

Autoreferat

I. IMIĘ I NAZWISKO.

Michał Parniak-Niedojadło

II. POSIADANE DYPLOMY, STOPNIE NAUKOWE LUB ARTYSTYCZNE – Z PODANIEM PODMIOTU NADAJĄCEGO STOPIEŃ, ROKU ICH UZYSKANIA ORAZ TYTUŁU ROZPRAWY DOKTORSKIEJ.

1. Licencjat z fizyki, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski
 - data nadania: 28.06.2013
 - promotor: dr hab. Wojciech Wasilewski, prof. UW
2. Magister fizyki, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski
 - data nadania: 30.07.2015
 - promotor: dr hab. Wojciech Wasilewski, prof. UW
3. Doktor nauk fizycznych, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski
 - data nadania: 20.05.2019; data obrony: 13.05.2019
 - tytuł rozprawy: Multimode Quantum Optics with Spin Waves and Photons
 - Praca została wyróżniona
 - promotor: dr hab. Wojciech Wasilewski, prof. UW

III. INFORMACJA O DOTYCHCZASOWYM ZATRUDNIENIU W JEDNOSTKACH NAUKOWYCH LUB ARTYSTYCZNYCH.

1. Asystent Naukowy, Uniwersytet Kopenhaski, Instytut Nielsa Bohra, grudzień 2018 - maj 2019
2. Postdoc, Uniwersytet Kopenhaski, Instytut Nielsa Bohra, maj 2019 - czerwiec 2020 (pełen etat), od lipca 2020 (ułamek etatu)
3. Adiunkt, lider grupy badawczej, Centrum Optycznych Technologii Kwantowych, Centrum Nowych Technologii, Uniwersytet Warszawski, od lipca 2020

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 PÓŻN. ZM.).

1. Tytuł osiągnięcia naukowego

Osiągnięciem jest cykl publikacji pod tytułem

Generowanie i charakteryzacja makroskopowych stanów kwantowych światła i materii

2. Lista publikacji wchodzących w skład osiągnięcia

- [A1] I. Galinskiy, Y. Tsaturyan, **M. Parniak**, E. S. Polzik†, „Phonon counting thermometry of an ultracoherent membrane resonator near its motional ground state”, *Optica* 7, 718-725 (2020)
- [A2] R. A. Thomas*, **M. Parniak***, C. Østfeldt*, C. B. Møller*, C. Bærentsen, Y. Tsaturyan, A. Schliesser, J. Appel, E. Zeuthen, E. S. Polzik†, „Entanglement between Distant Macroscopic Mechanical and Spin Systems”, *Nature Physics* 17, 228-233 (2021)

- [A3] **M. Parniak***†, I. Galinskiy*, T. Zwettler, E. S. Polzik, „High-frequency broadband laser phase noise cancellation using a delay line”, *Optics Express* **29**, 6935 (2021)
- [A4] R. A. Thomas, C. Østfeldt, C. Bærentsen, **M. Parniak**, E. S. Polzik†, „Calibration of Spin-Light Coupling by Coherently Induced Faraday Rotation”, *Optics Express* **29**, 23637 (2021)
- [A5] M. Lipka, **M. Parniak**†, „Fast imaging of multimode transverse–spectral correlations for twin photons”, *Optics Letters* **46**, 3009 (2021)
- [A6] M. Lipka*, M. Mazelanik*, A. Leszczyński, W. Wasilewski, **M. Parniak**†, „Massively-multiplexed generation of Bell-type entanglement using a quantum memory”, *Communications Physics* **4**, 46 (2021)
- [A7] M. Mazelanik, A. Leszczyński, M. Lipka, W. Wasilewski, **M. Parniak**†, „Real-time ghost imaging of Bell-nonlocal entanglement between a photon and a quantum memory”, *Quantum* **5**, 493 (2021)
- [A8] M. Lipka, M. Mazelanik, **M. Parniak**†, „Entanglement distribution with wavevector-multiplexed quantum memory”, *New Journal of Physics* **23**, 053012 (2021)

* = równy wkład, † = autor korespondencyjny

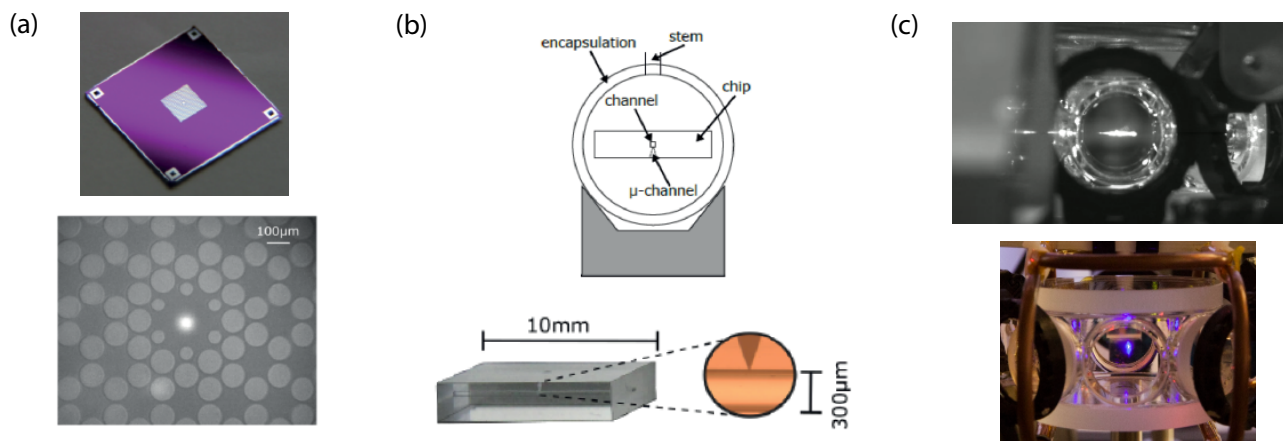
3. Omówienie Osiągnięcia

Przedstawiony tutaj cykl prac jest podsumowaniem wysiłków w tworzeniu i charakteryzowaniu różnych stanów kwantowych światła i materii, które ze względu na różne właściwości mogą zostać uznane są makroskopowe. W przedstawionym cyklu prac kluczowymi elementami są trzy układy fizyczne z którymi pracowałem: atomy, światło i membrany będące oscylatorami mechanicznymi. Aby kontrolować te układy za każdym razem używano światła, co wskazuje na istnienie dwóch interfejsów: światło-atomy oraz optomechanicznego. W obu przypadkach stawialiśmy sobie za zadanie wytworzenie splątania lub wymianę wzbudzeń między układem materialnym a światłem.

Generowanie makroskopowych stanów kwantowych stanowi wyzwanie dla współczesnej nauki i daje nadzieję na wytyczanie granic, pomiędzy światem klasycznym i kwantowym, określonych ściśle przez odpowiednie nierówności. Typowo kwantową cechą stanu którą mierzyliśmy w opisywanych eksperymentach były: spójność superpozycji, splątanie z innym obiektem, albo schłodzenie układu do stanu podstawowego. Doświadczalnie obserwujemy te cechy na przykład badając interferencje, nieklasyczne korelacje, albo odpowiednio niskie poziomy rejestrowanego szumu w pomiarze. Uzyskanie stanów wykazujących omawiane właściwości w układach makroskopowych stanowi wyzwanie eksperymentalne. Wymaga ono przygotowania obiektu badanego, budowy odpowiedniej aparatury doświadczalnej wraz z niezbędnymi współcześnie elementami automatyki, wykonania precyzyjnych pomiarów kalibracyjnych, a także opracowania modeli teoretycznych które pozwalają w szczególności na poprawne zdefiniowanie problemu i wyważenie priorytetowych oczekiwań a wreszcie przygotowania narzędzi analizy danych które pozwalają szprawnie weryfikować wyniki doświadczalne i dokonywać na bieżąco modyfikacji eksperymentu niezbędnych do osiągnięcia zamierzonych celów.

Makroskopowość może być rozumiana bardzo szeroko. Możemy mieć do czynienia z obiektem makroskopowo dużym w przestrzeni lub składającym się z wielu cząstek. W tym przypadku istotnym parametrem staje się też znaczna masa układu. W praktyce często obiekt może być makroskopowo duży tylko w niektórych wymiarach. Zazwyczaj kwantowe właściwości będzie przejawiał tylko jeden lub kilka modów danego makroskopowego układu. Na przykład, pracując z zespołem 10^9 spinów badamy tylko operatory kolektywne opisujące całkowity spin. W innych przypadkach możemy mieć do czynienia z ruchem mechanicznym w konkretnym modzie, albo dużą liczbą fotonów w jednym modzie pola elektromagnetycznego. Nieco innym podejściem do makroskopowości jest więc uzyskanie kontroli nad dużą liczbą modów, co stanowi istotny krok ponad typowe eksperymenty. Ze względu na to, że w praktycznie wszystkich przypadkach tylko niektóre cechy badanego układu można uznać makroskopowe, bardziej adekwatnym słowem może być tutaj mezoskopowość. Od strony doświadczalnej wraz ze wzrostem makroskopowości wszystkie układy stają się bardziej podatne na dekoherencję. To znaczy rosną trudności w zachowaniu spójności fazowej między cząstkami składowymi albo modami układu a jednocześnie rośnie liczbą kanałów sprzężenia do środowiska.

