ich stopów. Są to układy tożsame z laserami z poprzeczną wnęką o emisji powierzchniowej (ang. *vertical-cavity surface-emitting lasers* – VCSELs), które działają w zakresie słabego sprzężenia w odróżnieniu od układów polarytonowych.

Polarytony są wyjątkowymi kwazicząstkami, ponieważ dziedziczą one swoje właściwości od składowych, czyli ekscytonu i fotonu. Przede wszystkim, podlegają one statystyce BE i mogą utworzyć kondensat BE. Są scharakteryzowane bardzo małą masą efektywną, która wynika głównie z dyspersji modu optycznego wnęki planarnej i przyjmuje ona typowo wartości rzędu  $m_{\text{eff}} \sim 10^{-5}m_e$  w płaszczyźnie wnęki. Konsekwencją tego parametru jest wysoka krytyczna temperatura kondensacji  $T_c$ , która może osiągać nawet wartości temperatury pokojowej. Oczywiście, geometria mikrownęki planarnej i studni kwantowych narzuca dwuwymiarowy charakter tych cząstek i ich kondensatu, jednakże efekty związane z wymiarowością nie były przedmiotem przedstawionych tutaj badań. Warto podkreślić, iż pułapowanie optyczne narzuca skończoną objętość przestrzeni fazowej gazu polarytonów, dzięki czemu można mówić o kondensacji BE tych cząstek w 2D, pomimo braku takiego przejścia fazowego w granicy termodynamicznej, zgodnie z twierdzeniem Mermin-Wagnera.

Kolejną ważną właściwością są oddziaływania polaryton-polaryton, które są umożliwiające poprzez komponent ekscytonowy w kwazicząstce. Oznacza to, iż kondensaty polarytonowe mogą wykazywać właściwości nadciekłe, zgodnie z teorią Bogolubowa rozwiniętą w kontekście kondensatów w gazach atomowych. Jednoznaczne dowody na kondensację BE polarytonów uzyskano na początku XXI wieku w warunkach niestacjonarnych, przy użyciu wzbudzenia laserem impulsowym [11], oraz w warunkach stacjonarnych, bliskich równowadze termodynamicznymi [12,13], stosując wzbudzenie laserem pracy ciągłej.

Nadciekłość i efekty nieliniowe są jedną z wiodących motywacji badań nad kondensatami polarytonów, z uwagi na to, iż kontrolowany nadciekły przepływ cieczy polarytonowej w układzie półprzewodnikowym mógłby być podstawą do realizacji nowych typów energooszczędnych urządzeń [14].

Dodatkową motywacją pracy nad nadciekłością w układach polarytonowych jest fakt, iż są to układy często zachowujące się odmiennie od gazów w równowadze termodynamicznej, takich jak gazy atomowe. Wynika to z naturalnej właściwości układu polarytonowego, który musi być zewnątrznie zasilany w celu utrzymania stałej gęstości cząstek. Polarytony nieustannie zanikają z powodu skończonego czasu życia ekscytonów (poprzez rekombinację niepromienistą) i fotonów (poprzez rozproszenie wewnątrz wnęki lub ucieczkę fotonu na zewnątrz wnęki). Dlatego też kondensaty polarytonów reprezentują klasę wzbudzano-dyssypacyjnych kondensatów o zmodyfikowanych właściwościach w porównaniu do tych będących w równowadze termodynamicznej [15]. Dlatego rzadko używa się terminologii kondensacji BE w kontekście polarytonów, natomiast używa się nazwy „kondensatu polarytonowego” [16]. Właściwości wzbudzano-dyssypacyjne mają konsekwencje w m. in., zachowaniu się parametru porządku w takim układzie [17], modyfikacji właściwości nadciekłych takiego układu [18], bądź w obsadzeniu stanów wzbudzonych. Te dwie ostatnie właściwości są w kręgu zainteresowań w moich badaniach uwzględnionych w niniejszym osiągnięciu habilitacyjnym.

Typowe eksperymenty nad kondensacją polarytonów przeprowadzone są z użyciem zasilania za pomocą zewnętrznego lasera nierezonansowo zestrojonego względem obszaru aktywnego próbki, tj. energia fotonów emitowanych przez laser jest większa od przerwy energetycznej materiału półprzewodnikowego, z którego składają się studnie kwantowe. Schemat ten wygląda w uproszczeniu następująco: fotony zaabsorbowane przez studnie kwantowe efektywnie tworzą wysokoenergetyczne ekscytony, które po zrelaksowaniu do niższych energii i wektorów falowych silnie sprzęgają się z fotonami, tworząc polarytony. Wynikiem czego gaz polarytonowy współistnieje z gazem wysokoenergetycznych ekscytonów, może z nim oddziaływać, a wysokoenergetyczne ekscytony są głównym źródłem wzmocnienia dla kondensatu polarytonowego. Przez pierwszych kilkanaście lat eksperymenty tego typu były wykonywane jedynie w podejściu znanym w pomiarach fotoluminescencji w standardowej spektroskopii. Mianowicie, laser wzbudzający był skupiany na powierzchni próbki w formie plamki o rozkładzie gaussowskim, czego efektem było stworzenie kondensatu polarytonowego oraz tzw. rezerwuaru ekscytonów w tym samym miejscu w przestrzeni. Dalsze badania wykazały, iż ma to konsekwencje w dekoherencji kondensatu polarytonowego [19,20] oraz powoduje niemożność oddzielenia efektu oddziaływań polarytonów z rezerwuarem od oddziaływań między samymi cząstkami polarytonowymi w kondensacie [21,22]. Dlatego w ostatnich latach opracowano techniki mające na celu odseparowanie rezerwuaru ekscytonowego od kondensatu polarytonowego, zarazem wykorzystując rezerwuar ekscytonowy do kształtowania właściwości kondensatów polarytonów.

Pułapkowanie optyczne było od lat standardową metodą przygotowywania gazów atomowych do eksperymentów w ultra niskich temperaturach. Jak wspomniano wyżej, podejście było inne w pierwszych eksperymentach nad kondensacją polarytonów ekscytonowych, które były dokonywane w zasadzie bez zewnętrznego potencjału pułapkującego. Jednakże, już w 2012 roku fizycy z Uniwersytetu w Southampton [23], zaprezentowali pierwsze podejście do stworzenia optycznie generowanego potencjału dla kondensatu polarytonowego.

Technika pułapkowania optycznego w układach polarytonowych polega na wykorzystaniu efektu ubocznego istnienia rezerwuaru, czyli oddziaływania odpychającego z polarytonami. W ten sposób, indukowane optycznie ekscytony tworzą lokalnie potencjał dla kondensatu polarytonowego, który można opisać następująco [24,25]:

$$V(\vec{r}) = g_R n_R(\vec{r}), \quad (2)$$

gdzie  $n_R(\vec{r})$  to lokalna gęstość rezerwuaru ekscytonowego, która jest w przybliżeniu proporcjonalna do rozkładu przestrzennego plamki laserowej  $n_R(\vec{r}) \propto P_{LAS}(\vec{r})$ . Natomiast stała oddziaływania ekscyton-polaryton wyraża się jako  $g_R = |X|^2 g_X$ . Tutaj  $|X|^2$  to tzw. ekscytonowy współczynnik Hopfielda będący miarą wkładu kwazicząstki ekscytonowej w polaryton oraz  $g_X$  jest miarąiskoenergetycznego oddziaływania kontaktowego między dwoma ekscytonami [26]. Dzięki powyższej zależności, z równania (2), można zaprojektować rozkład przestrzenny wiązki laserowej wzbudzającej próbkę, aby wytworzyć wymagany potencjał  $V(\vec{r})$ . W szczególności można skupić laser wzbudzający w kształt pierścienia [23,27], tworząc w ten sposób efektywnie cylindryczny potencjał wiążący dla kondensatu polarytonowego. Taka właśnie technika została przeze mnie zastosowana w większości niżej przedstawionych badań, zrealizowanych w różnych konfiguracjach układu optycznego wykorzystującego soczewki stożkowe (ang. *axicon lens*).

## WYJAŚNIENIE PRZESUNIĘĆ SPEKTRALNYCH POLARYTONÓW EKSCYTONOWYCH W WARUNKACH NISKICH GĘSTOŚCI CZĄSTEK [H1]

Moje badania nad polarytonami ekscytonowymi w pułapkach optycznych rozpoczęły się w 2017 roku, gdy po raz pierwszy zostałem zaproszony przez prof. Ostrovskaya na staż naukowy do jej grupy w Australian National University (ANU) w Australii. W owym czasie pułapkowanie optyczne polarytonów za pomocą pierścieniowej plamki laserowej stawało się znacząco bardziej popularne. W szczególności zauważono ważną właściwość, iż tylko w tej konfiguracji możliwe będzie wyodrębnienie wkładu ekscytonów z energii kondensatu polarytonowego (jego potencjału chemicznego).

W 2017 roku, amerykańscy badacze z MIT oraz Uniwersytetu w Pittsburghu wykorzystali mikrownęki na bazie GaAs o najwyższej jakości wytworzone na Uniwersytecie w Princeton, które charakteryzowały się rekordowo długim czasie życia polarytonu (ponad 150 ps, w porównaniu do najlepszych ówczesnych struktur 30-50 ps) [28]. Ich celem były badania efektów oddziaływań oraz osiągnięcie równowagi termodynamicznej w układach polarytonów ekscytonowych. Na ten czas, stała oddziaływania kontaktowego polaryton-polaryton  $g$  nie była dokładnie zmierzona, pomimo szeregu obserwacji kolektywnych efektów nieliniowych z niej wynikających. Większość symulacji teoretycznych opierała się na oszacowaniu teoretycznym z końca XX wieku [29], gdzie

$$g = |X|^4 g_X, \quad g_X \approx 6a_B^2 E_B \quad (3)$$

Stała oddziaływania ekscyton-ekscyton wyprowadzona jest w przybliżeniu Borna i wyraża się za pomocą promienia Bohra ekscytonu  $a_B$  oraz energii wiązania ekscytonu  $E_B$ . Dla studni kwantowej GaAs wynosi ona około  $g_X \approx 6 \mu\text{eV}\mu\text{m}^2$ .

Amerykańscy naukowcy postanowili wykorzystać metodę pułapkowania optycznego w celu zmierzenia tego parametru. Idea pomiaru była następująca: wykorzystano ów wysokiej jakości strukturę, którą wzbudzano wiązką lasera skupioną na próbce w postaci cienkiego pierścienia (wykorzystano do tego przestrzenny modulator optyczny), tworząc odpowiednio duże pułapki (o średnicy około  $40 \mu\text{m}$ ). Następnie zmierzono przesunięcie spektralne stanu podstawowego emisji polarytonów ekscytonowych w funkcji gęstości cząstek, jednakże poniżej wartości krytycznego progu kondensacji polarytonów. Pomiaru dokonano odfiltrując sygnał z samego środka pułapki. Przesunięcie spektralne kondensatu polarytonowego powinno wyrażać się w przybliżeniu pola średniego jako:

$$\mu_T = \Delta E = gn + 2g_R n_R. \quad (4)$$

W równaniu tym  $\mu_T$  oznacza potencjał chemiczny, wyrażony poprzez całkowite przesunięcie spektralne stanu podstawowego  $\Delta E$ , które jest funkcją lokalnej gęstości rezerwuaru ekscytonowego  $n_R$  oraz kondensatu polarytonowego  $n$  (bądź po prostu gęstością polarytonów w stanie nieskondensowanym).

Kluczowym założeniem tych naukowców było to, iż pułapka jest na tyle duża, iż rezerwar ekscytonowy nie jest w stanie propagować od jej brzegów do centrum, natomiast polarytony o dużym czasie życia oraz małej masie już tak, i można będzie użyć przybliżenia  $n_R \approx 0$  w celu interpretacji przesunięć spektralnych jako pochodzących w całości od wkładu  $gn$ . Zmierzono przesunięcia w warunkach niskich gęstości i otrzymano wynik trzy rzędy większy, niż spodziewany,  $g_X = 1,74 \pm 0,46 \text{ meV}\mu\text{m}^2$ . Wartość ta implikowała, iż gazy polarytonów ekscytonowych (przez co również ekscytonów) powinny być opisywane w języku silnie skorelowanych gazów bozonowych, a nie słabo oddziałujących kondensatów BE. Praca została opublikowana w *Nature Physics* [28] i wywołała ogromne kontrowersje w środowisku naukowym.

Moim pierwszym wyzwaniem badawczym było zweryfikowanie kontrowersyjnych twierdzeń powyższej pracy. Było to możliwe z uwagi na dostęp w Australii do bardzo podobnej próbki, wytworzonej w tym samym laboratorium w Princeton. Zestawiłem układ wykorzystujący soczewkę stożkową do transformacji gaussowskiej laserowej wiązki wzbudzającej w kształt pierścienia o średnicy co najmniej takiej, jaką wykorzystano w kontrowersyjnej pracy, czyli ok.  $40 - 50 \mu\text{m}$ . Używając precyzyjnie skalibrowanego układu eksperymentalnego powtórzyłem serię pomiarów, i porównałem swoje wyniki z tamtą publikacją.

Owoce mojej pracy było znalezienie szeregu błędów koncepcyjnych i interpretacyjnych, których dokonali autorzy. Po pierwsze, gdy zbadałem polarytony o niskim wkładzie ekscytonowym  $|X|^2 < 50\%$ , w tzw. odstrojeniu fotonicznym, to pomiar przesunięcia energetycznego stanu podstawowego o wektorze falowym (pędzie)  $k \approx 0$  okazał znacząco utrudniony, ponieważ poszerzenie pędowe stanów wzbudzonych powodowało ich dodatkowy wkład w  $k = 0$ , co wpływało na kształt linii widmowej mierzonej w zerowym pędzie. Efekt ten determinował przesunięcie spektralne piku. Obserwację poparłem symulacją zachowania się stanów jednocząstkowych uwięzionych w pułapce w przybliżeniu braku oddziaływań. Dokonałem tego poprzez numeryczne rozwiązanie dwuwymiarowego równania Schrödingera na bazie parametrów wyznaczonych eksperymentalnie. W ten sposób anomalnie duże przesunięcia spektralne w  $k \approx 0$  dla małych wartości  $|X|^2$  zostały wyjaśnione poprzez niejednorodne poszerzenie linii spektralnej składającej się z wkładu co najmniej

kilku stanów związanych i redystrybucję obsadzeń między stanami w funkcji mocy lasera wzbudzającego.

Następnie dokonałem pomiarów dla dużych wartości  $|X|^2$ , bliższych 100%. W tym wypadku wykonałem pomiary w nowatorskiej metodzie używającej filtrowania emisji w przestrzeni pędów i zobrazowania kształtu potencjału pułapkującego. Sygnał został odfiltrowany poprzez przesłone kołową umieszczoną w płaszczyźnie pośredniej obrazu reprezentującej przestrzeń pędów (wektorów falowych). W ten sposób przepuszczane były jedynie fotony o pędach bliskich  $k \approx 0$ . Następnie, tak przefiltrowany sygnał został zobrazowany w przestrzeni rzeczywistej z użyciem spektrometru. Zmierzony sygnał odpowiadał rozkładowi przestrzennemu stanu podstawowego  $k = 0$  oraz klasycznym punktom zwrotnym skwantowanych stanów wzbudzonych. Innymi słowy, zarejestrowany sygnał umożliwił wizualizację kształtu optycznego potencjału wiążącego. Dokładna analiza tego kształtu pokazała, iż bariera pułapki ulega znaczącemu poszerzeniu przestrzennemu wraz ze zwiększoną mocą lasera wzbudzającego (sama pułapka ulega zwężeniu), oraz dno pułapki ulega znaczącemu przesunięciu spektralnemu. Oznaczało to, iż założenie o stateczności rezerwuaru ekscytonowego oraz pułapki są błędne i to właśnie wkład rezerwuaru dominuje w przesunięciach spektralnych polarytonów o dużej wartości  $|X|^2$ . Wnioski te zostały również zweryfikowane dla różnych warunków, różnych wielkości pułapki i różnych wartości  $|X|^2$ . Podsumowując, przesunięcia spektralne stanu  $k = 0$  uwięzionych optycznie polarytonów ekscytonowych w warunkach niskich gęstości nie mogą być użyte do wywnioskowania wielkości  $g$ , co podważało wnioski z pracy [28].