W przedstawionym cyklu podjąłem różne z wymienionych wyżej ścieżek, a badane przeze mnie układy wykazywały różne cechy makroskopowe. Układem szczególnie istotnym w pracach [A1-A2] był oscylator mecha-



Rysunek 1 Układy materialne badane w cyklu: (a) membrana optomechaniczna i zbliżenie na defekt kryształu fononicznego który definiuje mod wysokiej dobroci którego drgania kontrolujemy, (b) komórka z mikrokanalem z atomami cezu, (c) zespół chłodzonych laserowo atomów rubidu (widok od boku i od frontu).

niczny w formie cienkiej (12 nm), lecz szerokiej (kilka mm) membrany wykonanej z azotku krzemu (Si_3N_4)¹. Warstwa azotku jest wytwarzana na podłożu krzemowym, które usuwamy na środku przez trawienie. Przygotowanie prowadzimy tak, aby rozpięta na krzemowej ramce membrana była bardzo napięta. W ten sposób postaje bębenek o dużej dobroci. Aby dobroć oscylatora mogła być jeszcze większa, trawi się w strukturze membrany kryształ fononiczny modulujący prędkość dźwięku. W samym środku umieszczamy defekt kryształu, który staje się właściwym oscylatorem, vide zdjęcie na rys. 1a. Częstość drgań defektu leży w środku przerwy energetycznej kryształu, dzięki czemu mod ten jest osamotniony w domenie energii (częstości) i jednocześnie świetnie izolowany od środowiska. W naszych membrankach częstość drgań wynosiła $\Omega_M/2\pi = 1.3 \sim 1.5$ MHz przy dobroci $Q = \Omega_M/\gamma_M = 0.5 \sim 1 \times 10^9$. Membrana będąc umieszczoną w kriostacie helowym sprzęga się do środowiska zawierającego $n_{th} = k_B T / \hbar \Omega_M \approx 2 \times 10^5$ termicznych wzbudzeń na mod. Klasyczna stała zanika oscylatora wynosi $\gamma_M \approx 2$ mHz (ponad 8 minut). Pozwala to przewidywać odwrotność kwantowego czasu koherencji $n_{th} \gamma_M$ na około 400 Hz.

Drugim układem materialnym centralnym dla cyklu był zespół spinów atomowych, występujący w dwóch różnych formach. Pierwsza forma to użyte w pracach [A2-A3] atomy cezu (Cs) w temperaturze nieco powyżej pokojowej (310-330 K). Gaz takich atomów wypełnia cienki (300 μm) i długi (1 cm) mikrokanalik próżniowy. Jest on wykonany w szklanym prostokątnym, zwanym chipem, który z kolei jest umieszczony wewnątrz szklanej komórki tak, aby krańce kanału szczelnie dotykały okienek komórki. W celu zachowania spójności stanów spinowych kanał jest od wewnątrz pokryty warstwą alkeny - dzięki temu spin atomów zachowuje się przy zderzeniach. Kanał próżniowy jest połączony wąskim stożkowym otworem z resztą komórki gdzie znajduje się kropla cezu. W badanym układzie obiektem zainteresowania jest kolektywny spin wszystkich atomów. Spin ten umieszczony w polu magnetycznym ulega precesji z częstością która można sterować w zakresie do kilku MHz. Odwrotność czasu koherencji spinu wynosi w tym układzie około 1 kHz.

Druga forma układu atomowego to użyte w pracach [A6] i [A7] atomy chłodzone laserowo przy pomocy układu pułapki magnetooptrycznej (MOT) do temperatur rzędu (20-100 μK). Układ ten był również obiektem rozważań teoretycznych w pracy [A8]. Eksperyment jest bardziej złożony pod względem technicznym ze względu na sekwencję konieczną do chłodzenia i pułapkowania atomów. Po tych krokach i wypuszczeniu atomów z pułapki zawieszona w próżni chmura atomów o rozmiarach $0.3 \times 0.3 \times 10 \text{ mm}^3$ służy jako pamięć kwantowa dla światła. O ile podobnie jak poprzednio korzystamy z kolektywnych stanów wielu atomów, to w tym układzie możemy wykorzystać wiele modów przestrzennych. Jest to możliwe, ponieważ atomy wykonują w trakcie eksperymentu jedynie niewielki ruch dzięki niskiej temperaturze. Ma więc sens wytwarzanie, przetwarzanie i odtwarzanie stanów o różnego rodzaju zależnościach spójności atomowej od położenia. W eksperymentach wykorzystywaliśmy kolektywne wzbudzenia między nadsubtelnymi stanami ^{87}Rb oddalonymi energetycznie o 6.8 GHz. W zależności od użytego modu prze-

¹Y. Tsaturyan et al., „Ultracoherent nanomechanical resonators via soft clamping and dissipation dilution,” Nature Nanotechnology **12**, 776–783 (2017)

strzennego osiągałymi czasy spójności rzędu 50-500 μs . Istotnym elementem jest tutaj sam detektor wielomodowy, tzn. kamera, dyskutowany i testowany w pracy [A5].

Kończąc wstępny opisów układów atomowych warto zauważyć ich podobieństwa i różnice. Co ciekawe, w obu przypadkach mamy do czynienia z około 10^9 atomami w podobnej objętości. W przypadku atomów gorących możemy oddziaływać głównie z kolektywnym spinem, a w przypadku atomów zimnych spójność może zachować wiele modów przestrzennych, co jest moim zdaniem najistotniejszą różnicą. Mniej istotną różnicą jest to, że użyto atomów innego pierwiastka. Rubid i cez mają podobne właściwości w tego typu eksperymentach, pracują również z podobnymi długościami fali. W praktyce użycie rubidu bądź cezu zależy często od aparatury dostępnej w danym laboratorium. Cez ma nieco większą prężność par w temperaturze pokojowej, co znosi konieczność znacznego podgrzewania komórki (co mogłoby szkodzić pokryciu anty-relaksacyjnemu). Ponadto, w układach z gorącymi atomami często używamy znacznych odstrożeń od rezonansu, ponad szerokość dopplerowską, rzędu 1.5 GHz. W cezie mamy do czynienia z większymi niż w rubidzie rozszczepieniami nadsztylnymi (9.2 GHz w cezie vs. 6.8 GHz w rubidzie), co daje lepszą selektywność wzbudzania atomów. Z drugiej strony rubid jest częściej używany w układach zimnoatomowych, a literatura dotycząca optymalizacji zimnych chmur rubidu jest niezwykle bogata.

Elementem spajającym układy materialne było w całym cyklu światło. W szczególności od strony eksperymentalnej w pracach [A4] i [A5] światło było też głównym narzędziem i zarazem obiektem badań.

Prace w cyklu można podzielić na fundamentalne wyniki dotyczące generacji stanów kwantowych [A1, A2, A6, A7], prace dotycząc pokonywania ściśle powiązanych rozwiązań problemów eksperymentalnych oraz demonstrujące metody kalibracji pomiarów bądź charakteryzacji układów [A3, A4, A5] oraz jedną pracę proponującą wykorzystanie wygenerowanego stanu w komunikacji kwantowej [A8]. Spośród wszystkich prac cztery [A1-A4] przedstawiają wyniki uzyskane w laboratorium QUANTOP w Instytucie Nielsa Bohra (NBI) na Uniwersytecie Kopenhaskim, a pozostałe cztery [A5-A8] wyniki uzyskane w, lub we współpracy z Centrum Optycznych Technologii Kwantowych na Uniwersytecie Warszawskim.

Prace przedstawione w artykułach były wykonywane w latach 2019-2021. Podczas tego okresu pracowałem jako postdoc na Uniwersytecie Kopenhaskim, a od lipca 2020 jako adiunkt - lider grupy badawczej na Uniwersytecie Warszawskim (UW). Przed tą datą intensywnie współpracowałem również z zespołem z UW.

Makroskopowe układy kwantowe są pasjonujące zarówno ze względów fundamentalnych jak i ze względu na możliwe zastosowania. Jednym z najistotniejszych jest metrologia kwantowa. W ogólności, metrologiczną stosowalność układów makroskopowych można rozumieć jako zysk z ich dużej podatności na oddziaływanie ze środowiskiem. W metrologii kwantowej używamy tej podatności aby z bardzo wysoką precyzją wykrywać zaburzające układ sygnały, takie jak pola elektryczne i magnetyczne w przypadku atomów, czy też siły mechaniczne w przypadku membrany.

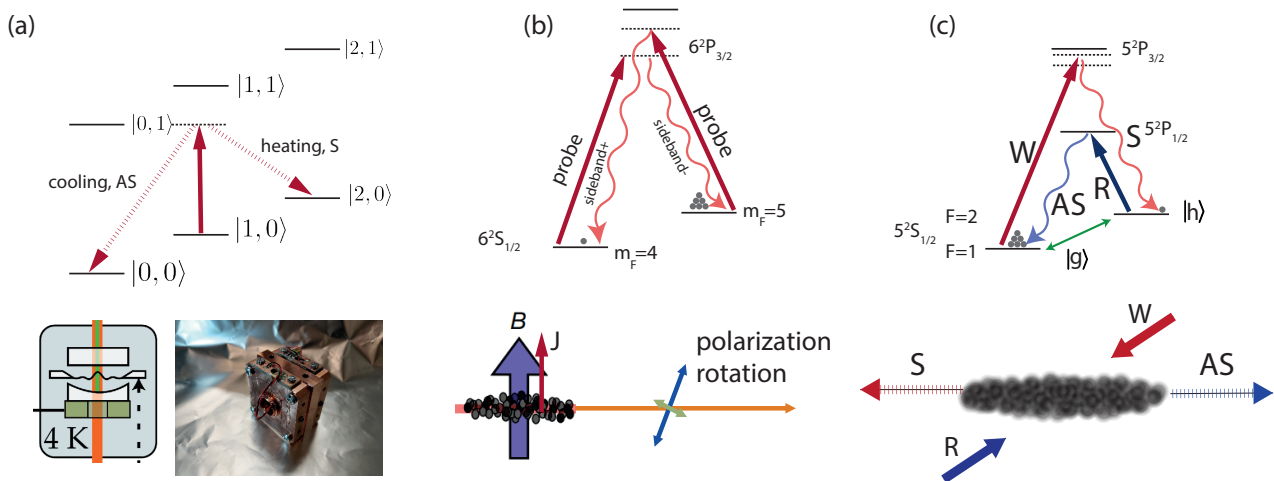
Innym zastosowaniem w którym stosowalne są badane w przedstawionym cyklu układy jest przesyłanie informacji kwantowej na duże odległości, w szczególności dla zastosowań kryptograficznych.

Wprowadzenie teoretyczne

Istotnym aspektem łączącym układy zbadane w cyklu jest praktycznie takie sam charakter ich oddziaływania ze światłem. Rozważmy jeden mod pola elektromagnetycznego \hat{a} sprzężony z modem oscylacji mechanicznych \hat{b} lub pobudzeniem kolektywnego spinu atomów. Najogólniejszą postacią Hamiltonianu, adekwatną do wszystkich rozważanych przypadków jest połączenie oddziaływania wymiennego (typu beamsplitter) i ściskania dwumodowego, postaci:

$$\hat{H} = \eta(\hat{a}^\dagger\hat{b}^\dagger + \hat{b}\hat{a}) + \mu(\hat{a}\hat{b}^\dagger + \hat{b}\hat{a}^\dagger) \quad (1)$$

Pierwszy człon Hamiltonianu $\hat{a}^\dagger\hat{b}^\dagger$ opisuje proces kreowania par wzbudzeń atomy-światło. Z takim samym Hamiltonianem mamy do czynienia np. w procesie parametrycznego podziału częstości w kryształach nieliniowych, gdzie jeden foton silnej wiązki pompującej (stan koherentny reprezentowany przez η) może się rozpaść na dwa fotony w modach \hat{a} oraz \hat{b} . Analogicznie opisałibyśmy też proces kaskadowej emisji pary fotonów z atomu lub biekscytonu w ciele stałym. Gdybyśmy chcieli uzyskać czystą kreację par w przypadku drgającej membrany, to należałoby ją umieścić we wnęce dostrojonej do czerwonej wstęgi bocznej lasera pobudzającego \hat{a} , z odstrojeniem



Rysunek 2 Układ poziomów użytych w interfejsie optomechanicznym (a) oraz w interfejsach atomowych (b, c) oraz (w wierszu poniżej) realizacje poszczególnych interfejsów. W przypadku (a) mamy do czynienia z drabinką poziomów energetycznych oscylatora harmonicznego (mechanicznego) połączoną z drabinką obsadzeń fotonicznych wnęki. Dostrajając wnękę do czerwonej wstęgi bocznej lasera, oraz dobierając szerokość rezonansu wnęki rzędu częstości drgań membrany można spowodować preferencyjne rozpraszanie anty-Stokesa czyli proces chłodzenia. Realizacją interfejsu jest membrana umieszczona we wnęcie optycznej. W przypadku (b) mamy atomy Cs napompowane optycznie do maksymalnego rzutu spinu w kierunku poprzecznym do propagacji lasera w ramach jednego poziomu nadsubtelnego. Poziomy są rozszczepione polem magnetycznym, równoległym do spinu, o energię odpowiadającą częstości Larmora. Przyłożenie lasera (probe) poza rezonansem wywołuje przesie Stokesowskie i antystokesowskie z bardzo podobną amplitudą i generują się wstęgi boczne o różnych częstościach, i przeciwnych polaryzacjach kołowych. Jednocześnie atomy wzbudzają się, tzn. odchylają od maksymalnego spinu. Obserwujemy sumaryczny spin oświetlonych atomów. Realizacją interfejsu jest więc wiązka laserowa przechodząca przez atomy która ulega okresowej rotacji polaryzacji, tzn. szczególności obsadzone są wstęgi boczne na ortogonalnej polaryzacji. W przypadku (c) używamy poziomów nadsubtelnych w atomie Rb, aby wywoływać ponownie przejścia Stokesowskie i antystokesowskie. Tutaj procesy są w pełni selektywne, tzn. używamy blisko dostrojonych laserów aby generować tylko pojedyncze wstęgi boczne z odstrojeniem odpowiadającym rozszczepieniu nadsubtelnemu. Dodatkowa informacja zawarta jest w kącie rozproszenia fotonu względem wiązki wymuszającej. Tutaj również niektóre atomy ulegają wzbudzeniu, lecz z fazą zależną od położenia, która odpowiada kątowi rozproszenia fotonu. Możemy więc oddziaływać z wieloma modami przestrzennymi jednocześnie. Realizacją jest chmura zimnych atomów (pozwalająca zachować przestrzenną informację fazową) oświetlona laserami pod kątami.

wstęgi równym częstości modu podstawowego membrany \hat{b}^2 . Z kolei w parach atomowych kreacja par zachodzi w procesie spontanicznego rozpraszania Ramana, który można uzyskać zarówno w temperaturze pokojowej jak i w zimnych atomach. Aby kreacja par dominowała na wymianą $\eta \gg \mu$ pompujemy atomy do dobrze określonego stanu $|g\rangle$ i przykładamy impuls laserowy nieznacznie odstrojony od przejścia z tego stanu do stanu wzbudzonego. Zachodzą wówczas procesy absorpcji fotonu z silnej wiązki laserowej (znowu: stan koherentny reprezentowany przez η) oraz jednocześnie emisji fotonu antystokesowskiego do modu \hat{a} i kreacji wzbudzenia atomowego w stanie Dicke'a: $1/N \sum_i \exp(iKr_i) \sigma_{hg}^{(i)} |gg \dots g\rangle$ gdzie operator $\sigma_{hg}^{(i)}$ przenosi i -ty atom ze stanu $|g\rangle$ do stanu końcowego $|h\rangle$, zaś wektora falowy $K = k_p - k_a$ jest równy różnicy między wektorami falowymi fotonu zaabsorbowanego z lasera oraz rozproszonego.

Analogicznie możemy rozważyć procesy gdzie z osobna wystąpi jedynie człon wymiany $\mu(\hat{a}\hat{b}^\dagger + \hat{b}^\dagger\hat{a})$. W optyce nieliniowej byłby to proces sumowania częstości silnego pola laserowego (stan koherentny reprezentowany przez μ) oraz fotonów np. telekomunikacyjnych \hat{a} aby wytworzyć fotony widzialne \hat{b} . W przypadku drgającej membrany zadziałanie takim Hamiltonianem prowadzi do jej schłodzenia. W tym celu dostrajamy wnękę do niebieskiej wstęgi bocznej lasera pobudzającego. Fonony z modu membrany \hat{b} konwertują się wtedy do modu optycznego wnęki \hat{a} (często piszemy: wzbudzenia membrany - fonony - zostały odczytane jako fotony) a następnie opuszczają wnękę przez jedno z lusterek. Uzyskujemy tak znany m.in ze spułpakowanych jonów *sideband cooling*. W układach atomowych uzyskujemy $\mu \gg \eta$ poprzez przestrojenie lasera blisko przejścia od stanu $|h\rangle$ do jakiegoś stanu wzbudzonego

²Warto na marginesie wspomnieć, że pozostajemy tutaj w liniowym reżimie optomechaniki, tzn. słabego sprzężenia pojedynczego fotonu i fononu, zwiększonego dzięki laserowi (na częstości nośnej). W przypadku silnego sprzężenia Hamiltonian staje się nieliniowy.

z którego przejście do $|g\rangle$ jest silne. Wówczas absorpcja fotonu \hat{a} i emisja wymuszona fotonu do modu lasera (stan koherentny reprezentowany przez μ) prowadzi do przejścia dwufotonowego i powstania wzbudzenia opisanego poprzednio. Możliwy jest też proces odwrotny, czyli konwersja pobudzonej pamięci kwantowej na foton i pustą pamięć.