Istotnym jest, by zaznaczyć, że moje wyniki opublikowane w [H1], były dyskutowane z autorami wyżej wymienionej kontrowersyjnej publikacji. Od samego początku byłem odpowiedzialny za dyskusje między grupami z ANU, MIT i Pittsburgha, weryfikację danych z grupy amerykańskiej i wspólną interpretację danych (pochodzenie próbki implikowało również współautorstwo naukowców amerykańskich). Miało to wpływ na bardzo długi proces przygotowania manuskryptu, ponieważ wszystkie dane i etapy badań były konsultowane i weryfikowane z tamtymi grupami badawczymi. Z tego powodu pracowałem nad tą publikacją była również przeprowadzona przeze mnie zdalnie we Wrocławiu, po powrocie z pierwszego stażu. W końcu amerykańscy autorzy zaakceptowali nową interpretację danych eksperymentalnych, i przyznali, iż mylili się w swoich wnioskach opublikowanych wcześniej. Ich wkład w moją publikację został również uwzględniony i wspólnie przygotowaliśmy końcową publikację.

Właśnie pracę [H1] uważam za jedną z najbardziej istotnych dla mojej kariery jako badacza, jak również dla nauki, ponieważ jest ona owocem poprawnie zastosowanej metodologii naukowej w czasach tzw. *publish or perish* [30]. Dziś, bardzo często istotnym jest samo opublikowanie niespotykanych i kontrowersyjnych danych, niż ich późniejsza dokładna weryfikacja, która może znacząco opóźnić lub wykluczyć opublikowanie. Błędne wnioski autorów pracy [28] zostały skorygowane i zostało ugruntowane, iż optycznie uwięzione polarytony w warunkach niskich gęstości nie są silnie oddziałującymi cząstkami i nie tworzą nowej, egzotycznej formy silnie skorelowanej kwantowo materii [H1].



## BEZPOŚREDNIA OBSERWACJA EFEKTU ZUBOŻANIA KWANTOWEGO W KONDENSACIE POLARYTONÓW EKSCYTONOWYCH W WARUNKACH WYSOKICH GĘSTOŚCI [H2]

Oczywistą kontynuacją po weryfikacji kontrowersyjnych doniesień na temat wielkości stałej oddziaływań polaryton-polaryton było podjęcie próby zmierzenia tego parametru. W szczególności dążono do obserwacji efektu bezpośrednio związanego z oddziaływaniami pomiędzy pojedynczymi polarytonami w kondensacie. Takim kanonicznym efektem jest zubożanie kwantowe kondensatu BE.

Teoria Bogolubowa [31] słabo oddziałującego kondensatu BE opisuje wzbudzenia kondensatu w języku wzbudzeń wielocząstkowych, wprowadzając nowe operatory quasi-cząstkowe, wyrażone za pomocą kombinacji liniowej operatorów kreacji i anihilacji bozonów  $\hat{a}_{-k}^\dagger, \hat{a}_k$  o wektorach falowych  $k, -k$ :

$$\hat{b}_k = u_k \hat{a}_k + v_{-k} \hat{a}_{-k}^\dagger, \quad (5)$$

gdzie  $u_k$  i  $v_k$  to amplitudy Bogolubowa wyrażone za pomocą dyspersji energetycznej wzbudzeń oraz parametru oddziaływań między cząstkami. Jednym z głównych wyników tej teorii jest wyrażenie opisujące obsadzenie stanów wzbudzonych oddziałującego kondensatu BE w niezerowej temperaturze:

$$N_k = (|u_k|^2 + |v_{-k}|^2) \langle \hat{b}_k^\dagger \hat{b}_k \rangle + |v_{-k}|^2. \quad (6)$$

Pierwszy człon wyrażenia jest proporcjonalny do liczby cząstek wzbudzonych z uwagi na niezerową temperaturę  $T$  gazu  $N_k^{(T)} = (|u_k|^2 + |v_{-k}|^2) \langle \hat{b}_k^\dagger \hat{b}_k \rangle$ , gdzie  $\langle \hat{b}_k^\dagger \hat{b}_k \rangle$  wyrażone jest przez rozkład BE. W teoretycznych warunkach najniższej możliwie temperatury  $T = 0$ , człon ten  $N_k^{(T)} = 0$ . W odróżnieniu do kondensatu BE cząstek nieoddziałujących, nie wszystkie cząstki obsadzają stan podstawowy układu, ponieważ w wyrażeniu (6) pozostaje drugi człon o niezerowej wartości  $N_k^{(Q)} = |v_{-k}|^2$ . Ten człon opisuje wzbudzone cząstki z kondensatu w procesie fluktuacji kwantowych i korelacji międzycząstkowych z uwagi na oddziaływanie. Jest to tzw. proces zubożania kwantowego. Bardzo istotną właściwością tego wyrażenia jest jego asymptotyczna forma w granicy krótkich fal, czyli dużych wektorów falowych. Wtedy zależność w przestrzeni wektorów falowych ma postać potęgową  $N_k \simeq k^{-4}$  i może posłużyć jako weryfikacja obserwowanego efektu, co zostało dopiero niedawno zweryfikowane w gazach atomowych [32,33].

Dodatkowo, teoria Bogolubowa przewiduje modyfikację widma wzbudzeń kondensatu BE, która wyraża się jako

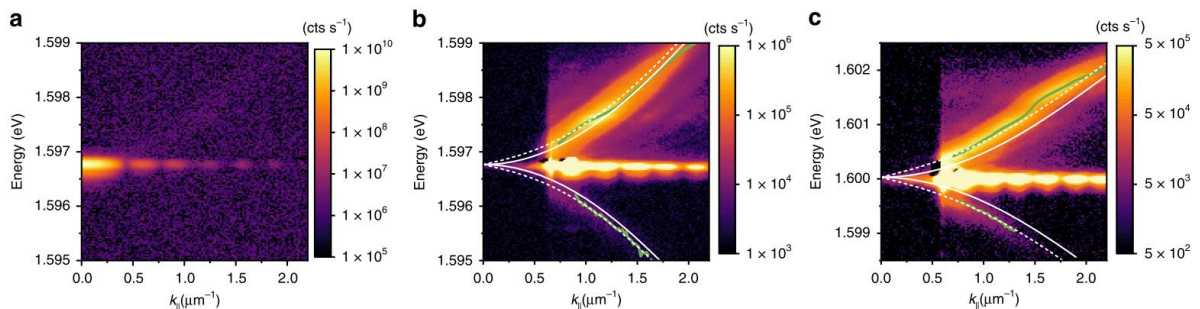
$$\mathcal{E}_k = \sqrt{E_k(E_k + 2gn)}, \quad (7)$$

gdzie  $E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$  to jednocząstkowa energia kinetyczna, a  $\mu_c = gn$  to potencjał chemiczny kondensatu. Wyrażenie to jest kluczowe w wyjaśnieniu nadciekłości oddziałującego kondensatu BE, gdyż w granicy małych wektorów falowych  $k \rightarrow 0$  przechodzi do zależności liniowej  $\mathcal{E}_k \propto k$ , zgodnie z kryterium nadciekłości Landaua.

W kondensacie polarytonów ekscytonowych, z uwagi na ich wzbudzano-dyssypacyjny charakter, możliwe jest zaobserwowanie nie tylko wzbudzeń o pozytywnych energiach względem kondensatu  $\mathcal{E}_k$  (tzw. gałąź normalna), jednakże również cząstek opuszczających próbkę z energiami ujemnymi  $-\mathcal{E}_k$ , których dyspersja jest ich lustrzanym odbiciem (tzw. gałąź widmo, ang. *ghost branch*) [34,35]. Dzieje się tak z uwagi na konstrukcję operatora z równania (5), w którym anihilacja jednej cząstki z wektorem  $-k$  (czyli jej obserwacja cząstki

wyemitowanej na zewnątrz) łączy się z kreacją cząstki z  $k$ . Dodatkowo, obie cząstki charakteryzują się przeciwnymi wartościami energii, dzięki czemu zachowany jest pęd i energia w tym spontanicznym procesie. Obserwacja negatywnej gałęzi widmo wyło nie lada wyzwaniem w badaniach nad polarytonami ekscytonowymi. Pierwszą obserwację widma Bogolubowa osiągnięto w eksperymentach niestacjonarnych (tylko gałąź normalną) [36] oraz ze wzbudzeniem rezonansowym z wymuszeniem rozprożeń do gałęzi widmo [37]. Natomiast podczas studiów doktoranckim byłem autorem pierwszej obserwacji fotoluminescencji z tej gałęzi obsadzoną poprzez rozpraszanie na defektach w strukturze niskiej jakości [B1]. Jednak do czasu ukazania się pracy [H2] nie było doniesień na temat zaobserwowanej gałęzi widmo obsadzonej w sposób spontaniczny poprzez efekt zubożania kwantowego.

Celem obserwacji tego subtelnego efektu, przygotowałem wraz z zespołem kondensat polarytonowy w pułapce optycznej w warunkach bardzo dużych gęstości, w tzw. zakresie Thomasa-Fermiego [38]. W tym zakresie efekty oddziaływania międzycząstkowego w kondensacie grają dominującą rolę. Kondensat w takich warunkach charakteryzuje się jednorodną gęstością wewnątrz pułapki optycznej oraz ściśle monoenergetycznym widmem (pomijając znikomy wkład stanów wzbudzonych). Z uwagi na fakt, iż sygnał pochodzący ze zubożania kwantowego może być wiele rzędów słabszy od sygnału pochodzącego z kondensatu, koniecznym było zastosowanie metody odfiltrowującej oba sygnały, przeciwdziałając uszkodzenia lub wysycenia detektora (kamery CCD). W tym celu zastosowałem po raz pierwszy metodę filtrowania przestrzennego filtrem krawędziowym w przestrzeni pędów. Sygnał kondensatu w stanie podstawowym  $k = 0$  został zaśnieżony, natomiast umożliwiło to pomiar o wiele słabszego sygnału pochodzącego od widma wzbudzeń. Możliwości eksperymentu zilustrowane są na Rysunku 1, zaadaptowanego z [H2], gdzie w panelu (a) widoczny jest jedynie sygnał pochodzący z kondensatu (bez użycia filtra), natomiast zastosowaniu filtrowania (panele (b,c)) można zarejestrować widmo wzbudzeń w zakresie wektorów powyżej krawędzi filtra.



**Rysunek 1.** (a) Sygnał w przestrzeni wektora falowego bez zastosowania filtrowania. (b,c) Sygnał w przestrzeni wektora falowego po zastosowaniu filtrowania blokującego emisję do  $k \approx 0.55 \mu\text{m}^{-1}$  dla kondensatów wytworzonych dla dwóch różnych wartości  $|X|^2 = 39\%$  oraz  $|X|^2 = 56\%$ . Ciągłe białe linie odpowiadają widmie jednocząstkowemu, przerywane białe linie widmie Bogolubowa, natomiast ciągłe jasnozielone to wydobyte z widm wartości eksperymentalne. Skale kolorów są logarytmiczne. Rysunek zaadaptowany z publikacji [H2].

Tym sposobem dokonałem pierwszej obserwacji pełnego widma wzbudzeń spontanicznie wytworzonego kondensatu. Precyzyjna kalibracja układu eksperymentalnego umożliwiła ilościowy pomiar gęstości kondensatu  $n$ , natomiast dopasowanie zarejestrowanego widma wzbudzeń modelem teoretycznym na bazie równania (7), pozwoliło na wyznaczenie stałej oddziaływania  $g$ , będącej jedynym brakującym parametrem w dopasowaniu. Zastosowana przeze mnie metoda dała wyniki zgodne z innym niezależnym pomiarem wartości  $g$  wykonanym w grupie prof. Ostrovskaya na ANU [38], przez co zweryfikowaliśmy tę wartość dla układów na bazie studni GaAs. Okazała się ona około dwukrotnie wyższa od

poprzednich oszacowań teoretycznych [29], jednakże późniejszy rozwój opisu teoretycznego potwierdził nasze wartości [39], które zweryfikowaliśmy w dalszych publikacjach opisanych poniżej [H6], [H4].

Istotnym wynikiem analizy danych eksperymentalnych z [H2] było wyodrębnienie obsadzeń w przestrzeni wektora falowego obu gałęzi wzbudzeń. Z jednej strony, gałąź normalna charakteryzowała się obsadzeniami o wartościach dalece odbiegających od tych przewidzianych z teorii kondensacji BE w równowadze termodynamicznej. Z drugiej strony, obsadzenie gałęzi widmo pochodzi jedynie z procesu zubożania kwantowego, więc spodziewana była zależność potęgowa ze względu na  $k$ . Okazało się, że zależność  $N \propto k^{-4}$  była widoczna tylko dla polarytonów o dużym wkładzie ekscytonowym  $|X|^2 > 50\%$ , jednakże znaczące odbieganie od tej zależności zostało zaobserwowane dla polarytonów fotonicznych  $|X|^2 < 50\%$ . Efekt ten nie był wytłumaczony w czasie przygotowania publikacji, jednakże był ważnym stymulantem do dalszych badań w tym kierunku. Warto zaznaczyć, że moja obserwacja zubożania kwantowego w kondensacie polarytonowym była drugą, po kondensatach atomowych i pierwszą w układzie poza równowagą termodynamiczną.

## WYJAŚNIENIE NIERÓWNOWAGOWYCH OBSADZEŃ WZBUDZEŃ

### KONDENSATU POLARYTONÓW EKSCYTONOWYCH I BEZPOŚREDNI POMIAR AMPLITUD TRANSFORMACJI BOGOLUBOWA [H6]

Zainspirowany wynikami opublikowanymi w [H2], zacząłem wraz z zespołem pracować nad głębszym zrozumieniem nierównowagowych obsadzeń stanów w efekcie zubożania kwantowego. W tym celu kluczowym było ulepszenie techniki eksperymentalnej, aby móc zmierzyć szerszy zakres wektorów falowych, poprawić czułość eksperymentu oraz znaleźć sposób na otrzymanie kondensatu o większej gęstości cząstek.

Eksperyment został usprawniony w następujący sposób. Po pierwsze, pozycja filtra krążeniowego była zmieniana wielokrotnie podczas pomiarów, aby móc wydłużyć czas integracji dla najniższych sygnałów przy wektorach falowych o największych wartościach. Zmienna pozycja filtra pozwoliła również na pomiar obsadzeń widma wzbudzeń dla wektorów falowych w drugim kierunku, dając pełną informację o obsadzeniach w  $k$  oraz  $-k$ . Widmo końcowe zostało odtworzone, składając pomiary wykonane z różnymi filtrami i czasami integracji sygnału. W ten sposób czułość eksperymentu wzrosła, czego wyrazem był zakres dynamiczny dwa rzędy większy, niż w poprzedniej pracy [H2]. Dodatkowo, poprawa ustawienia wnęki lasera wzbudzającego umożliwiła uzyskanie dwukrotnie większej mocy, czyli dwukrotnego zwiększenia maksymalnej gęstości kondensatu polarytonowego.

Pomiary zawarte w publikacji zostały dokonane w zestrojeniu  $|X|^2 = 54\%$ , ponieważ, zgodnie z poprzednimi wynikami, spodziewane było sprawdzenie zależności potęgowej  $k^{-4}$  obsadzeń stanów wzbudzonych, która była widoczna w kondensatach o większym wkładzie ekscytonu. Nowe wyniki eksperymentalne okazały się bardzo zaskakujące, ponieważ w zakresie dalszych wektorów falowych w porównaniu do zmierzonych w [H2] widoczne były odstępstwa od tego prawa, w szczególności w warunkach najwyższych gęstości kondensatu.

Wyniki eksperymentalne stały się inspiracją dla współpracującej grupy teoretycznej z Uniwersytetu Monash w Melbourne, pod kierownictwem prof. Meery Parish, do podjęcia próby uchwycenia zaobserwowanych efektów w nowym podejściu teoretycznym. Głównym autorem teorii jest dr Olivier Bleu, który jest równoznacznym pierwszym autorem pracy [H6], podsumowującej moje wyniki eksperymentalne poparte wytłumaczeniem teoretycznym.

Nowa teoria opisująca wzbudzenia kondensatu polarytonów ekscytonowych opierała się na wcześniejszym odkryciu teoretycznym grupy z Monash [40]. Okazuje się, iż umieszczenie wielu,  $\mathcal{N}$  identycznych, ale niezależnych studni kwantowych w mikrownęce z jednym modem fotonowy skutkuje tym, iż tylko jedna kombinacja liniowa ekscytonów z tych studni będzie sprzęgać się ze światłem, natomiast  $\mathcal{N} - 1$  kombinacji liniowych ekscytonów ze studni kwantowych będzie ortogonalnymi do tej konfiguracji. Te ortogonalne kombinacje będą „ciemne”, ponieważ nie będą sprzęgać się z modem fotonowym (pomimo tego, iż są to kombinacje złożone ekscytonów jasnych). Oznacza to, iż silnie sprzężone stany polarytonów ekscytonowych będą współistnieć z naturalnie występującymi „ciemnymi” kombinacjami liniowymi ekscytonów z różnych studni kwantowych. Co więcej, naukowcy z Monash pokazali teoretycznie, iż istnieją naturalne kanały transferu między polarytonami a ciemnymi stanami, z uwagi na skomplikowaną naturę oddziaływań między polarytonami, biorąc pod uwagę wszystkie możliwe konfiguracje rozpraszania polaryton-polaryton [39,40].

Bazując na powyższych obserwacjach, dr Bleu wraz ze współpracownikami wprowadził nowy model kwantowy kondensatu polarytonowego i zastosował on przybliżenie pola średniego, stosując podejście Bogolubowa. W ten sposób skonstruowano hamiltonian Bogolubowa, uwzględniając wkład ciemnych konfiguracji ekscytonowych, które traktowane były jako składowa rezerwuaru ekscytonowego  $n_R$ . Dodatkowo, wzięto w sposób jawny pod uwagę zależności współczynników Hopfieldda od wektora falowego  $|X_k|^2$ . Esencja zastosowanej w [H6] teorii zostanie przedstawiona poniżej. Uzyskano zmodyfikowane wyrażenia na amplitudy w transformacji Bogolubowa, wyrażone za pomocą parametrów pomocniczych [H6]:

$$A_k = T_k + (\mu_T + \mu_C) \frac{|X_k|^2}{|X_0|^2} - \mu_T, \quad (8)$$

$$B_k = \frac{\mu_C |X_k|^2}{|X_0|^2}, \quad (9)$$

gdzie  $T_k$  to jednocząstkowa energia kinetyczna cząstki o wektorze  $k$ , biorąca pod uwagę niejednorodną krzywiznę dyspersji energii polarytonów;  $\mu_T$  to całkowite przesunięcie spektralne (mieralne bezpośrednio eksperymentalnie), czyli całkowity potencjał chemiczny pochodzący od rezerwuaru oraz polarytonów. Z drugiej strony,  $\mu_C$  to wkład do potencjału chemicznego pochodzący jedynie od kondensatu polarytonowego (mieralny dzięki dopasowaniu do widma wzbudzeń). Za pomocą (8) i (9) wyrażono uogólnione widmo wzbudzeń Bogolubowa dla polarytonów:

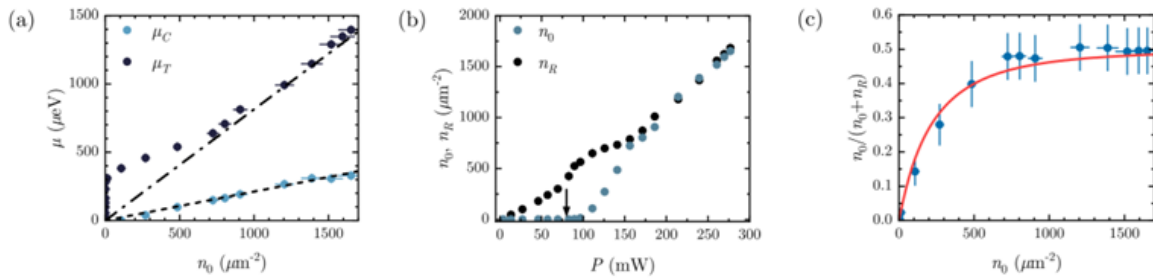
$$\mathcal{E}_k = \sqrt{A_k^2 - B_k^2}. \quad (10)$$

Warto zaznaczyć, że wyrażenie (10) przechodzi do klasycznego wyrażenia Bogolubowa (7), przy pominięciu współczynników Hopfieldda oraz wkładu rezerwuaru ekscytonowego. Amplitudy Bogolubowa są natomiast wyrażone jako:

$$u_k^2 = \frac{A_k + \mathcal{E}_k}{2\mathcal{E}_k}, v_k^2 = \frac{A_k - \mathcal{E}_k}{2\mathcal{E}_k}. \quad (11)$$

Ową teorię skonfrontowano z moimi wynikami eksperymentalnymi. Po pierwsze, dopasowując widma wzbudzeń kondensatu za pomocą równania (10) wyodrębniłem wkład rezerwuaru  $n_R$  i  $n_0$  kondensatu w całkowity potencjał chemiczny  $\mu_T$ , co przedstawione zostało na Rysunku 2(a). Dodatkowo, widma Bogolubowa zostały dopasowane za pomocą (10). W ten sposób, po raz kolejny dokonałem ulepszonego pomiaru stałej oddziaływania polaryton-polaryton z nachylenia zależności  $\mu_C(n)$ , z czego  $g_X \approx 9,8 \mu\text{eV}\mu\text{m}^2$ . Dodatkowo,

co widoczne w panelach (a) i (b) Rysunku 2, zaobserwowaliśmy dodatkową generację rezerwuaru  $n_R$  w warunkach wysokich gęstości, co przejawiało się równymi gęstościami  $n_0$  i  $n_R$  przy najsilniejszym wzbudzeniu próbki, dając stopień skondensowania gazu około 50%, co zobrazowano w panelu (c). Podobnego efektu nie opisano wcześniej w literaturze. Proste modele teoretyczne przewidują *plateau* w  $n_R$  powyżej progu kondensacji, w odróżnieniu od naszej obserwacji eksperymentalnej [41,42]. Zasugerowaliśmy, iż generacja rezerwuaru może być powiązana z niedawną obserwacją tworzenia wysokoenergetycznych ekscytonów przy wzbudzeniu rezonansowym [43,44]. Należy podkreślić, iż zaobserwowana tutaj dodatkowa generacja rezerwuaru może być również zinterpretowana jako przesłanka pośrednio potwierdzająca hipotezę o ciemnych kombinacjach liniowych ekscytonów. Ciągła linia w panelu (c) Rysunku 2 jest dopasowaniem teoretycznym, bazującym na fenomenologicznych założeniach procesu wyższych rzędów przy generacji ekscytonów z polarytonów będących w kondensacie.



**Rysunek 2 (a)** Wyznaczony potencjał chemiczny kondensatu  $\mu_C$  oraz całkowity potencjał  $\mu_T$  w funkcji  $n_0$  wraz z dopasowaniami liniowymi **(b)** Wyznaczone gęstości  $n_0$  i  $n_R$  w funkcji mocy wzbudzenia oraz stopień skondensowania gazu w **(c)**. Czerwona linia przedstawia dopasowanie krzywą teoretyczną. Z publikacji [H6].

Najważniejszym wynikiem tej eksperymentalno-teoretycznej pracy było zaobserwowanie korelacji intensywności między wzbudzeniami  $k$  i  $-k$ , zgodnie z uogólnioną teorią Bogolubowa, oraz bezpośrednie wyznaczenie eksperymentalne amplitud transformacji wyrażonych za pomocą równań (11). W szczególności, wykorzystaliśmy właściwość, iż obsadzenia w gałęzi normalnej (NB) i widmo (GB) wyrażają się następująco [H6]:

$$\begin{aligned} N_{NB,k} &= u_k^2 \langle \hat{b}_k^\dagger \hat{b}_k \rangle, \\ N_{GB,k} &= v_k^2 (\langle \hat{b}_{-k}^\dagger \hat{b}_{-k} \rangle + 1). \end{aligned} \quad (12)$$

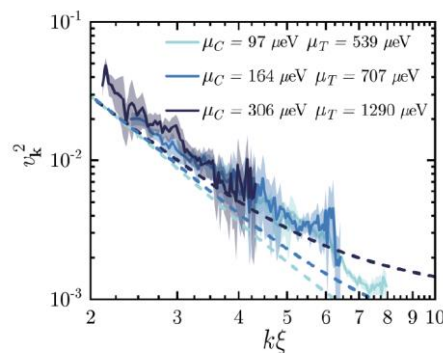
Dalej, właściwością amplitud Bogolubowa dla dużych wektorów falowych jest  $u_k^2 \rightarrow 1$ , stąd  $N_{NB,-k} \simeq \langle \hat{b}_{-k}^\dagger \hat{b}_{-k} \rangle$ , co można podstawić do wyrażenia  $N_{GB,k}$  i otrzymać równanie na drugą amplitudę wyrażone jedynie za pomocą eksperymentalnych wartości obsadzeń:

$$v_k^2 \simeq \frac{N_{GB,k}}{(N_{NB,-k} + 1)}. \quad (13)$$

Wykorzystując powyższe wyrażenie (13) wyznaczyłem ten parametr z pomiarów eksperymentalnych i zweryfikowałem zgodność z krzywymi teoretycznymi. Jak widać na Rysunku 3, otrzymano dobrą zgodność z teorią, bez żadnych parametrów dopasowujących (linie przerywane są przewidywaniem teoretycznym a nie dopasowaniem do danych eksperymentalnych). Można zaobserwować, iż dane eksperymentalne dają niewiele większe wartości od

teorii. Efekt ten został wytłumaczony jako pochodna uśredniania w eksperymencie nieidealnego kształtu kondensatu spowodowanego poprzez niejednorodności występujących w próbce.

Dzięki wynikom pracy [H6], wyjaśniliśmy nierównowagowe obsadzenia z [H2] i rozwinęliśmy teorię opisującą wzbudzenia w kondensacie polarytonów ekscytonowych w warunkach nierównowagowych, biorąc pod uwagę znaczący wkład rezerwuaru ekscytonowego. Zaproponowaliśmy również interpretację wykorzystującą naturalnie występujące ciemne konfiguracje ekscytonów w układach z wieloma identycznymi studniami kwantowymi. Jednoznaczne udowodnienie i wyjaśnienie właściwości ciemnych konfiguracji ekscytonowych wymaga jednak dalszych prac. Mimo to, opublikowana praca stanowi ważny wkład w zrozumienie wzbudzeń w kondensatach polarytonowych, co jest wciąż bardzo aktywną ścieżką badawczą w dziedzinie [44–48]. Warto zaznaczyć, iż jest to pierwsza praca z bezpośrednim pomiarem amplitud transformacji Bogolubowa, poza kondensatami atomowymi [49].



**Rysunek 3** Wyznaczenie eksperymentalne amplitudy Bogolubowa  $v_k^2$  za pomocą równania (13) i porównanie z przewidywaniami teoretycznymi (linie przerywane) [H6].  $\xi$  to długość zablźniania w kondensacie, zdefiniowana jako  $\xi = \hbar/\sqrt{m\mu_c}$ .

### BEZPOŚREDNI POMIAR SPINOROWEGO WIDMA WZBUDZEŃ KOLEKTYWNYCH KONDENSATU POLARYTONOWEGO [H4]

Bezpośredni pomiar widma wzbudzeń kondensatu polarytonowego otworzył nowe możliwości weryfikacji przewidywań teoretycznych tego egzotycznego stanu materii i światła. Wyżej opisane prace, w których badałem widmo wzbudzeń kondensatu polarytonowego, nie brały pod uwagę spinowego stopnia swobody kwazicząstek, a pomiary były dokonane bez rozdzielania polaryzacyjnego światła. Właściwości polaryzacyjne wzbudzeń Bogolubowa kryją za sobą nietrywialne właściwości, dlatego też ten wątek był przeze mnie przebadany, z uwagi na dostępność i rozwój metody eksperymentalnej zastosowanej w pracach [H2] i [H6]. Do tego projektu zaprosiłem doktorantkę z Politechniki Wrocławskiej, której jestem promotorem pomocniczym, mgr inż. Dąbrówkę Biegańską, na staż w Australii. Jej wizytę zorganizowałem wspólnie z prof. Marcinem Syperkiem z Politechniki Wrocławskiej oraz prof. Eleną Ostrovskaya, gdy pracowałem jeszcze na stażu podoktorskim w ANU.

Polarytony ekscytonowe, z uwagi na silne sprzężenie optycznie aktywnych ekscytonów i fotonów, dziedziczą spin od składowych cząstek. Z uwagi na reguły wyboru przejść optycznych, ekscytony o spinie  $\sigma_{\pm}$  mogą sprzęgać się z fotonami niosącymi taki sam moment pędu [10]. Co więcej, mierząc polaryzację wyemitowanych fotonów można poznać informację o tzw. pseudospinie całej kwazicząstki, tj. opisać kwazicząstkę polarytonową, traktując polaryzację światła jako miarę efektywnego spinu. Co istotne, oddziaływania pomiędzy

eksycyonami są zależne spinowo [21,50,51], w wyniku czego oddziaływania polaryton-polaryton również. Inne są wartości stałych oddziaływania kontaktowego w konfiguracji o równoległych spinach (trypletowej)  $\alpha_1$  i antyrównoległych spinach (singletowej)  $\alpha_2$ . Obliczenia teoretyczne wykazały [52], iż w standardowych półprzewodnikach te wartości są scharakteryzowane relacją  $|\alpha_2| \ll \alpha_1$ , przy czym najczęściej  $\alpha_2 < 0$  i  $\alpha_1 > 0$ . Oczywiście, oba te parametry są również skalowane poprzez ekscytonowy współczynnik Hopfieldda  $|X|^2$ .

Wartości stałych oddziaływania pozwalają na uproszczoną analizę i interpretację kondensacji polarytonów. Z warunku minimalizacji energii swobodnej wynika, iż kondensat polarytonowy powinien kondensować do stanu o polaryzacji liniowej, tj. o równolicznym obsadzeniu obu spinów  $n_+$  i  $n_-$ , natomiast wkład oddziaływań antyrównoległych się zazwyczaj pomija. Takie podejście zostało zastosowane w moich pracach [H2] i [H6], z uwagi na fakt, iż kondensat w badanej strukturze miał stabilną liniową polaryzację o wartości bliskiej 100%.