W przypadku eksperymentów z kolektywnym spinem takich jak w pracach [A2] i [A4] typowo używa się innego, kompatybilnego opisu, z operatorami kreacji i anihilacji zamienionymi na kanoniczne pęd i położenie (zarówno dla światła jak i układu materialnego):

$$\hat{x} = \frac{\hat{a} + \hat{a}^\dagger}{2} \quad \hat{p} = \frac{\hat{a} - \hat{a}^\dagger}{2i}, \quad (2)$$

Można inaczej (kompatybilnie), powiązać te operatory z kolektywnym spinem \hat{J} . Zakładając atomy silnie spolaryzowane w kierunku x (w przestrzeni rzeczywistej), mamy $\hat{x}_S = \hat{J}_z / \sqrt{|J_x|}$, $\hat{p}_S = -\text{sgn}(J_x) \hat{J}_y / \sqrt{|J_x|}$ (S jak spiny). W tym przypadku atomy oddziałują z polaryzacją światła, więc wygodne staje się też powiązanie kwadratur optycznych z operatorami Stokesa: $\hat{x}_L = \hat{S}_z / \sqrt{S_x}$, $\hat{p}_L = -\hat{S}_y / \sqrt{S_x}$ (L jak *light*).

Kwantowy pomiar nieniszczący (Quantum Nondemolition Measurement, QND) jest generowany przez opisany Hamiltonian gdy $\mu = \eta$. Wówczas można go przepisać do postaci iloczynu operatorów kwadratur położeniowych $\hat{x}_a \hat{x}_b$. Działanie takim Hamiltonianem zachowuje wartości kwadratur położeniowych (stąd nieniszczący) natomiast kwadratury pędowe podlegają przekształceniu $\hat{p}'_a = \hat{p}_a + \kappa \hat{x}_b$ i analogicznie dla atomów. Pomiar nie niszczy co prawda kwadratury położeniowej, którą mierzymy, ale zmienia kwadraturę pędową, dodając do niej wkład nazywany kwantową reakcją pomiarową, czyli *back action*. W szczególności jeśli używamy ściśniętych stanów światła o małej wariancji kwadratury pędowej (δp_a) $< 1/2$ aby pomiar końcowej wartości \hat{p}'_a dla światła wychodzącego dawał jak najwięcej informacji o \hat{x}_b to jednocześnie dodamy więcej szumu do końcowego rozkładu \hat{p}'_b . Z kwantowo-mechanicznego punktu widzenia tak musi oczywiście być, ponieważ dokładniejszy pomiar wartości \hat{x}_b która po oddziaływaniu nie ulega zmianie, prowadzi do wytworzenia stanu ściśniętego atomów wokół zmierzonej wartości - skoro ściśniliśmy go jakkolwiek metodą bardziej w \hat{x}_b , to musiał się poszerzyć w \hat{p}_b .

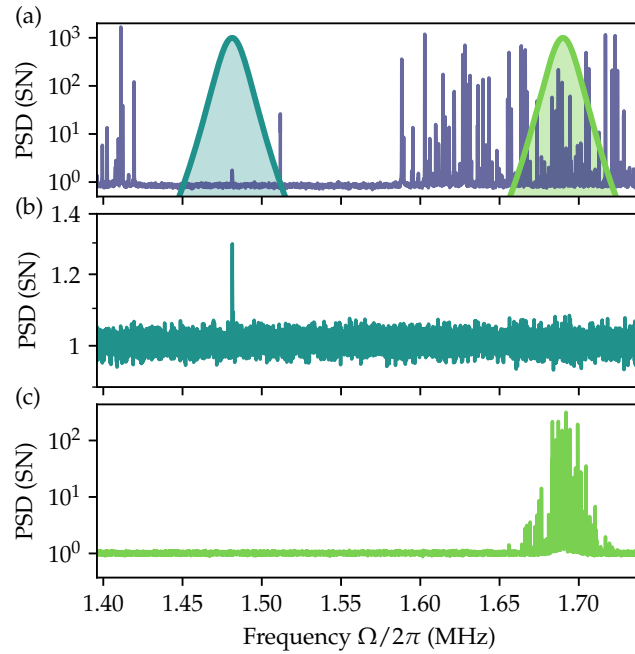
Opisane oddziaływanie wykorzystaliśmy w atomach, gdzie uzyskanie warunku $\mu \simeq \eta$ jest możliwe dla dużych odstrojeń, kiedy odstrojenie od obu stanów $|h\rangle$ i $|g\rangle$ staje się porównywalne. W rzeczywistości poprawki od $\mu \neq \eta$ są istotne i wymagają przygotowania odpowiednio skorygowanych modeli teoretycznych dla każdego eksperymentu. Uzyskanie QND jest także możliwe w membranie, kiedy obie wstęgi boczne lasera wymuszającego mieszczą się w jej szerokości rezonansowej. Mamy wówczas do czynienia z sytuacją kiedy wnęka wymazuje rozróżnialność tych wstęp bocznych i z punktu widzenia modu wnęki, którego wyciek obserwujemy, obie wstęgi są opisane tym samym operatorem \hat{a} .

Komentarza wymaga też subtelność związana z faktem że zmienne atomów czy membrany ulegają też ewolucji oscylacyjnej, która z częstością rezonansową zamienia pęd i położenie w przestrzeni fazowej. Oznacza to, że dokonanie pomiaru prawdziwie nieniszczącego \hat{x}_b , wymagałoby dokonywania go tylko raz na okres oscylacji - taka technika nazywa się pomiarem stroboskopowym. Tym niemniej operatory związane ze światłem nie podlegają temu rozważaniu, i można ściśle powiedzieć że cała informacja mapowana jest na kwadraturę pędową światła \hat{p}_a , podczas gdy kwadratura położeniowa \hat{x}_a pozostaje niezmienną.

Omówienie poszczególnych prac

[A1] I. Galinskiy, Y. Tsaturyan, M. Parniak, E. S. Polzik, *Optica* 7, 718-725 (2020)

W pracy naszym centralnym celem było wygenerowanie oraz scharakteryzowanie membrany optomechanicznej w stanie bardzo bliskim stanu podstawowego poprzez zliczanie rozproszonych fotonów Stokesa i anti-Stokesa. Gdy membrana jest w stanie podstawowym, zmienia się natężenie wstęp bocznych rozpraszane światła. Słabnie wstęga anti-Stokesa, ze względu na to że w układzie nie ma już fononów do odczytania. Badając względne natężenia wstęp bocznych Γ_S oraz Γ_{AS} możemy wyznaczyć obsadzenie oscylatora \bar{n} . Pomiar taki najłatwiej wykonać homodynowo, ponieważ mamy do czynienia z polami o jedynie 1–2 MHz odstrojonymi od lasera. Jednak dopiero użycie utrawoskopowych filtrów i fizyczne rozdzielenie fotonów (anty-)Stokesa od pobudzającego lasera umożliwi ich przeliczenie czy przesłanie do innych układów. W szczególności jedną z tych możliwości jest pokazanie termiczności stanu poprzez bezpośredni pomiar funkcji spójności drugiego rzędu. Dalsze opcje które



Rysunek 3 Wąski wycinek widma światła pochodzącego z wnęki optomechanicznej (ciemnoniebieski) wraz z nałożoną transmisją wnęk filtrujących dla dwóch różnych ustawień wnęki (ciemnozielony i zielony odpowiednio). W widmie światła z wnęki widać las linii odpowiadających rozmaitym modom drgań membrany wspólnie z otoczeniem a w centrum około 200kHz obszar w którym działa izolacja kryształem fotonicznym. W samym środku tego obszaru widoczny dość silny pik zakłóceń pochodzących wprost z lasera, a na częstotliwości 1.48 MHz właściwą wstęgę boczną rozpraszania anty-Stokesowskiego. Wnęki filtrujące mogą być ustawione na różnych odstrojeniach względem lasera, co powoduje że filtrujemy różne fragmenty widma (b,c). W szczególności w (b) filtrujemy właściwy mod rozpraszania anty-Stokesowskiego. Co istotne, w przefiltrowanym widmie nie są widoczne już ani zakłócenia z lasera ani inne mody drgań (membrany wraz zawieszeniem i całym układem) pozostają inne mody. Przedstawiony pomiar wykonany jest homodynowo i jest niezbędny do weryfikacji czystości sytuacji ekperymentalnej, przed przejściem do liczenia fotonów. Rysunek pochodzi z pracy [A1]. Widma są znormalizowane do jednostek szumu szumu szrutowego.

nasza praca umożliwiła znajdują się głębiej w reżimie kwantowym. Koronnym osiągnięciem będzie demonstracja wpiętej wytworzenia pary foton-fonon, a następnie odczytania tegoż fononu i pokazania że w międzyczasie membrana znajdowała się w warunkowo przygotowanym stanie Foka $|1\rangle$. Niniejsza praca stworzyła podwaliny pod tą demonstrację, która, jak warto dodać, powinna się ziścić w najbliższym roku.