Kolejna składowa polarytonu, czyli spolaryzowany foton, będzie oddziaływać z mikrownąką i z jej właściwościami polaryzacyjnymi. Taką charakterystyczną właściwością mikrownąką planarnych jest polaryzacyjna zależność dyspersyjna modu wnąki, nazywana rozszczepieniem modów TE-TM (ang. *transverse electric-transverse magnetic splitting*). Okazuje się, iż fotony propagujące w płaszczyźnie z niezerowymi wektorami falowymi mają różne energie dla ortogonalnych liniowych polaryzacji względem płaszczyzny wnąki. Innymi słowy, mikrownąką jest scharakteryzowana różnymi efektywnymi współczynnikami załamania ze względu na polaryzację TE-TM. Wartość rozszczepienia energetycznego między modami o ortogonalnych polaryzacjach jest równa 0 dla  $k = 0$  i rośnie kwadratowo z wektorem falowym  $\propto k^2$ . Wartość ta jest zazwyczaj niewielka w domenie spektralnej, mniejsza od poszerzenia linii widmowych, stąd można ją często pominąć. Jednakże, właściwość ta jest podstawą wielu spinowych efektów w fizyce polarytonów ekscytonowych. Między innymi, jest odpowiedzialna za precesję spinu propagujących polarytonów, a w szczególności prowadzi do tzw. spinowego optycznego efektu Halla [53,54]. Oba te efekty mogą być ujęte w opisie teoretycznym jako skutek wbudowanego sztucznego pola magnetycznego mikrownąki. Dodatkowo, jeżeli wnąką charakteryzować się będzie pewną anizotropią polaryzacyjną, czyli dwójłomnością (rozszczepieniem energetycznym w  $k = 0$ ), to wraz z efektem rozszczepienia TE-TM skutkuje to nietrywialnym wbudowanym nieabelowym polem cechowania (w języku efektywnego pola i pseudospinu). W szczególności, to pole przechodzi dla pewnego obszaru w domenie wektorów w pole cechowania typu Rashby [55]. Efekty te są obecnie jednym z najintensywniej badanych na pograniczu fizyki fazy skondensowanej oraz fotoniki [56].

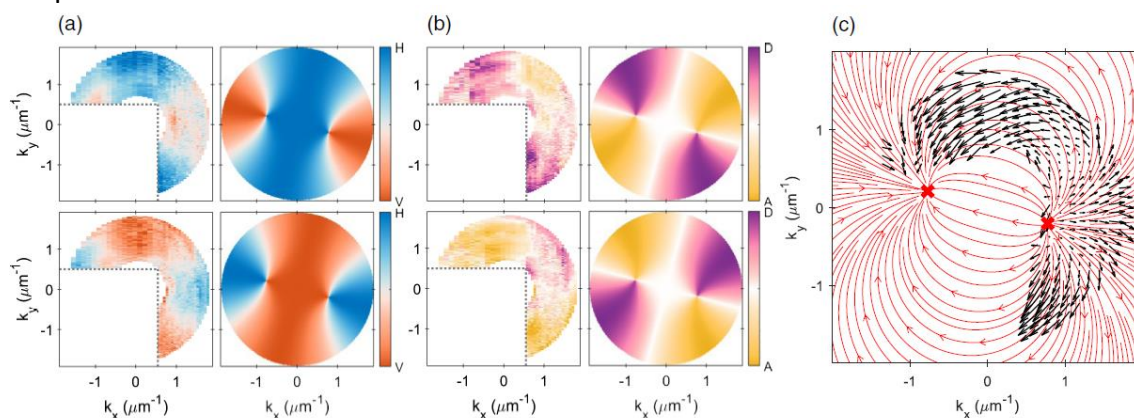
W moich badaniach kluczowe było zbadanie tychże właściwości polaryzacyjnych mikrownąki, a następnie zweryfikowanie ich efektu na wzbudzenia kondensatu. Należy podkreślić, iż wzbudzenia Bogolubowa kondensatu polarytonowego podlegają nie tylko efektowi wbudowanego nieabelowego pola cechowania, ale również efektowi oddziaływań poprzez  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$ . Wynikiem tego jest anizotropia nadciekłości w takiej mikrownące [57], czy różne wartości nadciekłej prędkości dźwięku w zależności od polaryzacji i kierunku propagacji. Dodatkowo, występować będą dwie a nie jedna gałąź normalna wzbudzeń kondensatu (podobnie dla gałęzi widmo).

Wraz z doktorantką, przeprowadziliśmy modyfikację eksperymentu zastosowanego w pracach [H2] i [H6]. Po pierwsze, układ detekcyjny został uzupełniony przez polaryzacyjne elementy optyczne w celu analizy polaryzacji światła. Po drugie, filtrowanie w przestrzeni

wektora falowego zostało zastosowane w dwóch kierunkach, aby móc badać pełną, dwuwymiarową przestrzeń wektorów  $k$ , nie tylko wzdłuż szczeliny wejściowej monochromatora. Z tego powodu, pomiary zostały również dokonane za pomocą nowatorskiej techniki tomografii spektralnej, która jest z powodzeniem stosowana w fizyce polarytonów ekscytonowych. Obraz spektralny przestrzeni wektora falowego był rejestrowany fragmentami, poprzez przesuwanie soczewki zautomatyzowanym ruchomym uchwytem przed monochromatorem. W ten sposób uzyskano widma wzbudzeń w dwóch wymiarach w przestrzeni wektora falowego, wraz z informacją polaryzacyjną. Należy podkreślić, iż po raz kolejny zastosowano metodę pułapkowania optycznego kondensatu polarytonowego, by w sposób klarowny można było zarejestrować widma wzbudzeń i zminimalizować wpływ niekoherentnego rezerwuaru ekscytonowego.

Wyniki eksperymentu w zakresie niskich gęstości, poniżej gęstości krytycznej kondensacji, potwierdziły istnienie pola cechowania związanego z polaryzacyjnymi właściwościami wnęki, tj. rozszczepienie TE-TM oraz dwójłomność, dzięki czemu potwierdziliśmy poprzednie doniesienia z literatury [58]. Najistotniejszym wynikiem był pomiar rozdzielonych polaryzacyjnie wzbudzeń Bogolubowa dla kondensatu polarytonowego o wysokiej gęstości. Widma te zostały bardzo dobrze dopasowane istniejącymi wyrażeniami teoretycznymi. Wynikiem czego było wyznaczenie niezależnie po raz pierwszy obu parametrów oddziaływania polaryton-polaryton, które wyniosły dla  $|X|^2 = 100\%$ ,  $\alpha_1^{ex} = 10.3 \pm 1.1 \mu\text{eV}\mu\text{m}^2$  (zgodna z wartością uzyskaną w pracy [H6]) oraz  $\alpha_2^{ex} = 0.2 \pm 1.7 \mu\text{eV}\mu\text{m}^2$ . Niestety, dokładność pomiaru nie pozwoliła na jednoznaczne określenie znaku parametru  $\alpha_2$ , jednak potwierdzony został stosunek wartości tych parametrów przewidziany teoretycznie.

Poza dopasowaniem widm Bogolubowa, przeanalizowane sygnały pozwoliły na wyznaczenie stopnia polaryzacji spinowych gałęzi. Dodatkowo, na jej podstawie można było wyznaczyć wektorowe pole cechowania, które przedstawiono na Rysunku 4. W ten sposób w pracy [H4] jednoznacznie potwierdziliśmy istnienie wbudowanego pola cechowania, zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi. Wokół punktów zaznaczonych krzyżami w panelu (c) na Rysunku 4 spodziewane są efekty wynikające z pola cechowania zadanego hamiltonianem Rashby. Wyniki te zostały uzyskane przez doktorantkę, Dąbrówkę Biegańską, której asystowałem podczas eksperymentu, prowadziłem przez wszystkie etapy analizy i interpretacji danych. Wyniki z pracy [H4] są jednym z kamieni milowych fizyki polarytonów ekscytonowych i fotoniki wykorzystującej sztuczne pola cechowania i efektywne oddziaływania spin-orbita dla fotonów.



**Rysunek 4** Zmierzone parametry Stokesa wzbudzeń kondensatu (a)  $S_1$  (polaryzacja horyzontalna H i wertykalna V) (b)  $S_2$  (polaryzacja diagonalna D i antydiagonalna A). Lewa kolumna przedstawia wynik eksperymentu, prawa, przewidywania teoretyczne. Górne panele przedstawiają wynik dla górnej gałęzi wzbudzeń a dolne panele dla dolnej. (c) Obliczone na podstawie eksperymentu wektorowe pole cechowania dolnej gałęzi wzbudzeń wraz z liniami pola przewidzianymi teoretycznie. Rysunek zaadaptowany z [H4].



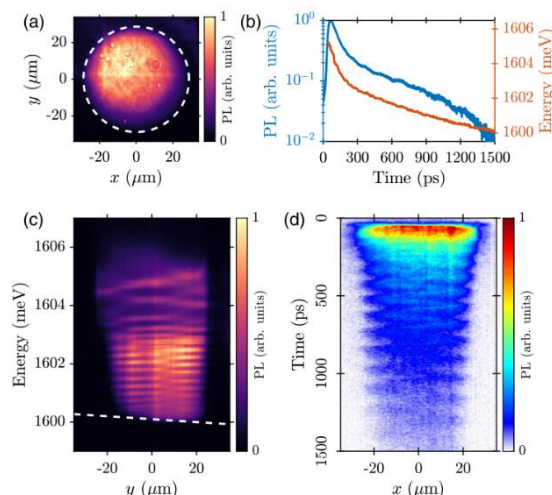
## **PIERWSZA REALIZACJA KOLEKTYWNYCH OSCYLACJI NADCIECZY POLARYTONOWEJ W PUŁAPCE OPTYCZNEJ [H3]**

Kolejnym rozszerzeniem badań kondensatów polarytonowych w pułapkach optycznych, była próba wykorzystania potencjału pułapkującego do zbadania właściwości hydrodynamicznych kondensatu polarytonowego. Wymaga to zmiennych warunków w czasie w odróżnieniu od eksperymentów przeprowadzonych w warunkach stacjonarnych.

Hydrodynamika w 2D znacząco różni się od tej w 3D, co jest przedmiotem intensywnych badań w ostatnich latach. Badania hydrodynamiki kondensatu bozonowego w dwóch wymiarach są szczególnie interesujące, z uwagi na fakt, iż w takiej geometrii to przejście Berezinski-Kosterlitz-Thouess (BKT) [59] jest odpowiedzialne za właściwości dynamiczne parametru porządku, czyli funkcji falowej kondensatu. Zostało to umożliwione poprzez rozwój technik pułapkowania optycznego gazów atomowych, zwłaszcza przez możliwość utworzenia potencjału typu „pułdo” o płaskim dnie. Badania ruchu nadcieczy bozonowej w takim potencjale jest bardzo użyteczne, ponieważ częstotliwości modów własnych są ściśle związane z prędkością dźwięku w kondensacie, co pozwala na bezpośrednie testowanie teorii dwóch dźwięków [60,61], umożliwia precyzyjne próbkowanie innych subtelnych efektów, takich jak anomalie kwantowe łamiące symetrie hamiltonianu w 2D [62,63].

Badania efektów hydrodynamicznych w kondensatach polarytonowych były dotychczas ograniczone w większości do eksperymentów ze wzbudzeniem rezonansowym [64,65], w których laser zewnętrzny generował koherentny kondensat polarytonów z zadany wektorem falowym i gęstością, dzięki czemu można było zbadać dynamikę tworzenia się wzbudzeń typu wirów kwantowych [66], czy solitonów [67]. Jednak w takim schemacie eksperymentu, koherencja kondensatu polarytonowego jest zadana przez laser wzbudzający i nie jest wynikiem spontanicznego efektu kondensacji [68]. Przed moją pracą [H3] nie istniały w literaturze żadne doniesienia w temacie eksperymentalnych badań kolektywnych oscylacji nadcieczy bozonowej w zakresie niskich częstości, tj. próbkujących zakres widma Bogolubowa dla małych  $k$ , w pobliżu zera. Przede wszystkim brak było badań hydrodynamiki kondensatu polarytonowego wzbudzanego w sposób nierezonansowy.

Kluczowym elementem w tych badaniach była struktura mikrownęki wyhodowana na Uniwersytecie Princeton, którą badałem również w wyżej opisanych pracach [H1], [H2], [H4] i [H6]. Charakteryzuje się ona odpowiednio długim czasem życia polarytonu, aby możliwe było badanie zachowania dynamicznego kondensatu po wzbudzeniu impulsem światła. W celu dodatkowego wydłużenia czasu emisji kondensatu polarytonowego, dokonaliśmy modyfikacji wzbudzania poprzez dostrojenie lasera pompującego do wyższych energii, tj. 150 meV powyżej energii ekscytynu, osiągając emisję z kondensatu trwającą aż do 1.5 ns po impulsie. Warto zaznaczyć, że w odróżnieniu wyżej opisanych prac w tym autoreferacie, próbkę wzbudzono laserem impulsowym, który zadaje początkową gęstość rezerwuaru. Stąd, wzbudzenie próbki w kształt pierścienia skutkuje stworzeniem dynamicznej pułapki cylindrycznej, która zaraz po powstaniu zasilala i więziła dynamiczny kondensat polarytonowy w środku. Rezerwuar (czyli pułapka), jak również i kondensat, zanikały w czasie, a wyemitowane fotony rejestrowane były za pomocą kamery smugowej. Dodatkowym ważnym elementem było to, że badana próbka wyróżniała się znaczącym przestrzennym gradientem grubości wnętrza, co przejawia się jako lokalny liniowy potencjał energetyczny (zaznaczony na Rysunku 5(c)). Tenże dodatkowy, wbudowany potencjał w próbce powodował złamanie symetrii cylindrycznej pułapki, przez co kondensat tworzył się poza środkiem pułapki. Wywoływało to oscylacyjną dynamikę kondensatu czasie, tzw. „chlupotanie” (ang.



**Rysunek 5** (a) Uśredniony w czasie obraz emisji kondensatu polarytonowego w pułapce. Środek ciężkości jest poza centrum pułapki z uwagi na wbudowany gradient. (b) Zależność intensywności emisji (PL) oraz energii kondensatu od czasu. (c) Przestrzenne widmo kondensatu uśrednione w czasie, ukazujące oscylacje. (d) Te same oscylacje, jednak rozdzielone w czasie za pomocą kamery smugowej wzdłuż jednego przekroju przez środek pułapki. Rysunek zaadaptowano z [H3].

sloshing). Innymi słowy, warunki początkowe powodowały stworzenie kondensatu wraz z oscylacjami przestrzennymi, co zobrazowano na Rysunku 5.

Konieczne było dokonanie głębszej analizy zarejestrowanych przebiegów dynamicznych. W tym celu zastosowano metody numeryczne znane z badań hydrodynamicznych kondensatów atomowych, w których zarejestrowaną dynamikę w dwóch wymiarach przeanalizowano metodą analizy głównych składowych (ang. *principal component analysis*-PCA) [69]. Dzięki tej metodzie, ze skomplikowanej dynamiki oscylacyjnej kondensatu wyodrębniono główne, niezależne składowe całego procesu. Okazało się, iż w pełnej dynamice kondensatu największy wkład miały mod dipolowy oraz mod oddychający (ang. *breathing mode*). Rozpoznanie tych dwóch modów zostało potwierdzone przez obliczenia numeryczne w przybliżeniu konserwatywnego równania Grossa-Pitajewskiego [H3].