Opisana już membrana, którą zaprojektował, wytworzył i umieścił we wnęcie Y. Tsaturyan, była centralnym obiektem układu i znajdowała się we wnęcie optycznej o finesse rzędu 10.000 w kriostacie helowym. Wnętka była stabilizowana do lasera przy pomocy piezoelektryka poruszającego jedno z lusterek. Krzemowa ramka membrany spoczywała na płaskim lustrze. Stabilizację wnęki implementowaliśmy wspólnie z I. Galinskim używając układu FPGA, oraz zajęliśmy się optymalnym sprzężeniem do wnęki i przygotowaniem lasera.

W szczególności, laser musi mieć w pierwszej kolejności taką długość fali, aby położenie membrany było optymalne w fali stojącej we wnęcie. Maksymalizuje to stałą sprzężenia w Hamiltonianie. Ze względu na jednoczesną konieczność spełnienia warunku rezonansu wnęki, trzeba sterować długością fali lasera oraz odległością lusterek wnęki. Układ ustawiamy tak, aby laser był odstrojony od rezonansu wnęki o około częstotliwość membrany $\Omega_m=1.5$ MHz. Powoduje to że odczyt fononów (rozpraszanie anty-Stokesa) jest dużo silniejszy niż ich kreacja. Dzieje się tak mimo że wnętka miała szerokość około 2 MHz, więc proces kreacji nie był całkiem zablokowany. W takim przypadku istotny jest tzw. *back-action limit* chłodzenia przez wstęgę boczną, dany przez:

$$\bar{n}_{ba} = (A_- / A_+ - 1)^{-1} \approx 0.185, \quad (3)$$

gdzie A_{\pm} oznaczają prędkości dodawania i odejmowania wzbudzeń:

$$A_{\pm} = g_0^2 \bar{n}_{\text{cav}} \frac{\kappa}{(\Delta \mp \Omega_m)^2 + \frac{\kappa^2}{4}} \quad (4)$$

Iloraz w szczególności zależy tylko od odstrojenia Δ , częstości rezonansu membrany Ω_m oraz szerokości wnęki κ . Iloraz nie zależy natomiast od stałej optomechanicznego sprzężenia g_0 (tzw. *single-photon optomechanical coupling*) ani od ilości fotonów na częstości nośnej we wnęce \bar{n}_{cav} . Prędkości A_{\pm} te wiążą się natomiast ze strumieniami fotonów Stokesa i anty-Stokesa:

$$\Gamma_{\text{AS}} = \bar{n} A_{-}, \quad \Gamma_{\text{S}} = (\bar{n} + 1) A_{+}, \quad (5)$$

Jednoczenie doświadczalnie badamy stosunek $R = \Gamma_{\text{S}}/\Gamma_{\text{AS}}$ i estymujemy realne obsadzenie jako:

$$\begin{aligned} \bar{n}_{\text{est}} &= \frac{R A_{+}}{A_{-} - R A_{+}} \\ &= \frac{R((\Delta + \Omega_m)^2 + \kappa^2/4)}{((\Delta - \Omega_m)^2 + \kappa^2/4) - R((\Delta + \Omega_m)^2 + \kappa^2/4)} \end{aligned} \quad (6)$$

Co zależy od mierzonego stosunku i parametrów $(\Delta, \kappa, \Omega_m)$ które kalibrujemy przy pomocy optomechanicznie wymuszonej przezroczystości (OMIT)³.

Strumienie fotonów Stokesa i anty-Stokesa mierzyliśmy dostrajając wąskie filtry do odpowiednich wstęp bocznych. To właśnie te filtry były istotnym wyzwaniem w pracy. Należy odfiltrować sygnał od częstości nośnej oraz innych rozprożeń. Właśnie te inne rozproszenia zadają to, że filtry muszą być tak wąskie jak przerwa fononiczna membrany. Meritum staje się więc tłumienie układu filtrującego na odstrojeniu około $\Delta=150$ kHz. Z kilku powodów opłaca się użyć w takim przypadku kilku wnęk filtrujących, zamiast na przykład jednej długiej. W reżimie $\kappa, \kappa' \ll \Delta$, używając n filtrów, uzyskujemy tłumienie $(\Delta/\kappa)^{-2n}$, w porównaniu z $(\Delta/\kappa')^{-2}$ dla jednej wnęki. Aby osiągnąć te same tłumienie, musimy więc mieć $\kappa' = \Delta(\kappa/\Delta)^n$. Dla porównania, dla $\kappa = 30$ kHz i $n = 4$ musielibyśmy mieć $\kappa' = 250$ Hz. Pojedyncza wnęka wprowadza również ogromne opóźnienie filtrowanych fotonów $\tau' \sim 1/\kappa' = 4$ ms, w przeciwieństwie do czterech wnęk z opóźnieniem $\tau \sim 4/\kappa \approx 10 \mu\text{s}$ ⁴. Wnęki filtrujące miały finesse około 8.000. Do uzyskania wymaganej szerokości wnęki mają więc około 60 cm długości. Aby tak wąskie wnęki mogły pozostać w rezonansie we świetle które nas interesuje, konieczne było wcześniejsze ustabilizowanie samego lasera do dodatkowej wnęki referencyjnej. Sama wnęka miała też strojona długość, aby można było ją powoli korygować i dzięki temu laser pozostawał w rezonansie zarówno z wnęką referencyjną jak i wnęką optomechaniczną. Ostatecznie, eksperyment zawierał więc 6 aktywnie stabilizowanych wnęk. Wszystkie wnęki poza optomechaniczną znajdowały się w izolowanym mechanicznie układzie próżniowym. Wnęki filtrujące były na zmianę stabilizowane dodatkową, przesuniętą wiązką lasera, a używane bez stabilizacji podczas właściwego filtrowania. Pokazaliśmy że mogły pozostać w swoim bardzo wąskim rezonansie samoczynnie przez nawet 10 sekund.

W eksperymencie wykorzystującym opisany układ zmierzaliśmy obsadzenia membrany dla różnych mocy lasera, na zmianę ustawiając wnęki na dwóch wstępach bocznych, poprzez przestrajanie lasera referencyjnego. Osiągnęliśmy rekordowe obsadzenie (dla układów nieużywających chłodziarek rozcieńczalnikowych) $\bar{n} \approx 0.2$. Ponadto pokazaliśmy że generowany stan fotonów jest termiczny z czasem koherencji (drugiego rzędu) odpowiadającym poszerzeniu optycznemu oscylatora mechanicznego.

W skrócie:

Główne osiągnięcie pracy: wygenerowanie i weryfikacja stanu podstawowego makroskopowego oscylatora mechanicznego przy pomocy liczenia fotonów

Mój wkład: konstrukcja układu, pomiary, opracowanie i analiza danych, pisanie artykułu, modelowanie teoretyczne, rewizje, wkład około 27%

³S. Weis et al., "Optomechanically induced transparency," *Science* **330**, 1520–1523 (2010)

⁴Należy zauważyć że dla kilku szeregowych wnęk funkcja odpowiedzi w czasie zmienia kształt z wykładniczej na bardziej złożoną, jednak średnie opóźnienie skaluje się liniowo z ilością wnęk.

[A2] R. A. Thomas, M. Parniak, C. Østfeldt, C. B. Møller, C. Bærentsen, Y. Tsaturyan, A. Schliesser, J. Appel, E. Zeuthen, E. S. Polzik, *Nature Physics* 17, 228-233 (2021)

W pracy naszym centralnym celem było wygenerowanie splątania typu Einsteina-Podolskiego-Rosena (EPR)⁵ pomiędzy membraną a zespołem spinowym atomów cezu. Zasadniczą ideą eksperymentu jest nieniszczący pomiar sumarycznej kwadratury położeniowej obu układów $x_m + x_s$. Dokonaliśmy tego przeprowadzając jedną wiązkę przez oba układy skonfigurowane do QND. Pomiar takiej kwadratury daje szansę, przy spełnieniu dodatkowych warunków, aby łączny stan obu podukładów został warunkowo rzutowany na stan splątany. W naszym przypadku oba podukłady są jednak oscylatorami (powiedzmy, że o tej samej częstotliwości), co powoduje że na zmianę mierzymy $\hat{x}_m + \hat{x}_s$ oraz $\hat{p}_m + \hat{p}_s$. Operatory te nie komutują, więc nie możemy zmierzyć ich z wysoką precyzją jednocześnie. W praktyce reakcja pomiarowa na drugą kwadraturę spowoduje wzrost szumu i nie uzyskamy splątania. Zasadniczym fortelem jest więc taka inżynieria oscylatora spinowego, że ewolucja odbywa się tam z de facto ujemną częstotliwością $\omega_s = -\omega_m$. Okazuje się, że wystarczy odwrócić względną orientację kolektywnego spinu i pola magnetycznego - naturalnie precesja zachodzi wtedy w drugą stronę. Wtedy, na zmianę mierzymy $\hat{x}_{\text{EPR}} = \hat{x}_m + \hat{x}_s$ oraz $\hat{p}_{\text{EPR}} = \hat{p}_m - \hat{p}_s$. Zmienne te komutują, więc są mierzalne oddzielnie i niezależnie. Para takich zmiennych odpowiada też słynnemu eksperymentowi myślowemu EPR. Szum z reakcji pomiarowej mapowany jest na nieobserwowane kombinacje $\hat{x}_m - \hat{x}_s$ oraz $\hat{p}_m + \hat{p}_s$. Aby wykryć splątanie, wystarczy zbadać np. sumę wariancji zmiennych EPR⁶. Takie podejście może być rozumiane jako znalezienie podprzestrzeni odpornej na ograniczenia mechaniki kwantowej⁷.

Podwaliny pod eksperyment zostały stworzone zanim dołączyłem do grupy, kiedy to w 2017 zespół profesora Polzika pokazał po raz pierwszy interferencję między pomiarowym sprzężeniem zwrotnym atomów i membrany⁸. Szybko okazało się jednak, że ani atomy, ani membrana, ani łącze optyczne nie mogą posłużyć do wygenerowania splątania ze względu na zarówno niedopasowanie jak i niewystarczającą jakość poszczególnych elementów. Ponadto, brakowało teorii umożliwiającej kalibrację układu oraz estymację wygenerowanego splątania. W 2018 roku, zanim dołączyłem do grupy, zespół (doktorant C. Østfeldt, postdoc C. B. Møller i profesor J. Appel) rozpoczął projekt nowej przestrajalnej wnęki w której można umieścić membraną. Co ważne, w tej wnęce oba lustra sterowane są piezoelektrykami, dzięki czemu można niezależnie uzyskać rezonans wnęki i optymalne położenie membrany w fali stojącej. Nie trzeba więc stroić lasera jak w pracy [A1], co tutaj jest ważne gdyż światło musi być w rezonansie z atomami Cs. Ten znaczny projekt zajął sporo czasu ze względu na konieczność zminimalizowania wszystkich źródeł drgań. Osobiście dołączyłem do tych starań pod koniec badań nad samą wnęką, uczestnicząc intensywnie w opracowaniu algorytmów stabilizacji lasera do wnęki/wnęki do lasera. Wprowadziłem do użycia w eksperymencie układ cyfrowej stabilizacji (wcześniej używano jedynie analogowego układu typu „Lockbox”) oparty o system FPGA z przetwornikami analogowo-cyfrowymi Red Pitaya STEMLab. System pozwolił na stabilizację układu w szerokim zakresie warunków poprzez wprowadzenie algorytmu zacieśniania pętli i stopniowego przełączania pomiędzy metodą stabilizacji na zboczu Lorentzowskiego profilu linii wnęki, a metodą Pounda-Drevera-Halla. Okazało się to szczególnie istotne w niskich temperaturach, gdzie wysoka dobroć mechaniczna membrany łatwo powoduje oscylacje rezonansu samej wnęki. Badaliśmy też parę istotnych problemów eksperymentalnych, np. pracując nad układem wspólnie z C. B. Møllerem i C. Østfeldtem opracowałem optymalne metody aplikacji ciekłego Helu do kriostatu, tak aby zoptymalizować czas działania i uniknąć odwiecznego problemu bąbelków zaburzających działanie wnęki. Opracowałem metody stabilizacji dynamicznej pozwalającej optycznie wygaszać niechciane i nadmierne drgania membrany przed właściwym eksperymentem. Kolejnym wyzwaniem związanym z samą optomechaniką było zbadanie i kalibracja pracy wnęki optomechanicznej, szczególnie w warunkach kriogenicznych. Opracowałem z pomocą zespołu metodę (zaprezentowaną w suplementie do [A2]) pozwalającą na w dużym stopniu niezależne odzyskanie temperatury rezerwuaru termodynamicznego oddziaływającego z modem membrany. Metoda polegała na zabranii widm ściśniętego światła dla kilku odstrojeń i wykonaniu kolektywnego dopasowania krzywych.

Jednocześnie dołączyłem do starań nad ulepszeniem atomowej części układu, nad którą wcześniej pracował doktorant R. A. Thomas. Opracowaliśmy nowe metody kalibracji sprzężenia i napompowania, oraz stabilizacji faz w interferometrze zawierającym atomy. Układ podlegał też przebudowom względem oryginalnego stanu, szczególnie w celu polepszenia pompowania optycznego. Oprogramowałem też cyfrowy sterownik pola magnetycznego.

Kolejnym krokiem było połączenie obu układów. Wspólnie z zespołem zaprojektowaliśmy układ soczewek i interferometrów. Zaproponowałem też ulepszenie polegające na dodaniu rotatora (a efektywnie izolatora) Faraday’a

⁵A. Einstein et al., „Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?,” *Phys. Rev.* 47, 777 (1935)

⁶L.-M. Duan et al., „Inseparability criterion for continuous variable systems,” *Phys. Rev. Lett.* 84, 2722–2725 (2000)

⁷M. Tsang, C. M. Caves, „Evading quantum mechanics: Engineering a classical subsystem within a quantum environment,” *Phys. Rev. X* 2, 031016 (2012)

⁸C. B. Møller et al., „Quantum back-action-evading measurement of motion in a negative mass reference frame,” *Nature* 547, 191–195 (2017)

do ścieżki, tak aby niechciane światło z układu optomechanicznego nie mogło wracać do układu atomowego. W przeciwnym wypadku układ staje się bardzo wrażliwy na fazę tego sprzężenia zwrotnego, jak pokazali T. M. Karg et al.⁹. Dodatkowo, opracowaliśmy interferometry stabilizowane ponownie układem FPGA, które pozwalały na cyfrowe ustawianie fazy. Przed ostatecznymi pomiarami układ musiał być poddany bardzo precyzyjnemu justowaniu dla uniknięcia np. dryfów czy niechcianych rozproszeń.

Po uzyskaniu pierwszych wyników intensywnie zaangażowałem się we współpracę z teoretykiem E. Zeuthenem i zaczęliśmy dostosowywać teorię tak aby można było ją zaaplikować w doświadczeniu. W tym fragmencie wykonywałem analizę danych i modele teoretyczne w pythonie, a wspólnie z E. Zeuthenem opracowywaliśmy analityczną teorię (Mathematica), w szczególności moim wkładem było też zautomatyzowanie procesu rozwiązywania analitycznego równania Wienera-Hopfa. Wstępne rozważania oparte były o prace teoretyczne^{10,11} oraz poprzednie doświadczenia z dwoma układami atomowymi¹². Podejścia te były jednak zupełnie nieadekwatne ze względu na bardziej skomplikowane zależności (i korelacje) szumu i sygnału w nowym układzie. Ustaliliśmy, że mechanizm generowania splątania może być w rzeczywistym układzie dwojaki. Po pierwsze, ściskanie dwumodowe w atomach (skutek uboczny złożonej struktury poziomów) prowadzi do powstania splątania między światłem i atomami. Następnie to światło może być zapisane w stanie membrany, co generuje splątanie. Wariancja kwadratury typu EPR jest w ten sposób zmniejszona bezwarunkowo. Ten mechanizm jest w pewnym sensie ubocznym i nie był głównym celem tej pracy. Głównym mechanizmem generacji splątania był pomiar nieniszczący obu układów przy pomocy tej samej wiązki światła. W takim przypadku należy dokonać estymacji wygenerowanego stanu splątanego. Stan taki jest gaussowski, wystarczy więc badać jego średnie i (ko)wariancje. W takim przypadku ogólna kombinacja operatorów położenia i pędów zapisana jako wektor Q może być estymowana poprzez pewien liniowy filtr K działający na sygnał i (prąd detektora homodynowego):

$$Q_{\infty}^c(t) = \int_{-\infty}^t \mathbf{K}(t' - t) i(t') dt', \quad (7)$$

Optymalny filtr K minimalizuje wariancję stanu i spełnia równanie Wienera-Hopfa:

$$\int_0^{\infty} \mathbf{K}^T(-t'') \bar{C}_{ii}(t' - t'') dt'' = \bar{C}_{Qi}(t') \quad \forall t' \geq 0. \quad (8)$$

Aby rozwiązać równanie musimy znać autokorelację sygnału mierzone C_{ii} oraz korelację między pomiarem a właściwą zmienną C_{Qi} . Kiedy filtr spełnia to równanie, wariancja warunkowa dowolnej zmiennej X , $\text{Var}_c[X]$ dana jest przez różnicę wariancji bezwarunkowej $\text{Var}[X]$ i wariancji optymalnego estymatora $\text{Var}[X^c]$:

$$\text{Var}_c[X] = \text{Var}[X] - \text{Var}[X^c]. \quad (9)$$

W ogólności w podanym przypadku dwóch układów działamy na macierzach kowariancji.