Po wyodrębnieniu wkładów obu modów w procesie oscylacji (czyli amplitud PCA), wyznaczono zależności częstości własnych owych oscylacji, stosując numeryczną metodę *wavelet synchrosqueezed transform*, która była stosowana również, m. in., w analizie częstości w badaniach fal grawitacyjnych LIGO. Uzyskane częstości idealnie zgadzały się z przewidywaniami teorii hydrodynamiki gazu Bosego, w której stosunek częstości modu oddychającego  $\omega_B$  do częstości modu dipolowego  $\omega_D$  wynosi  $\omega_B/\omega_D \approx 2$ . Ta obserwacja jednoznacznie potwierdziła, iż zarejestrowane oscylacje są natury kolektywnych wzbudzeń kondensatu, a nie oscylacji obsadzeń pomiędzy skwantowanymi stanami jednocząstkowymi. Z wartości tych częstości wyliczono prędkość dźwięku w kondensacie, która okazała się około 3 razy za mała w porównaniu do wartości przewidzianej ze zmierzonego całkowitego potencjału chemicznego  $\mu_T$ , tzw. wartości dźwięku Bogolubowa. Zostało to zinterpretowane w kontekście moich poprzednich prac [H2], [H6], jako skutek wkładu dodatkowej energii od rezerwuaru ekscytonowego, który znajdował się wewnątrz potencjału pułapkowego podczas całego procesu dynamicznego chlupotania kondensatu.

Kondensat polarytonowy w naszym eksperymencie zanikał w czasie, więc możliwe było zaobserwowanie jedynie skończonej liczby oscylacji. Zanik kondensatu utrudniał jednoznaczne wyodrębnienie stałych zaniku oscylacji, które umożliwiłyby identyfikację mechani-

zmów tłumień zachodzących w nadcieczy polarytonowej. Tutaj, spodziewane było zarejestrowanie wpływu tłumienia Landaua, z uwagi na wkład nieskondensowanej części cząstek w rezerwuarze oraz wpływu charakteru dyssypacyjnego na kształt widma Bogolubowa, co mogło determinować zachowanie dynamiczne kondensatu. Potrzebne jednak są dalsze badania w celu weryfikacji tych mechanizmów. Mimo to, jest to pierwsza, pionierska praca [H3], która zapoczątkowała nowy obszar badań hydrodynamicznych kondensatów polarytonowych. Warto zaznaczyć, że badania hydrodynamiczne pozwoliły zbadać efekty w zakresie wektorów falowych  $k$ , które były niedostępne bezpośrednio w badaniach widma wzbudzeń [H2], [H6] i [H4].

### **PIERWSZA OBSERWACJA PRZEJŚCIA Z KONDENSACJI POLARYTONÓW EKSCYTONOWYCH DO LASEROWANIA FOTONOWEGO W PUŁAPCE OPTYCZNEJ [H7]**

Po powrocie ze stażu podoktorskiego w ANU w Australii, postanowiłem skupić część swoich zainteresowań badawczych nadal nad rozwijającą się dziedziną kondensatów polarytonowych w pułapkach optycznych. W tym celu zbudowałem wraz z doktorantką, Dąbrówką Biegańską, nowy układ do badań polarytonów wyposażony w układ soczewek stożkowych do transformacji wiązki wzbudzającej. Umożliwiło to badanie polarytonów ekscytonowych w pułapkach optycznych w zakresie wzbudzania stacjonarnego oraz impulsowego, stosując dwa typy laserów w laboratorium we Wrocławiu.

Dodatkową motywacją była możliwość przeprowadzenia badań na próbkach z różnych innych źródeł, m. in. z Uniwersytetu w Würzburgu z Niemiec. W odróżnieniu od struktury badanej przeze mnie na ANU, mikrownęka z Uniwersytetu w Würzburgu charakteryzowała się o wiele mniejszym czasem życia, rzędu kilku pikosekund, jak również mniejszą energią Rabięgo  $\hbar\Omega \approx 8$  meV, w porównaniu do blisko 16 meV w strukturze z Princeton (obie próbki składają się z podobnych stopów półprzewodnikowych GaAs/AlGaAs). Oznacza to, iż w tej strukturze możliwe jest zaobserwowanie przejścia z zakresu silnego sprzężenia ekscyton-foton do zakresu słabego sprzężenia [70], w funkcji gęstości cząstek (co jest niemal niemożliwe do osiągnięcia w próbce pochodzącej z Princeton). Przejście to wynika z efektu wypełnienia fermionowej przestrzeni fazowej, tj. ekranowania oddziaływania kulombowskiego elektronów i dziur w warunkach wysokich gęstości. Powoduje to dysocjację ekscytonów i stopniowe przejście z gazu ekscytonowego do plazmy elektronowo-dziurowej [71]. Oczywiście, zanik ekscytonów wiąże się z utratą silnego sprzężenia, ponieważ siła oscylatora ekscytonu jest zazwyczaj znacząco większa od siły oscylatora zwykłego przejścia międzypasmowego w studni kwantowej.

Tenże uproszczony schemat przejścia z zakresu silnego do słabego sprzężenia był dyskutowany wielokrotnie w literaturze i zaproponowano wiele hipotez teoretycznych na przestrzeni lat. Wiodącymi są: faza analogiczna do Bardeena-Coopera-Schrieffera (BCS) [72–74], gdzie korelacje elektronów i dziur powodowane są nie przez oddziaływania kulombowskie, a mediowane są przez fotony; oraz niehermitowskie przejście fazowe, zapisane uogólnionym hamiltonianem dyssypacyjnym [75]. By móc zweryfikować te efekty, konieczne jest przeprowadzenie badań w układzie o zmniejszonej dekoherencji spowodowanej nadmiarem rezerwuaru. W tym wypadku, po raz kolejny pułapkowanie optyczne zdaje się być idealnym rozwiązaniem.

Eksperyment przeprowadziliśmy w następujący sposób – postanowiono porównać wzbudzanie kondensatu „standardową metodą”, czyli wiązką laserową skupioną do plamki kształtu gaussowskiego, z metodą pułapkowania optycznego. Ustawiono oba typy pobu-

dzania w taki sposób, by uzyskać podobną średnicę pułapki i podobną średnicę plamki gaussowskiej (około 18  $\mu\text{m}$ ). Eksperyment przeprowadzono w pobudzaniu laserem pracy ciągłej.

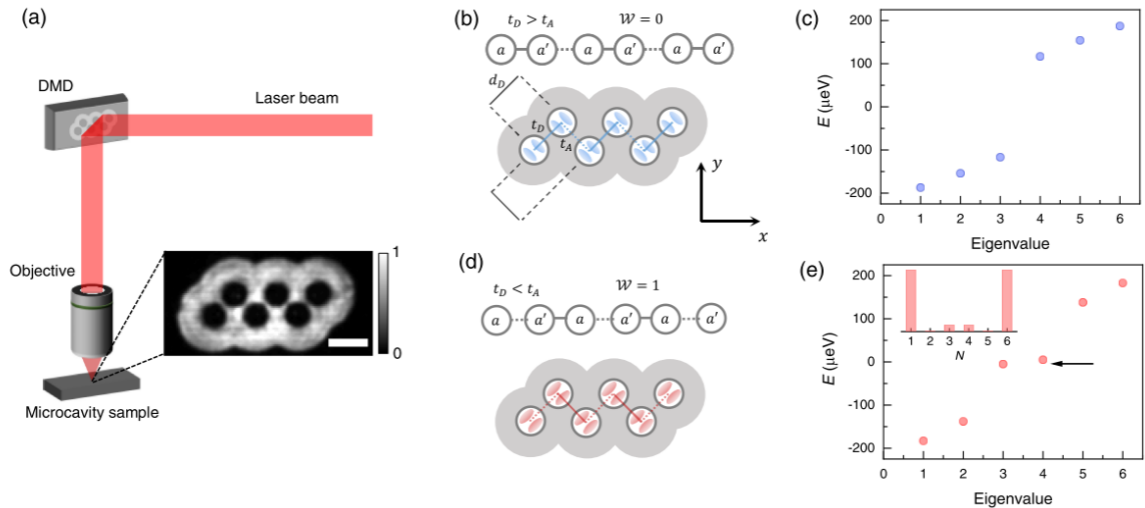
W eksperymencie ze wzbudzeniem plamką gaussowską zaobserwowano nieliniowy narost intensywności w funkcji mocy wzbudzenia z jedną krytyczną mocą progową, co jest zachowaniem charakterystycznym dla laserowania fotonowego. Dodatkowo, emisja była zgodna z pozycją spektralną modu fotonowego wnęki. Oznaczało to, iż warunki w próbce w tym wzbudzaniu nie osiągały progu kondensacji polarytonowej, ale od razu uzyskano zakres laserowania fotonowego w słabym sprzężeniu. Z drugiej strony, ta sama struktura wzbudzana w geometrii pułapki optycznej (tj. wzbudzana laserem skupionym w kształt pierścienia) wykazała się dwoma krytycznymi mocami progowymi, powyżej których zaobserwowano nieliniowe narosty intensywności emisji fotonów z próbki. Co najważniejsze, pierwszy próg został jednoznacznie zidentyfikowany jako kondensacja polarytonowa, natomiast drugi jako przejście do laserowania fotonowego.

Powyższe wyniki ponownie pokazały wyższość wzbudzenia geometrią pułapki optycznej nad standardowymi eksperymentami. Obserwacja kondensacji polarytonowej w pułapce była możliwa dzięki ograniczeniu przykrycia polarytonów z nadmiarowymi nośnikami generowanymi poprzez wzbudzenie optyczne. Warto zaznaczyć, iż w laserowanie fotonowe w geometrii pułapki optycznej jest unikalną obserwacją, ponieważ mod laserowy był również zlokalizowany wewnątrz pułapki. Oznacza to, iż wzbudzenie laserem nierezonansowym w kształcie pierścienia jest w stanie stworzyć potencjał wiążący dla fotonów. Dotychczas efekt ten był bardzo słabo eksplorowany w literaturze [76,77]. Efekt pułapkowania został zinterpretowany jako pochodzący od lokalnej modyfikacji współczynnika załamania wnęki spowodowanego nadmiarowymi nośnikami generowanymi w pobliżu największej intensywności lasera wzbudzającego. Swobodne nośniki obniżają efektywny współczynnik załamania, zwiększają lokalnie energię wnęki, tworząc potencjał dla światła. Efekt ten otwiera nowe możliwości w manipulowaniu światłem w planarnych wnękach półprzewodnikowych bez dodatkowego processingu technologicznego.

Warto podkreślić, iż obserwacja jednego, bądź dwóch progów krytycznych w charakterystyce emisji lasera polarytonowego jest ściśle związana z przewidzianym niehermitowskim przejściem fazowym w tym układzie [75]. Dotychczasowo badania nad przejściem do zakresu słabego sprzężenia były wykonywane wyłącznie w schemacie z pobudzaniem plamką gaussowską. Powyższe wyniki stanowią zatem ciekawy początek nowej ścieżki badań, którą rozpocząłem wraz z moim zespołem we Wrocławiu. Co więcej, wyniki uzyskane w [H7] są ważnym elementem prac w dziedzinie pokrewnej, którą rozpocząłem na Politechnice Wrocławskiej, czyli kondensacji Bosego-Einsteina fotonów w mikrownękach optycznych w zakresie słabego sprzężenia, w ramach projektu Sonata NCN.

### **ZAAWANSOWANE PUŁAPKOWANIE OPTYCZNE – REALIZACJA TOPOLOGICZNEGO PRZEJŚCIA FAZOWEGO W ŁAŃCUCHACH SU–SCHRIEFFERA–HEEGERA [H5]**

Ostatnią częścią moich badań nad optycznie pułapkowanymi kondensatami polarytonowymi, zawartą w niniejszym osiągnięciu, jest zastosowanie pułapek optycznych o bardziej skomplikowanej geometrii od pierścienia. Bardziej zaawansowane potencjały od prostej pułapki cylindrycznej są niemal niewykonalne przy zastosowaniu stałych, dyfrakcyjnych elementów optycznych, z uwagi na ograniczenia geometryczne i możliwości ich modyfikacji. Rozwiązaniem tych ograniczeń jest zastosowanie przestrzennych modulatorów światła,



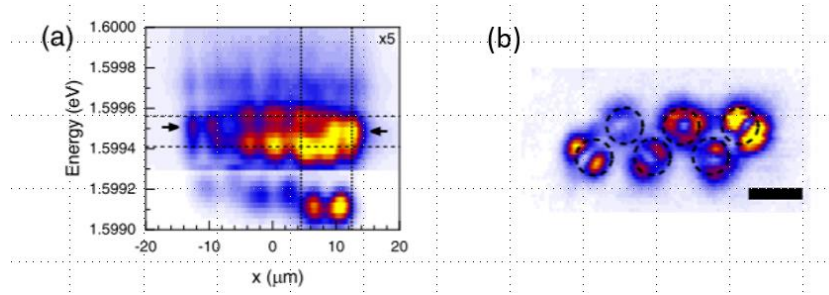
**Rysunek 6** Realizacja modelu SSH. (a) Uproszczony schemat eksperymentu. Panel ze zbliżeniem pokazuje rozkład przestrzenny lasera wzbudzającego. Ciemne obszary odpowiadają pułapkom polarytonowym ułożonym w strukturę zygzaka. (b), (d) Schemat realizacji modelu SSH na podstawie modów typu p dla (b) trywialnego i (d) nietrywialnego topologicznie łańcucha, które są realizowane przez ułożone diagonalnie (D) i antydiagonalnie (A) mody. W ten sposób uzyskuje się naprzemienne całki przeskoku  $t_D, t_A$ . (c), (e) wartości własne hamiltonianu dla sześcioelementowego łańcucha. Stany brzegowe są zaznaczone strzałką w (e). Panel wpisany w (e) pokazuje rozkład prawdopodobieństwa stanu brzegowego na łańcuchu. Zaadaptowano z [H5].

np. na bazie komórek ciekłokrystalicznych lub matryc mikroluster, tzw. DMD – ang. *digital micromirror device*. To drugie rozwiązanie zostało przeze mnie zastosowane w realizacji moich badań.

Wybór kształtu potencjału do badań był zainspirowany osiągnięciami fizyki XXI wieku w efektach związanych ściśle z właściwościami topologicznymi układu. Topologicznie chronione stany brzegowe, będące odpornymi na modyfikacje układu, bądź zaburzenia, są nie-samowicie ważne w potencjalnych zastosowaniach nowych urządzeń fonicznych. W moich badaniach zdecydowałem się wytworzyć w pełni optycznie wzbudzany łańcuch sprzężonych kondensatów polarytonów ekscytonowych, które realizowały najprostszy nietrywialny topologicznie model w 1D, czyli łańcuch Su–Schrieffer–Heegera (SSH) [78]. Model ten jest niejako demonstratorem właściwości topologicznych w skończonym układzie.

Model SSH jest to model jednowymiarowy charakteryzujący się nietrywialnym indeksem topologicznym (tzw. winding number)  $\mathcal{W} = 1$ . Oznacza to, iż skończone łańcuchy SSH będą charakteryzować się na swoich brzegach topologicznie chronionymi stanami znajdującymi się w przerwie energetycznej. Model SSH jest trywialny koncepcyjnie w opisie metodą ciasnego wiązania, w którym całki przeskoku pomiędzy węzłami charakteryzują się dwoma różnymi wartościami, które występują naprzemiennie co każdy węzeł. Naturalnym kandydatem do realizacji takiego modelu są związane stany typu „p” w symetrycznych, cylindrycznych pułapkach ułożonych w kształt zygzaka. Ustawienie modów „p” względem kierunków zygzaka determinują całkę przeskoku, która zależy od tego, czy taki mod jest ułożony ortogonalnie, czy współliniowo do kierunku łączenia dwóch węzłów. Jest to efekt analogiczny do oryginalnego modelu z orbitalami typu p w poliacetylenie, który był analizowany przez autorów modelu SSH. Taki schemat zrealizowano uprzednio w litograficznie zdefiniowanym łańcuchu sprzężonych mikrolaserów [79].

Sposób wzbudzania optycznego przedstawia Rysunek 6, wraz z zaprojektowanym przeze mnie wzbudaniem w panelu (a). Schemat wzbudzania przez matrycę luster DMD



**Rysunek 7** (a) Zintegrowane przestrzennie widmo emisji z łańcucha SSH. Poziome linie przerywane zaznaczają przerwę utworzoną przez wysokoenergetyczne mody typu  $p$ . Strzałki wskazują na lokalizację stanów brzegowych wewnątrz przerwy. (b) Wizualizacja przestrzenna stanów brzegowych zmierzona za pomocą tomografii spektralnej przy energii emisji zaznaczonej strzałkami w (a). Widać wyraźnie lokalizację modu na brzegach łańcucha. Rysunki zaadaptowane z [H5].

generuje wybrany potencjał poprzez selektywne odbijanie wiązki laserowej. Taki układ pozwala na dowolne przeprogramowanie wiązki padającej na próbkę, więc również możliwość przesuwania pułapek polarytonowych względem siebie oraz modyfikacje ich kształtu.

By móc potwierdzić realizację modelu SSH, przeprowadziłem tomografie spektralne emisji przestrzennej kondensatu, które pozwoliły na zidentyfikowanie modów obserwowanych w spektrum. Uśrednione widmo emisji kondensatów w optycznie wygenerowanym potencjale przedstawia Rysunek 7 (a). Widać w nim wyraźną przerwę energetyczną stworzoną z modów typu  $p$ , wewnątrz której zlokalizowane są stany brzegowe (zaznaczone strzałkami). Panel (b) tego rysunku przedstawia odtworzony z tomografii spektralnej rozkład przestrzenny emisji przy energii w środku przerwy energetycznej. Widać na nim wyraźnie mody brzegowe, zlokalizowane na ostatnich węzłach sieci. Stany brzegowe zostały zaobserwowane również dla krótszych łańcuchów pięcioelementowych, oraz przy różnych orientacjach przestrzennych łańcucha sześćelementowego. W sposób jednoznaczny udowodniliśmy, że optycznie wygenerowane kondensaty w geometrii zygzaka realizują łańcuch SSH na modach typu  $p$ .

Kolejnym krokiem było zmodyfikowanie wzbudzenia (czyli potencjału) tak, by zwiększyć, bądź zmniejszyć kontrast między całkami przeskoku  $t_D, t_A$ , gdzie  $t_D$  to całka przeskoku w kierunku diagonalnym a  $t_A$ , antydiagonalnym. Zostało to zrealizowane poprzez przesunięcie pułapek względem siebie. Zmodyfikowane łańcuchy charakteryzowały się zachowaniem topologicznych stanów brzegowych w przerwie energetycznej lub ich zanikiem, w zależności od kierunku modyfikacji. Użycie DMD pozwoliło na zmiany odległości między środkami pułapek w sposób ciągły, dzięki czemu możliwe było monitorowanie, kiedy to model SSH przechodzi z topologicznie trywialnego w nietrywialny. By zaobserwować to przejście, postanowiłem integrować sygnał ze środka przerwy energetycznej, którego intensywność jest miarą istnienia topologicznych stanów brzegowych. Okazało się, iż istnieje punkt w przestrzeni parametrów, w którym występuje nagły zanik sygnału ze środka przerwy. Punkt ten został utożsamiony z realizacją modelu SSH, w którym z zależności między całkami przeskoku  $t_D < t_A$  przechodzi w  $t_D > t_A$ , czyli z  $\mathcal{W} = 1$  na  $\mathcal{W} = 0$ . Nasze obserwacje poparliśmy modelowaniem numerycznym, które bazowało na parametrach eksperymentalnych. Udało się odtworzyć wszystkie obserwacje na bazie modelu ciasnego wiązania z dodanym nieporządkiem oraz w pełnej symulacji numerycznej na bazie równania Grossa-Pitajewskiego.

Powyzsza praca [H5] była jedną z pierwszych realizacji nietrywialnego topologicznie modelu w układzie polarytonów ekscytonowych, w której potencjał wiążący nie był wygenerowany przez technologiczną obróbkę próbki. Należy podkreślić, iż w mojej pracy po raz

pierwszy zademonstrowałem, iż przy optycznym generowaniu potencjału jest się w stanie deterministycznie stworzyć układy topologicznie nietrywialne i przejść z nich w układ trywialny. Pozwala to zastosować ową metodę tworzenia potencjałów wiążących do realizacji praktycznej bardziej skomplikowanych modeli teoretycznych. W wypadku mojej pracy [H5], rozmiar i geometria potencjału była ograniczona możliwościami technicznymi eksperymentu, czyli mocą lasera, jednorodnością przestrzenną wiązki laserowej oraz przestrzenną jednorodnością próbki. Używając ulepszonych źródeł wzbudzenia może pozwolić na niespotykane dotąd eksperymentalne badania układów topologicznych w dużej skali.

## PODSUMOWANIE

Cykl przedstawionych prac prezentuje badania fundamentalnych właściwości kondensatów polarytonów ekscytonowych w wygenerowanych optycznie potencjałach wiążących. Badania te wykonane były w geometrii pułapki cylindrycznej [H1], [H2], [H3], [H4], [H6], [H7] oraz w układzie sprzężonych pułapek realizujących topologiczny model SSH [H5]. Moje badania skupiały się głównie na badaniach efektów oddziaływań polaryton-polaryton i ich konsekwencji na właściwości wzbudzeń Bogolubowa kondensatu [H1], [H2], [H6] oraz konsekwencji właściwości polaryzacyjnych wnęki i oddziaływań polaryton-polaryton na te kolektywne wzbudzenia [H4]. Zbadałem po raz pierwszy właściwości hydrodynamiczne kondensatu wytworzonego w sposób spontaniczny w pułapce optycznej [H3]. W sposób bezpośredni wyznaczyłem wartości stałych oddziaływania kontaktowego polaryton-polaryton oraz moja praca eksperymentalna poparta nowym modelem teoretycznym [H6] rozwinęła zrozumienie natury wzbudzeń Bogolubowa kondensatu polarytonowego współistniejącego z rezerwuarem ekscytonowym. Na podstawie mojej pracy wysnuto hipotezę, iż w układzie polarytonowym mogą znajdować się ciemne konfiguracje ekscytonowe w rezerwuarze, choć brakuje nadal bezpośrednich dowodów eksperymentalnych na ich istnienie. Zademonstrowałem również po raz pierwszy przejście z kondensacji polarytonowej do laserowania fotonowego w pułapce optycznej i pokazałem, iż mody fotonowe mogą być uwięzione w potencjale wygenerowanym przez zewnętrzny laser [H7]. Pokazałem również możliwości pułapkowania optycznego w nietrywialnych układach i manipulację właściwości układu poprzez zmienianie indukowanego potencjału [H5].

Chciałbym podkreślić, iż kilka z przedstawionych tutaj publikacji zawiera pionierskie techniki eksperymentalne. W szczególności jest to metoda filtrowania przestrzeni wektora falowego, kluczowa do badań eksperymentalnych widm Bogolubowa [H2], [H4], [H6]. Dodatkowo, pokazałem metodę na stworzenie zmiennego, programowalnego potencjału optycznego do badania przejść fazowych w wybranych układach sieciowych w [H5].

Ponadto, zweryfikowałem kontrowersje związane z wartością stałej oddziaływania polaryton-polaryton [H1]. Moje badania eksperymentalne potwierdziły dawno wyczekiwane efekty przewidziane teoretycznie [H2], [H4], oraz pokazały nowe efekty, wymagające dalszych weryfikacji i badań [H3], [H6]. Mój wkład w dziedzinę kwantowych cieczy Bosego w układach światła i materii odznaczył się w tej dziedzinie badawczej i rozwinął zrozumienie mechanizmów kondensacji polarytonów w układach mikrownękowych. Warto pamiętać, iż zrozumienie fundamentalnych właściwości takich układów jest kluczowe się do zaprojektowania nowych optoelektronicznych urządzeń przyszłości, które działać będą na bazie efektu kondensacji Bosego-Einsteina.

## **INNA AKTYWNOŚĆ NAUKOWA BEZPOŚREDNIO ZWIĄZANA Z OSIĄGNIĘCIEM HABILITACYJNYM**

Szeroko pojętą tematyką kondensacji polarytonów ekscytonowych zajmowałem się od czasu doktoratu, który dotyczył układów z wbudowanym nieporządkiem. Rozpraszanie kondensatu na defektach pozwoliło na wymuszenie obsadzeń w gałęzi widmo [B1] w procesie parametrycznym. Obserwacja luminescencji z tej gałęzi była pierwszym bezpośrednim dowodem na możliwość obsadzenia gałęzi we wzbudzaniu nierezonansowym. Dodatkowo, po raz pierwszy zaobserwowaliśmy oscylacje relaksacyjne kondensacji polarytonowej w geometrii bez pułapki [B3].

Część swoich zainteresowań badawczych poświęciłem na badania teoretyczne [B5], [B6] oraz modelowanie numeryczne [B2] procesu kondensacji polarytonów, czego dokonałem we współpracy z prof. Michałem Matuszewskim z IF PAN w Warszawie i dr. Andrzejem Opalą (wtedy jeszcze doktorantem). Udało się nam stworzyć teorię analityczną do analizy procesu oscylacji relaksacyjnych [B5] i pokazaliśmy przedział parametrów dla układu polarytonowego, w którym można spodziewać się zaobserwowania tego zjawiska. Przebadaliśmy również numerycznie i analitycznie proces tworzenia się ciemnych solitonów przez interakcję kondensatu płynącego wobec gaussowskiego defektu w układzie jednowymiarowym [B6].

Doświadczenie w badaniach eksperymentalnych i modelowaniu teoretycznym było bardzo ważne w mojej pokrewnej pracy na temat dyssypacyjnych solitonów zlokalizowanych na lokalnym wzmocnieniu w laserze [B7]. W tej pracy po raz pierwszy udowodniliśmy istnienie nowego typu zlokalizowanego nieliniowego stanu optycznego, zwanego dyssypacyjnym solitonem, w układzie lasera w geometrii 1D. Struktury te były przewidziane i badane od lat teoretycznie, jednak do czasu [B7] nie było ich demonstracji eksperymentalnej. Badania te poparłem modelem teoretycznym, który odzwierciedlił dynamikę i zachowanie się solitonu w eksperymencie.

Moje badania dotyczyły również eksploracji nowych układów materiałowych dla fizyki polarytonów ekscytonowych i związanych z nimi nowymi efektami [B4], [B8] i [B9]. Jednym z nich są układy tożsame do tych badanych w osiągnięciu habilitacyjnym, jednakże o zwiększonej zawartości Al w stopie AlGaAs, by wykorzystać efekt mieszania się dolin  $\Gamma$  i X w celu zwiększenia siły wiązania ekscytonu [B4]. Wraz z partnerami z Würzburga pokazaliśmy, iż da się zaprojektować strukturę, w której silne sprzężenie jest zachowane nawet temperaturze pokojowej. Próba osiągnięcia kondensacji polarytonów w użytecznej temperaturze jest obecnie przedmiotem aktywnych badań w moim zespole.

Innymi materiałami dla fizyki polarytonów są półprzewodniki monowarstwowe, czyli dichalkogenki metali przejściowych. W strukturze przygotowanej na ANU udało się nam pokazać różne zakresy transportu i pułapkowania w naturalnych defektach w mikrownęce z  $WS_2$  jako materiałem aktywnym [B9]. Dodatkowo, brałem udział również w badaniach mikrownęk z materiałem perowskitowym, działających w silnym sprzężeniu światło-materia [B8]. Badania te są unikalne z uwagi na wysoką dwójłomność materiału aktywnego, dzięki czemu naturalnie występuje w nich pole cechowania podobne do tego, badanego w [H4]. W wypadku pracy [B8] kluczowym był niższy poziom jakości struktury, czyli krótkie czasy życia polarytonów, które skutkowały istotnym wkładem części niehermitowskiej hamiltonianu. Badając szczegółowo polaryzacyjnie dyspersje polarytonowe w tym układzie



udało się nam wyznaczyć parametry niehermitowskiego hamiltonianu i bezpośrednio zmierzyć niehermitowski inwariant topologiczny, który zdefiniowany jest w przestrzeni energii zespolonych.

### Literatura związana bezpośrednio z osiągnięciem

**[B1]** M. Pieczarka, M. Syperek, Ł. Dusanowski, J. Misiewicz, F. Langer, A. Forchel, M. Kamp, C. Schneider, S. Höfling, A. Kavokin, G. Sęk  
*Ghost branch photoluminescence from a polariton fluid under nonresonant excitation*  
Physical Review Letters 115, 186401 (2015); Impact Factor: 7.645, Punktacja MNiSW: 45

**[B2]** A. Opala, M. Pieczarka, G. Sęk  
*Optical trapping and propagation of nonresonantly driven one-dimensional exciton-polariton condensate*  
Acta Physica Polonica A 132, 401 (2017); Impact Factor: 0.857, Punktacja MNiSW: 15

**[B3]** M. Pieczarka, M. Syperek, Ł. Dusanowski, A. Opala, F. Langer, C. Schneider, S. Höfling, G. Sęk  
*Relaxation oscillations and ultrafast emission pulses in a disordered expanding polariton condensate*  
Scientific Reports 7, 7094 (2017); Impact Factor: 4.122, Punktacja MNiSW: 40

**[B4]** H. Suchomel, S. Kreutzer, J. Joerg, S. Brodbeck, M. Pieczarka, S. Betzold, C. P. Dietrich, G. Sęk, C. Schneider, S. Höfling  
*Room temperature strong coupling in a semiconductor microcavity with embedded AlGaAs quantum wells designed for polariton lasing*  
Optics Express 25, 24816 (2017); Impact Factor: 3.356, Punktacja MNiSW: 35

**[B5]** A. Opala, M. Pieczarka, M. Matuszewski  
*Theory of relaxation oscillations in exciton-polariton condensates*  
Physical Review B 98, 195312 (2018); Impact Factor: 3.736, Punktacja MNiSW: 35

**[B6]** A. Opala, M. Pieczarka, N. Bobrovska, M. Matuszewski  
*Dynamics of defect-induced dark solitons in an exciton-polariton condensate*  
Physical Review B 97, 155304 (2018); Impact Factor: 3.736, Punktacja MNiSW: 35

**[B7]** M. Pieczarka, D. Poletti, C. Schneider, S. Höfling, E. A. Ostrovskaya, G. Sęk, M. Syperek  
*Observation of gain-pinned dissipative solitons in a microcavity laser*  
APL Photonics 5, 086103 (2020); Impact Factor: 4.864, Punktacja MNiSW: 100

**[B8]** R. Su, E. Estrecho, D. Biegańska, Y. Huang, M. Wurdack, M. Pieczarka, A. G. Truscott, T. C. H. Liew, E. A. Ostrovskaya, Q. Xiong  
*Direct measurement of a non-Hermitian topological invariant in a hybrid light-matter system*  
Science Advances 7, eabj8905 (2021); Impact Factor: 14.957, Punktacja MEiN: 200

[B9] M. Wurdack, E. Estrecho, S. Todd, T. Yun, **M. Pieczarka**, S. Earl, J. Davis, C. Schneider, A. G. Truscott, E. A. Ostrovskaya  
*Motional narrowing, ballistic transport, and trapping of room-temperature exciton polaritons in an atomically-thin semiconductor*  
 Nature Communications 12, 5366 (2021); Impact Factor: 17.694, Punktacja MEiN: 200