Popatrzmy w szczególności na sumę wariancji interesujących nas kwadratur, która to wykrywa splątanie gdy jest mniejsza niż 1:

$$V_u = \text{Var}[\hat{x}_{\text{EPR}}] + \text{Var}[\hat{p}_{\text{EPR}}] < 1 \text{ (stan splątany)}, \quad (10)$$

co działa również dla splątania warunkowego:

$$V_c = \text{Var}_c[\hat{x}_{\text{EPR}}] + \text{Var}_c[\hat{p}_{\text{EPR}}] < 1 \text{ (stan splątany warunkowo)} \quad (11)$$

Jako przykład działania mechanizmu warunkowego przygotowania stanu, rozważmy pomiar pojedynczego układu (np. tylko atomów). Jeżeli mamy tylko jeden układ (oscylator) który mierzymy pomiarem nieniszczącym, jego wariancja bezwarunkowa to:

⁹T. M. Karg et al., Light-mediated strong coupling between a mechanical oscillator and atomic spins 1 meter apart, *Science* 369, 174-179 (2020)

¹⁰K. Hammerer et al., „Establishing Einstein-Poldosky[sic]-Rosen Channels between Nanomechanics and Atomic Ensembles,” *Phys. Rev. Lett.* **102**, 020501 (2009)

¹¹X. Huang et al., „Engineering asymmetric steady-state Einstein-Podolsky-Rosen steering in macroscopic hybrid systems,” *Phys. Rev. A* **100**, 012318 (2019)

¹²H. Krauter et al., „Entanglement Generated by Dissipation and Steady State Entanglement of Two Macroscopic Objects,” *Phys. Rev. Lett.* **107**, 080503 (2011)

$$V_u^{(1)} = (1 + 2n)(1 + C_q) \quad (12)$$

gdzie parametr $C_q = \Gamma/(\gamma[2n + 1])$ nazywamy kooperatywnością kwantową a n jest obsadzeniem termicznym. Jak widać pomiar zwiększa wariancję poprzez reakcję pomiarową, jednak ta wiedza pozwala na estymację stanu z wariancją warunkową:

$$V_c^{(1)} \approx \sqrt{1/(2\eta)}\sqrt{1 + (\gamma/\Gamma)V_u^{(1)}} = \sqrt{1/\eta}\sqrt{1 + 1/(2C_q)} \quad (13)$$

gdzie η jest wydajnością detektora. Stan ten ma mniejszą wariancję, jednak osiąga V_c minimalnie 1. Teraz, w przypadku pary układów dobranych jak w naszym przypadku, oraz o takich samych sprzężeniach $\Gamma_M = \Gamma_S \equiv \Gamma$ wariancja warunkowa osiąga:

$$V_c \approx \frac{1}{\sqrt{\eta}}\sqrt{\frac{1}{2C_q}}, \quad (14)$$

co pokazuje że wariancja ta osiąga wartości poniżej 1, oznaczające splątanie, dla dużych C_q i dobrej wydajności.

Aby wykonać taką analizę warunkową w eksperymencie konieczne było dostosowanie problemu do danych doświadczalnych. Aby rozwiązać równanie mierzymy więc autokorelację sygnału (poprzez pomiar widma mocy szumu sygnału) oraz odzyskujemy korelacje między sygnałem a kwadraturami poprzez precyzyjne kalibracje wszystkich parametrów układu. W eksperymencie te funkcje przyjmują formę dyskretnych wektorów, a równanie Wienera-Hopfa staje się równaniem macierzowym. W szczególności C_{ii} jest macierzą Toeplitza, co pozwala rozwiązać równanie wydajnie używając algorytmu rekurencyjnego Levinsona-Durbina (użyliśmy implementacji z `scipy.linalg`, funkcja `solve_toeplitz`¹³). Wydajne obliczeniowo rozwiązanie równania okazuje się istotne gdy chcemy przeprowadzić analizę błędów metodą Markov Chain Monte Carlo¹⁴.

W ostatecznym eksperymencie zmierzaliśmy wiele przebiegów czasowych prądu homodynowego, które pozwalają zarówno na wykonanie procedury filtrowania Wienera, oraz na precyzyjne dopasowanie teorii do widm mocy szumu, oczywiście wspomagane wieloma kalibracjami. Zasadniczo odzyskanie samej wariancji nie wymaga aplikowania filtra, a jedynie znalezienia wariancji estymatora zmiennej X jako $\int_0^\infty K_X(t)C_{X_i}(t)dt$. Zastosowałem procedurę globalnego dopasowania wielu widm dla nieco różnych parametrów. Następnie wspomnianą metodą MCMC wariowano parametry (na podstawie kalibracji) i w ten sposób otrzymano niepewność ostatecznego wyniku. Najlepszy wynik na wariancję warunkową wyniósł $V_c = 0.83 \pm 0.02$, co w bardzo dobrą niepewnością pokazało splątanie atomów i membrany.

W skrócie:

Główne osiągnięcie pracy: wygenerowanie stanu splątanego makroskopowego oscylatora mechanicznego i zespołu spinów atomowych

Mój wkład: konstrukcja układu, opracowanie metod kalibracji, opracowanie i analiza danych, modelowanie teoretyczne, pisanie artykułu, rewizje, wkład około 25%

[A3] M. Parniak, I. Galinskiy, T. Zewtler, E. S. Polzik, Optics Express 29, 6935 (2021)

W pracy naszym centralnym celem było zoptymalizowanie szumu lasera tak aby światło tego lasera mogło służyć do chłodzenia laserowej membrany do rekordowych obsadzeń. Szum lasera jest istotnym ograniczeniem w procesie ramanowskiego chłodzenia membrany. Dla idealnego stanu koherentnego fali nośnej, wstęga boczna na częstotliwości rezonansowej membrany jest w stanie próżni. Sam proces chłodzenia polega na przenoszeniu wzbudzeń z membrany do tejże wstęgi bocznej. W przypadku gdy jednak sama wstęga boczna będzie w stanie termicznym, spowodowanym szumem fazowym lasera, transfer wzbudzeń będzie się odbywał w obie strony. W praktyce oznacza to że chłodzenie wciąż działa, lecz tylko do pewnego momentu. Ograniczenie na obsadzenie związane z szumem lasera jest w dużym stopniu niezależne od ograniczeń kwantowych wspomnianych wcześniej (back-action limit), jednak

¹³https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.linalg.solve_toeplitz.html

¹⁴<https://emcee.readthedocs.io/en/stable/>

w szczególności gdy limit kwantowy jest istotnie mniejszy, jak w przypadku wąskiej wnęki ($\kappa \ll \Omega_m$), ograniczenie będzie dane przez:

$$\bar{n} \approx \sqrt{\frac{n_{\text{th}} \gamma_m}{g_0^2} \Omega_m^2 \bar{S}_{\varphi\varphi}(\Omega_m)} \quad (15)$$

Widzimy więc że zależy nam na zmniejszeniu widmowej gęstości szumu fazowego $\bar{S}_{\varphi\varphi}(\Omega_m)$ w szczególności w okolicy częstości rezonansowej Ω_m . Widowa gęstość szumu fazowego jest wprost związana z szumem częstości lasera. Zmniejszanie tego sumu jest to zagadnieniem nieco innym niż bardziej typowe zawężanie linii lasera, gdzie ograniczamy szumy fazowe na małych częstościach, często nawet kosztem wysokich częstości. Biorąc pod uwagę powiązane prace można uznać częstość 1.5 MHz tutaj rozważaną za wysoką.

Źródłem rozważanego tutaj szumu fazowego jest sam charakter pracy lasera. Już Schawlow i Townes pokazali¹⁵, że nawet idealny laser mimo braku szumu amplitudowego posiada szum fazowy, więc i skończoną szerokość linii. W pewnym uproszczeniu limit ten wiąże się z zakazem klonowania stanu fotonów. Użyty przez nas laser Ti:Sa pracy ciągłej ma oczywiście więcej szumu, a przy okazji szum amplitudowy na częstości około 700 kHz związanej z procesem relaksacji-oscytacji. To jednak nie ma znaczenia dla docelowego eksperymentu optomechanicznego.

W pracy użyliśmy 50 m światłowodu aby skonstruować niezbalansowany interferometr Macha-Zhendera. Następnie interferometr powoli ustabilizowaliśmy w połowie prążka. Oba wyjścia interferometru trafiają na detektor różnicowy. Jego sygnał będzie proporcjonalne do różnicy faz związanej z propagacją w obu ramionach, tak że funkcja odpowiedzi w domenie częstości wynosi:

$$G(f) = 1 - e^{-2\pi i \tau f}. \quad (16)$$

Przy pomiar niskich częstości używa się jak najdłuższego światłowodu¹⁶. Tutaj możemy użyć optymalnej długości, tak aby $\tau = f/2$, zapewniającej najlepszą czułość na częstości f która nas interesuje.