#### Literatura innych autorów

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science (1979) **269**, 198 (1995).
- [2] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Dufree, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys Rev Lett **75**, 3969 (1995).
- [3] L. P. Pitaevskii and S. Stringari, *Bose-Einstein Condensation and Superfluidity*, First (Oxford University Press, Oxford, 2016).
- [4] C. E. Wieman, D. E. Pritchard, and D. J. Wineland, *Atom Cooling, Trapping, and Quantum Manipulation*, Rev Mod Phys **71**, S253 (1999).
- [5] J. M. Blatt, K. W. Böer, and W. Brandt, *Bose-Einstein Condensation of Excitons*, Physical Review **126**, 1691 (1962).
- [6] L. V. Butov, A. C. Gossard, and D. S. Chemla, *Macroscopically Ordered State in an Exciton System*, Nature **418**, 751 (2002).
- [7] M. Alloing, M. Beian, M. Lewenstein, D. Fuster, Y. González, L. González, R. Combescot, M. Combescot, and F. Dubin, *Evidence for a Bose-Einstein Condensate of Excitons*, EPL (Europhysics Letters) **107**, 10012 (2014).
- [8] Z. Wang, D. A. Rhodes, K. Watanabe, Takashi Taniguchi, J. C. Hone, J. Shan, and K. Fai Mak, *Evidence of High-Temperature Exciton Condensation in Two-Dimensional Atomic Double Layers*, Nature **574**, 76 (2019).
- [9] Y. Morita, K. Yoshioka, and M. Kuwata-Gonokami, *Observation of Bose-Einstein Condensates of Excitons in a Bulk Semiconductor*, Nat. Commun. **13**, 5388 (2022).
- [10] A. V. Kavokin, J. Baumberg, G. Malpuech, and F. Laussy, *Microcavities*, 1st ed. (Oxford University Press, Oxford, 2008).
- [11] H. Deng, G. Weihs, C. Santori, J. Bloch, and Y. Yamamoto, *Condensation of Semiconductor Microcavity Exciton Polaritons*, Science (1979) **298**, 199 (2002).
- [12] J. Kasprzak et al., *Bose-Einstein Condensation of Exciton Polaritons*, Nature **443**, 409 (2006).
- [13] R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke, L. Pfeiffer, and K. West, *Bose-Einstein Condensation of Microcavity Polaritons in a Trap*, Science (1979) **316**, 1007 (2007).
- [14] D. Sanvitto and S. Kéna-Cohen, *The Road towards Polaritonic Devices*, Nat Mater **15**, 1061 (2016).
- [15] J. Bloch, I. Carusotto, and M. Wouters, *Non-Equilibrium Bose-Einstein Condensation in Photonic Systems*, Nature Reviews Physics **4**, 470 (2022).
- [16] T. Byrnes, N. Y. Kim, and Y. Yamamoto, *Exciton-Polariton Condensates*, Nat Phys **10**, 803 (2014).
- [17] Q. Fontaine et al., *Kardar-Parisi-Zhang Universality in a One-Dimensional Polariton Condensate*, Nature **608**, 687 (2022).
- [18] M. Wouters and I. Carusotto, *Superfluidity and Critical Velocities in Nonequilibrium Bose-Einstein Condensates*, Phys Rev Lett **105**, 020602 (2010).

- [19] J. Schmutzler, T. Kazimierczuk, Ö. Bayraktar, M. Aßmann, M. Bayer, S. Brodbeck, M. Kamp, C. Schneider, and S. Höfling, *Influence of Interactions with Noncondensed Particles on the Coherence of a One-Dimensional Polariton Condensate*, *Phys Rev B Condens Matter Mater Phys* **89**, 115119 (2014).
- [20] A. P. D. Love et al., *Intrinsic Decoherence Mechanisms in the Microcavity Polariton Condensate*, *Phys Rev Lett* **101**, 067404 (2008).
- [21] A. V. Sekretenko, S. S. Gavrilov, and V. D. Kulakovskii, *Polariton-Polariton Interactions in Microcavities under a Resonant 10 to 100 Picosecond Pulse Excitation*, *Phys Rev B Condens Matter Mater Phys* **88**, 195302 (2013).
- [22] L. Ferrier, E. Wertz, R. Johné, D. D. Solnyshkov, P. Senellart, I. Sagnes, A. Lemaître, G. Malpuech, and J. Bloch, *Interactions in Confined Polariton Condensates*, *Phys Rev Lett* **106**, 126401 (2011).
- [23] A. Askitopoulos, H. Ohadi, A. V. Kavokin, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, and P. G. Lagoudakis, *Polariton Condensation in an Optically Induced Two-Dimensional Potential*, *Phys Rev B* **88**, 041308 (2013).
- [24] C. Schneider, K. Winkler, M. D. Fraser, M. Kamp, Y. Yamamoto, E. A. Ostrovskaya, S. Höfling, and S. Höfling, *Exciton-Polariton Trapping and Potential Landscape Engineering*, *Reports on Progress in Physics* **80**, 016503 (2017).
- [25] A. Amo, S. Pigeon, C. Adrados, R. Houdré, E. Giacobino, C. Ciuti, and A. Bramati, *Light Engineering of the Polariton Landscape in Semiconductor Microcavities*, *Phys Rev B Condens Matter Mater Phys* **82**, 081301 (2010).
- [26] I. Carusotto and C. Ciuti, *Quantum Fluids of Light*, *Rev Mod Phys* **85**, 299 (2013).
- [27] I. Manek, Y. B. Ovchinnikov, and R. Grimm, *Generation of a Hollow Laser Beam for Atom Trapping Using an Axicon*, *Opt Commun* **147**, 67 (1998).
- [28] Y. Sun, Y. Yoon, M. Steger, G. Liu, L. N. Pfeiffer, K. West, D. W. Snoke, and K. A. Nelson, *Direct Measurement of Polariton-Polariton Interaction Strength*, *Nat Phys* **13**, 870 (2017).
- [29] F. Tassone and Y. Yamamoto, *Exciton-Exciton Scattering Dynamics in a Semiconductor Microcavity and Stimulated Scattering into Polaritons*, *Phys Rev B* **59**, 10830 (1999).
- [30] S. Rawat and S. Meena, *Publish or Perish: Where Are We Heading?*, *J Res Med Sci* **19**, 87 (2014).
- [31] N. Bogoliubov, *On the Theory of Superfluidity*, *Journal of Physics (USSR)* **11**, 23 (1947).
- [32] R. Lopes, C. Eigen, N. Navon, D. Clément, R. P. Smith, and Z. Hadzibabic, *Quantum Depletion of a Homogeneous Bose-Einstein Condensate*, *Phys Rev Lett* **119**, 190404 (2017).
- [33] R. Chang, Q. Bouton, H. Cayla, C. Qu, A. Aspect, C. I. Westbrook, and D. Clément, *Momentum-Resolved Observation of Thermal and Quantum Depletion in a Bose Gas*, *Phys Rev Lett* **117**, 235303 (2016).
- [34] T. Byrnes, T. Horikiri, N. Ishida, M. Fraser, and Y. Yamamoto, *Negative Bogoliubov Dispersion in Exciton-Polariton Condensates*, *Phys Rev B* **85**, 075130 (2012).
- [35] R. Hanai, P. B. Littlewood, and Y. Ohashi, *Photoluminescence and Gain/Absorption Spectra of a Driven-Dissipative Electron-Hole-Photon Condensate*, *Phys Rev B* **97**, 245302 (2018).
- [36] S. Utsunomiya et al., *Observation of Bogoliubov Excitations in Exciton-Polariton Condensates*, *Nat Phys* **4**, 700 (2008).

- [37] V. Kohnle, Y. Léger, M. Wouters, M. Richard, M. T. Portella-Oberli, and B. Deveaud, *Four-Wave Mixing Excitations in a Dissipative Polariton Quantum Fluid*, *Phys Rev B Condens Matter Mater Phys* **86**, 064508 (2012).
- [38] E. Estrecho et al., *Direct Measurement of Polariton-Polariton Interaction Strength in the Thomas-Fermi Regime of Exciton-Polariton Condensation*, *Phys Rev B* **100**, 035306 (2019).
- [39] G. Li, M. M. Parish, and J. Levinsen, *Microscopic Calculation of Polariton Scattering in Semiconductor Microcavities*, *Phys Rev B* **104**, 245404 (2021).
- [40] O. Bleu, G. Li, J. Levinsen, and M. M. Parish, *Polariton Interactions in Microcavities with Atomically Thin Semiconductor Layers*, *Phys Rev Res* **2**, 43185 (2020).
- [41] N. Bobrovska, E. A. Ostrovskaya, and M. Matuszewski, *Stability and Spatial Coherence of Nonresonantly Pumped Exciton-Polariton Condensates*, *Phys Rev B* **90**, 205304 (2014).
- [42] M. Wouters and I. Carusotto, *Excitations in a Nonequilibrium Bose-Einstein Condensate of Exciton Polaritons*, *Phys Rev Lett* **99**, 140402 (2007).
- [43] S. Klemmt, E. Durupt, S. Datta, T. Klein, A. Baas, Y. Léger, C. Kruse, D. Hommel, A. Minguzzi, and M. Richard, *Exciton-Polariton Gas as a Nonequilibrium Coolant*, *Phys Rev Lett* **114**, 186403 (2015).
- [44] P. Stepanov, I. Amelio, J.-G. Rousset, J. Bloch, A. Lemaître, A. Amo, A. Minguzzi, I. Carusotto, and M. Richard, *Dispersion Relation of the Collective Excitations in a Resonantly Driven Polariton Fluid*, *Nat Commun* **10**, 3869 (2019).
- [45] Q. Fontaine, T. Bienaimé, S. Pigeon, E. Giacobino, A. Bramati, and Q. Glorieux, *Observation of the Bogoliubov Dispersion in a Fluid of Light*, *Phys Rev Lett* **121**, 183604 (2018).
- [46] F. Claude, M. J. Jacquet, R. Usciati, I. Carusotto, E. Giacobino, A. Bramati, and Q. Glorieux, *High-Resolution Coherent Probe Spectroscopy of a Polariton Quantum Fluid*, *Phys Rev Lett* **129**, 103601 (2021).
- [47] D. Ballarini et al., *Directional Goldstone Waves in Polariton Condensates Close to Equilibrium*, *Nat Commun* **11**, 1 (2020).
- [48] F. Claude, M. J. Jacquet, I. Carusotto, Q. Glorieux, E. Giacobino, and A. Bramati, *Spectrum of Collective Excitations of a Quantum Fluid of Polaritons*, *Phys Rev B* **107**, 174507 (2023).
- [49] J. M. Vogels, K. Xu, C. Raman, J. R. Abo-Shaeer, and W. Ketterle, *Experimental Observation of the Bogoliubov Transformation for a Bose-Einstein Condensed Gas*, *Phys Rev Lett* **88**, 060402 (2002).
- [50] B. Deveaud-Plédran, *Polariton Interactions in Semiconductor Microcavities*, *C R Phys* **17**, 874 (2016).
- [51] M. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert, K. V. Kavokin, A. Miard, A. Lemaître, J. Bloch, D. Solnyshkov, G. Malpuech, and A. V. Kavokin, *Polariton-Polariton Interaction Constants in Microcavities*, *Phys Rev B* **82**, 075301 (2010).
- [52] I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo, T. C. H. Liew, and G. Malpuech, *Polariton Polarization-Sensitive Phenomena in Planar Semiconductor Microcavities*, *Semicond Sci Technol* **25**, 013001 (2010).
- [53] C. Leyder, M. Romanelli, J. P. Karr, E. Giacobino, T. C. H. Liew, M. M. Glazov, A. V. Kavokin, G. Malpuech, and A. Bramati, *Observation of the Optical Spin Hall Effect*, *Nat Phys* **3**, 628 (2007).

- [54] E. Kammann, T. C. H. Liew, H. Ohadi, P. Cilibrizzi, P. Tsotsis, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, A. V. Kavokin, and P. G. Lagoudakis, *Nonlinear Optical Spin Hall Effect and Long-Range Spin Transport in Polariton Lasers*, *Phys Rev Lett* **109**, 036404 (2012).
- [55] H. Terças, H. Flayac, D. D. Solnyshkov, and G. Malpuech, *Non-Abelian Gauge Fields in Photonic Cavities and Photonic Superfluids*, *Phys Rev Lett* **112**, 066402 (2014).
- [56] K. Y. Bliokh, F. J. Rodríguez-Fortuño, F. Nori, and A. V. Zayats, *Spin-Orbit Interactions of Light*, *Nat Photonics* **9**, 796 (2015).
- [57] I. A. Shelykh, Y. G. Rubo, G. Malpuech, D. D. Solnyshkov, and A. Kavokin, *Polarization and Propagation of Polariton Condensates*, *Phys Rev Lett* **97**, 066402 (2006).
- [58] A. Gianfrate et al., *Measurement of the Quantum Geometric Tensor and of the Anomalous Hall Drift*, *Nature* **578**, 381 (2020).
- [59] S. Sunami, V. P. Singh, D. Garrick, A. Beregi, A. J. Barker, K. Luksch, E. Bentine, L. Mathey, and C. J. Foot, *Observation of the BKT Transition in a 2D Bose Gas via Matter-Wave Interferometry*, *Phys Rev Lett* **128**, 250402 (2021).
- [60] P. Christodoulou, M. Gałka, N. Dogra, R. Lopes, J. Schmitt, and Z. Hadzibabic, *Observation of First and Second Sound in a BKT Superfluid*, *Nature* | **594**, (2021).
- [61] J. L. Ville, R. Saint-Jalm, Le Cerf, M. Aidelsburger, S. Nascimbène, J. Dalibard, and J. Beugnon, *Sound Propagation in a Uniform Superfluid Two-Dimensional Bose Gas*, *Phys Rev Lett* **121**, 145301 (2018).
- [62] T. Peppler, P. Dyke, M. Zamorano, I. Herrera, S. Hoinka, and C. J. Vale, *Quantum Anomaly and 2D-3D Crossover in Strongly Interacting Fermi Gases*, *Phys Rev Lett* **121**, 120402 (2018).
- [63] M. Holten, L. Bayha, A. C. Klein, P. A. Murthy, P. M. Preiss, and S. Jochim, *Anomalous Breaking of Scale Invariance in a Two-Dimensional Fermi Gas*, *Phys Rev Lett* **121**, 120401 (2018).
- [64] A. Amo, J. Lefrère, S. Pigeon, C. Adrados, C. Ciuti, I. Carusotto, R. Houdré, E. Giacobino, and A. Bramati, *Superfluidity of Polaritons in Semiconductor Microcavities*, *Nat Phys* **5**, 805 (2009).
- [65] G. Lerario et al., *Room-Temperature Superfluidity in a Polariton Condensate*, *Nat Phys* **13**, 837 (2017).
- [66] G. Nardin, G. Grosso, Y. Léger, B. Pietka, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud-Plédran, *Hydrodynamic Nucleation of Quantized Vortex Pairs in a Polariton Quantum Fluid*, *Nat Phys* **7**, 635 (2011).
- [67] A. Amo et al., *Polariton Superfluids Reveal Quantum Hydrodynamic Solitons*, *Science* (1979) **332**, 1167 (2011).
- [68] R. T. Juggins, J. Keeling, and M. H. Szymańska, *Coherently Driven Microcavity-Polaritons and the Question of Superfluidity*, *Nat Commun* **9**, 4062 (2018).
- [69] S. R. Segal, Q. Diot, E. A. Cornell, A. A. Zozulya, and D. Z. Anderson, *Revealing Buried Information: Statistical Processing Techniques for Ultracold-Gas Image Analysis*, *Phys Rev A (Coll Park)* **81**, 53601 (2010).
- [70] R. Butté et al., *Transition from Strong to Weak Coupling and the Onset of Lasing in Semiconductor Microcavities*, *Phys Rev B Condens Matter Mater Phys* **65**, 2053101 (2002).
- [71] L. Kappei, J. Szczytko, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud, *Direct Observation of the Mott Transition in an Optically Excited Semiconductor Quantum Well*, *Phys Rev Lett* **94**, 147403 (2005).

- [72] J. Keeling, P. R. Eastham, M. H. Szymanska, and P. B. Littlewood, *BCS-BEC Crossover in a System of Microcavity Polaritons*, *Phys Rev B* **72**, 115320 (2005).
- [73] T. Byrnes, T. Horikiri, N. Ishida, and Y. Yamamoto, *BCS Wave-Function Approach to the BEC-BCS Crossover of Exciton-Polariton Condensates*, *Phys Rev Lett* **105**, 186402 (2010).
- [74] M. Yamaguchi, K. Kamide, R. Nii, T. Ogawa, and Y. Yamamoto, *Second Thresholds in BEC-BCS-Laser Crossover of Exciton-Polariton Systems*, *Phys Rev Lett* **111**, 026404 (2013).
- [75] R. Hanai, A. Edelman, Y. Ohashi, and P. B. Littlewood, *Non-Hermitian Phase Transition from a Polariton Bose-Einstein Condensate to a Photon Laser*, *Phys Rev Lett* **122**, 185301 (2019).
- [76] W. Xie, F.-K. Hsu, Y.-S. Lee, S.-D. Lin, and C. W. Lai, *Multiple-Pulse Lasing from an Optically Induced Harmonic Confinement in a Highly Photoexcited Microcavity*, *Optica* **3**, 1477 (2016).
- [77] S. Anguiano, A. A. Reynoso, A. E. Bruchhausen, A. Lemaître, J. Bloch, and A. Fainstein, *Three-Dimensional Trapping of Light with Light in Semiconductor Planar Microcavities*, *Phys Rev B* **99**, 195308 (2019).
- [78] W. P. Su, J. R. Schrieffer, and A. J. Heeger, *Solitons in Polyacetylene*, *Phys Rev Lett* **42**, 1698 (1979).
- [79] P. St-Jean, V. Goblot, E. Galopin, A. Lemaître, T. Ozawa, L. Le Gratiet, I. Sagnes, J. Bloch, and A. Amo, *Lasing in Topological Edge States of a One-Dimensional Lattice*, *Nat Photonics* **11**, 651 (2017).

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

Większość mojej kariery oraz aktywności naukowej związana jest z Politechniką Wrocławską, jednakże już od studiów I stopnia brałem udział w badaniach we współpracy międzynarodowej.

Podczas studiów inżynierskich I-ego stopnia przebywałem w 2012 roku na półrocznym stażu w grupie prof. Stephana Reitzensteina na Uniwersytecie w Würzburgu w Niemczech, gdzie badałem nowatorskie lasery pierścieniowe i kolumnowe, ze szczególną uwagą skierowaną na tzw. mody galerii szeptów (ang. *whispering gallery modes*). Byłem zaangażowany w pionierskie badania eksperymentalne tychże laserów i po raz pierwszy osiągnęliśmy stabilną pracę urządzenia przy zasilaniu prądem stałym. Było to podstawą mojej pierwszej publikacji naukowej M. Munsch, ..., M. Pieczarka, et al., *Applied Physics Letters* **100**, 031111 (2012).

Potem, w 2013 roku przebywałem podczas studiów II-ego stopnia magisterskich w grupie prof. Höflinga na tym samym uniwersytecie. Zajmowałem się tam post-processingiem, wygrzewaniem (ang. *rapid thermal annealing – RTA*) próbek studni kwantowych InGaAs rozrzedzonych N i Sb, w celu emisji w oknach telekomunikacyjnych. Były one projektowane dla urządzeń działających na bazie kondensacji polarytonów ekscytonowych, emitujących w bliskiej podczerwieni, w zakresie okien telekomunikacyjnych.

Po swoim doktoracie nawiązałem kontakt z grupą prof. Eleny Ostrovskaya w Australian National University. Pani profesor zaprosiła mnie najpierw na krótki, dwumiesięczny

staż w 2017, który zaowocował pierwszą publikacją z mojego osiągnięcia habilitacyjnego [H1]. Następnie, rok później, wygrałem konkurs na pozycję badacza podoktorskiego (ang. *postdoctoral Research fellow*) w ramach centrum doskonałości ARC Centre of Excellence for Future Low-Energy Electronics Technologies (ARC FLEET), którego jednym z liderów była właśnie prof. Ostrovskaya z ANU. Spędziłem tam ponad dwa lata, które zaowocowały serią publikacji, których część stała się podstawą mojego osiągnięcia habilitacyjnego. Podczas pracy na ANU nawiązałem współpracę z innymi uniwersytetami z Australii, m. in. z grupą prof. Meery Parish z Monash University, która dostarcza niezbędne wsparcie teoretyczne do moich badań (współpracuję z nimi do dziś). Dodatkowo, nawiązałem współpracę z grupą prof. Tima Liew z Nanyang Technological University z Singapuru, której członkowie brali udział w modelowaniu teoretycznym mojej pracy [H5].

Należy podkreślić, iż z mojej inicjatywy centrum doskonałości ARC FLEET zaprosiło Politechnikę Wrocławską do zaangażowania się jako organizacja partnerska, dzięki czemu otworzyło to dalsze możliwości współpracy i wymiany studentów i naukowców pomiędzy naszymi grupami.

Po powrocie z Australii rozpocząłem działalność w Katedrze Fizyki Doświadczalnej na Politechnice Wrocławskiej, która wciąż ściśle współpracuje z Katedrą Fizyki Technicznej z Uniwersytetu w Würzburgu, pod kierownictwem prof. Svena Höflinga. Zostałem tam zaproszony na dwutygodniowy pobyt naukowy w 2022 roku, podczas którego wspomagałem doktorantów z jego grupy w budowie nowego układu eksperymentalnego do badań polarytonów ekscytonowych oraz brałem udział w dyskusjach nt. nowych badań w układach sieciowych polarytonów ekscytonowych. Współpracę z Uniwersytetem w Würzburgu kontynuuję do dziś.

## **VI. Informacja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę lub sztukę.**

### **VI.1 Działalność dydaktyczna**

#### **a) Prowadzone zajęcia na Politechnice Wrocławskiej (od początku studiów doktoranckich po dziś):**

##### **Kursy podstawowe:**

- Laboratorium Podstaw Fizyki (Fizyka 1) dla studentów I roku studiów w zakresie 30 lub 15 godzin na semestr na Wydziale Chemicznym, Wydziale Budownictwa Lądowego i Wodnego, Wydziale Elektroniki, Wydziale Elektroniki Mikrosystemów i Fotoniki, Wydziale Mechanicznym, Wydziale Mechaniczno-Energetycznym, Wydziale Podstawowych Problemów Techniki;
- Ćwiczenia z Fizyki 1 w zakresie 30 lub 15 godzin na semestr na Wydziale Budownictwa Lądowego i Wodnego, Wydziale Mechanicznym, Wydziale Mechaniczno-Energetycznym, oraz dla Fizyki Technicznej i Optyki na Wydziale Podstawowych Problemów Techniki;
- Laboratorium komputerowe z Podstawy Analizy Danych, w zakresie 30 godzin na semestr dla I-stopnia Fizyki Technicznej na Wydziale Podstawowych Problemów Techniki;

##### **Kursy specjalistyczne:**

- Laboratorium z Epitaksjalnych Struktur Niskowymiarowych, w zakresie 15 godzin na semestr dla I-ego stopnia Fizyki Technicznej.

- Wykład Kwantowe Ciecze Światła i Materii w zakresie 30 godzin na semestr dla studentów II-ego stopnia Fizyki Technicznej. Jestem autorem programu tego wykładu i głównym wykładowcą.

**Inne:**

- Współprowadzenie kursu w ramach międzynarodowej szkoły letniej 3E+ 2021 na Politechnice Wrocławskiej pt. *Opportunities and challenges in Modern Nanotechnology and Photonics*

**b) Pełnienie funkcji opiekuna (promotora) prac dyplomowych:**

**Rok akademicki 2022/2023**

- Aleksandra N. Piasecka – praca magisterska, ocena: celujący  
*Własności optyczne laserów typu VCSEL o dużej powierzchni apertury*
- Antonina Bieganowska – praca inżynierska, ocena: celujący  
*Dynamika silnie wzbudzanych kondensatów polarytonowych w pułapce optycznej*
- Franciszek Dzimira – praca inżynierska, ocena: celujący  
*Właściwości koherentne kondensatu Bosego-Einsteina polarytonów ekscytonowych w pułapce optycznej*

**Rok akademicki 2021/2022**

- Aleksandra Baszak – praca magisterska, ocena: dobry  
*Termalizacja fotonów w półprzewodnikowej mikrownęce optycznej*
- Jakub Nalewaj – praca magisterska, ocena: dobry  
*Modelowanie numeryczne kondensatu Bosego-Einsteina polarytonów ekscytonowych w zewnętrznych potencjałach*
- Jan Łukasiewicz-Losiak – praca inżynierska, ocena: celujący  
*Pomiar ilościowy kondensatu Bosego-Einsteina polarytonów ekscytonowych w pułapce optycznej*
- Joanna Perz – praca inżynierska, ocena: dobry  
*Przejście z laserowania polarytonowego do laserowania fotonowego w mikrownęce optycznej*

**c) Opieka nad pracami doktorskimi**

- Dąbrówka Biegańska – promotor pomocniczy rozprawy *Własności kondensatów polarytonów ekscytonowych*. Planowana obrona 2024.

**d) Inne**

- e) Członek programu mentoringu w australijskim centrum doskonałości ARC FLEET, gdzie odpowiedzialny byłem za mentoring i porady dla studentów i doktorantów z innych grup i uniwersytetów, którymi na co dzień nie pracowałem.

**VI.2 Działalność organizacyjna**

- Członek Rady Wydziału Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej od roku akademickiego 2022/2023
- Członek komisji programowej kierunku Fizyka Techniczna na I i II stopniu studiów na Wydziale Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej
- Członek komitetu edukacji i szkoleń australijskiego centrum doskonałości ARC FLEET (Education and Training Committee ARC Centre of Excellence FLEET) 2018-2020



### VI.3 Działalność popularyzacyjna

- Wielokrotne wykłady popularnonaukowe dla kół naukowych Nabla oraz NanoIn na Politechnice Wrocławskiej
- Wykłady podczas Dolnośląskiego Festiwalu Nauki oraz Cyklu Wykładów Popularyzujących Fizykę na Politechnice Wrocławskiej
- Przygotowanie zestawu zadań eliminacyjnych do międzynarodowego konkursu fizycznego PLANCKS 2021
- Wykład popularnonaukowy dla Akademickiego Liceum Ogólnokształcącego Politechniki Wrocławskiej *Kondensacja Bosego-Einsteina w przyrządach fotonicznych*

## VII. Inne istotne informacje dotyczące kariery zawodowej

### VII.1 Kierowanie projektami badawczymi

- „Termalizacja, oddziaływania i kondensacja Bosego-Einsteina fotonów w mikrowętkowych laserach półprzewodnikowych”, Narodowe Centrum Nauki, Sonata 2020/39/D/ST3/03546, 2021-2024 (w toku)
- „Dynamika dysypacyjnych kondensatów polarytonów ekscytonowych w mikrowętkach quasi-jednowymiarowych” Narodowe Centrum Nauki, Preludium 2016/23/N/ST3/01350, 2017-2018 (zakończony)
- „Mechanizmy transferu energii w strukturach z silnie asymetrycznymi kropkami kwantowymi InGaAs/GaAs” Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego, Diamentowy Grant, DI2012 008642, 2013-2015 (zakończony)

### VII.2 Wykaz najważniejszych zaproszonych wykładów i seminariów w jednostkach naukowych (14)

- Seminarium Układów Silnie Skorelowanych, 10.05.2015, Instytut Fizyki PAN, Warszawa  
*Wpływ nieporządku na propagację nierównowagowego kondensatu polarytonów ekscytonowych*
- Seminarium Fizyki Ciała Stałego, 23.10.2015, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski  
*Wzbudzenia wielocząstkowe w kondensatach polarytonów ekscytonowych*
- V Plenerowa Konferencja Studencka NANOIN, 13-15.05.2016, Studenckie Koło Naukowe NANOIN,  
*Polowanie na duchy w kondensatach świetlnych*
- Seminarium Zakładu Mechaniki Kwantowej, 09.05.2017, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Toruń  
*Kondensacja i propagacja nierównowagowego kondensatu polarytonów ekscytonowych w potencjale defektowym*
- II Ogólnopolska Fizyczno-Optyczna Konferencja Naukowa, 20.10.2017, Studenckie Koło Naukowe Nabla, *Kondensacja oddziałujących i nieoddziałujących fotonów*
- FLEET Early Career Researcher Workshop, 15-16.08.2019, ARC Centre of Excellence FLEET, UNSW Sydney, Australia  
*Interactions in exciton-polariton condensates*
- FLEET Stream Colloquium (online) 30.10.2019, ARC Centre of Excellence FLEET  
*Interactions in exciton-polariton condensates*

- Seminarium Fizyki Teoretycznej 3.11.2020, Instytut Fizyki PAN, Warszawa (online)  
*Bose-Einstein condensation of exciton polaritons in optical traps*
- Seminarium Fotoniki, 01.12.2020, Instytut Fizyki, Politechnika Łódzka, Łódź  
*Kondensacja Bosego-Einsteina polarytonów ekscytonowych w pułapkach optycznych*
- Seminarium Fotoniki, 16.11.2021, Instytut Fizyki, Politechnika Łódzka, Łódź,  
*Fotoniczne kondensaty Bosego-Einsteina w mikrownękach półprzewodnikowych*
- Workshop on Quantum phenomena in semiconductor microcavities with nanostructures, 16.02.2022, Lehrstuhl für Technische Physik, Universität Würzburg, Niemcy  
*Superfluid excitations in trapped exciton-polariton condensates*
- Seminarium Centrum Fizyki Teoretycznej, 27.01.2023, Instytut Fizyki PAN, Warszawa,  
*Excitations of exciton-polariton BECs in optical traps*
- Seminarium Optyczne, 30.03.2023, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski,  
*Bose-Einstein-Condensate-like phase transition in semiconductor lasers*
- Quantum Optics Group Seminar, 18.09.2023, University of Bonn, Niemcy  
*Bose-Einstein-Condensation of photons in semiconductor lasers*

### VII.3 Nagrody i wyróżnienia

- Członek pierwszej kadencji Akademii Iuvenum Politechniki Wrocławskiej 2021-2023, zrzeszającej wybitnych młodych naukowców na uczelni
- Stypendium Ministra Edukacji i Nauki dla wybitnych młodych naukowców 2021
- Stypendium Fundacji na rzecz Nauki Polskiej START 2020 dla wybitnych młodych naukowców
- Wyróżnienie w konkursie stypendialnym im. Maxa Borny dla doktorantów Wrocławskiego Funduszu Stypendialnego 2016
- Stypendium Ministra Nauki i Szkolnictwa wyższego dla studentów za wybitne osiągnięcia naukowe w roku 2012/2013
- Najlepszy absolwent Wydziału Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej 2013 – studia II stopnia
- Najlepszy absolwent Politechniki Wrocławskiej i najlepszy absolwent Wydziału Podstawowych Problemów Techniki 2012 – studia I stopnia

  
.....  
(podpis wnioskodawcy)