Opisanego układu użyliśmy aby skompensować szum lasera. Posiadając wyniki pomiaru szumu na żywo pozostaje zamknąć pętlę sprzężenia zwrotnego. Do kompensacji fazy wybraliśmy nieświatłowodowy, fazowy modulator elektrooptyczny, który jednocześnie pozwala na modulację wiązki z częstością 1.5 MHz oraz transfer potrzebnych 100 mW światła bez istotnych strat. Biorąc pod uwagę charakter odpowiedzi układu pomiarowego na zaburzenia fazy, kontroler proporcjonalny czy też całkowity nie byłby tutaj adekwatnym rozwiązaniem. Użyliśmy więc modulatora I/Q z wewnętrznym wzmocnieniem, który pozwala na modulację z częstością około 1.5 MHz i pewnym zadanym pasmem, z jednoczesnym sterowalnym przesunięciem fazowym między sygnałem mierzonym a wysyłanym na modulator. Ze względu na opóźnienia w przetwarzaniu danych w karcie FPGA pasmo takiego sprzężenia zwrotnego ograniczone było do maksymalnie 300 kHz, jednak co istotne częstość centralną można przeprogramowywać. Sygnał wysyłany na modulator elektrooptyczny w zamkniętej pętli okazuje się być bardzo mały, mocy mniejszej niż -10 dBm, mimo napięcia półfalowego modulatora rzędu 100 V. Pokazuje to precyzję naszej metody oraz jak małe (aczkolwiek istotne) szumy usuwamy.

Ostatecznie zademonstrowaliśmy redukcję szumu lasera o nawet 10 dB w kontekście widmowej gęstości mocy tego szumu. Taka redukcja pozwoli osiągnąć obsadzenia membrany poniżej 0.1 fononu. Nasz układ może znaleźć szczególnie istotne zastosowania w układ pracujących na jeszcze nieco niższych częstościach gdzie szum jest większy. Zaletami rozwiązania są duża wydajność (tzn. tylko 10 mW użyte do pomiaru szumu, a nawet kilkaset mW może być modulowane i używane w eksperymencie), brak wprowadzającego szumu amplitudowego i łatwa przestrajalność.

Dodatkowym wynikiem naszej pracy był pomiar samego szumu samego światłowodu. Naturalnie taki pomiar był możliwy dzięki użyciu jednocześnie dwóch linii opóźniających z dwoma takimi samymi światłowodami. Szum skorelowany pochodzący z lasera podlegał odjęciu, pozostawiając szum śrutowy (którego widmową gęstość mocy łatwo skalibrować) i światłowodów. Okazało się że dotychczasowe pomiary sięgały raczej do jedynie 100 kHz, więc nasz eksperyment dostarczył zupełnie nowych danych (tutaj akurat dla włókna PM780-HP) i pokazał zgodność z modelem teoretycznym zaproponowanym przez L. Duana¹⁷.

¹⁵A. L. Schawlow, C. H. Townes, „Infrared and optical masers,” *Phys. Rev.* **112**, 1940–1949 (1958)

¹⁶D. Li et al., „Efficient laser noise reduction method via actively stabilized optical delay line,” *Optics Express* **25**, 9071–9077 (2017)

¹⁷L. Duan, „General treatment of the thermal noises in optical fibers,” *Phys. Rev. A* **86**, 023817 (2012)

Sam eksperyment wymagał wykonania kilku iteracji aby osiągnąć oczekiwane parametry. Pod nadzorem moim i I. Galinski'ego, magistrant T. Zwettler skonstruował pierwszą wersję niezbalansowanego interferometru i wykazał że może on służyć do zmierzenia szumu fazowego lasera. Wspólnie dokonaliśmy też wstępnych oszacowań szumu samego światłowodu, oceniając że będzie on wystarczająco mały w paśmie w okolicach częstości 1.5 MHz. Osobiście zająłem się przygotowaniem metod akwizycji danych aby precyzyjnie skalibrować układ. Wraz z I. Galinskim zbudowaliśmy dwie ostateczne wersje interferometrów. Aktualnie układ używany jest w dalszych eksperymentach, pozostając praktycznie zawsze aktywowanym podczas pomiarów¹⁸.

W skrócie:

Główne osiągnięcie pracy: redukcja szumu lasera umożliwiająca chłodzenie laserowe oscylatorów mechanicznych do stanu podstawowego (<0.1 resztkowego obsadzenia)

Mój wkład: opracowanie pomysłu, konstrukcja układu, pomiary i analiza danych, pisanie artykułu, rewizje, wkład około 50%

[A4] R. A. Thomas, C. Østfeldt, C. Bærentsen, M. Parniak, E. S. Polzik, Optics Express 29, 23637 (2021)

W pracy naszym celem było opracowanie metody charakteryzacji mapowania pomiędzy atomami a światłem, które to jest niezwykle istotne do ustalania stanu atomów. Jednym z najistotniejszy problemów w pracy [A2] przy ustalaniu granicy splątania jest kalibracja odczytu badanego układu. Ideę tej metody opracowałem wspólnie z R. A. Thomasem. Młodzi doktoranci pracowali nad właściwymi pomiarami i analizą niepewności kalibracyjnych. Osobiście zająłem się natomiast zrozumieniem dodatkowej, szerokopasmowej odpowiedzi atomów, również opisaną w artykule.

Centralna idea zaprezentowana w pracy opiera się na relacji wejścia-wyjścia dla kwadratur światła przechodzącego przez atomy. Jeśli wyjdziemy poza przybliżenia stosowane do tej pory, pojedynczy atom ma sam w sobie już dość złożony Hamiltonian oddziaływania ze światłem, zależny od fundamentalnych własności atomów. Hamiltonian ten daje się uprościć przy kolektywny oddziaływaniu w konkretnej geometrii do:

$$\hat{H}_S/\hbar = \frac{\omega_S}{2}(\hat{x}_S^2 + \hat{p}_S^2) - 2\sqrt{\Gamma_S}(\hat{x}_S\hat{x}_L + \zeta_S\hat{p}_S\hat{p}_L), \quad (17)$$

gdzie ω_S ponownie jest częstością Larmora. Tutaj jednak stałe sprzężenia Γ_S i ζ_S nie są już zadane strukturą samego atomu, ale zależą od ilości, gęstości atomów, napompowania optycznego, geometrii układu, propagacji, czy polaryzacji światła. Potrzebna jest więc eksperymentalna kalibracja, działająca w warunkach podobnych jak właściwy eksperyment (tutaj konkretnie ten opisany w pracy [A2]), dająca głównie stałą sprzężenia Γ_S . Drugą stałą ζ_S traktujemy zwykle jako małą poprawkę do typowego Hamiltonianu QND, i typowo rozważamy ją równą 0 w wielu przypadkach. W artykule co prawda również ją skalibrowaliśmy, jednak w opisyje tutaj skoncentruję się na głównej stałej Γ_S (zwanej również prędkością odczytu stanu atomów - *readout rate*)

Sygnal nazwany CIFAR (*coherently induced Faraday rotation*) jest reprezentacją odpowiedzi atomów na modulację światła, obserwowany w transmitowanym świetle. Sygnal uzyskuje się poprzez detekcję fazoczułą (lock-in), i ze względu na specyfikę eksperymentu interesują nas częstości głównie wokół częstości Larmora. Obliczamy nasz sygnał patrząc na wykrywaną kwadraturę p_L^{det} :

$$\begin{aligned} |\text{CIFAR}|^2 &\equiv \left| p_L^{\text{det}} \right|^2 = \left| p_L^{\text{out}} \cos \phi + x_L^{\text{out}} \sin \phi \right|^2 \\ &= \left| (1 - 2\Gamma_S\zeta_S \left(\frac{\gamma_S}{2} - i\omega_{\text{RF}} \right) \chi_S(\omega_{\text{RF}})) \sin(\theta + \phi) \right. \\ &\quad \left. + \Gamma_S\omega_S\chi_S(\omega_{\text{RF}}) \left[(1 - \zeta_S^2) \cos(\theta - \phi) + (1 + \zeta_S^2) \cos(\theta + \phi) \right] \right|^2 |G|^2. \end{aligned} \quad (18)$$

Sygnal, parametryzowany częstością modulacji/demodulacji ω_{RF} , jest na pierwszy rzut oka dość złożony, i zależy m.in. od podatności oscylatora spinowego (atomów) χ_S oraz kątów modulacji i detekcji θ i ϕ i amplitudy samej modulacji G . Jednak przy sprytnym wyborze kątów modulacji i detekcji, które to możemy ustawić na stałe przy

¹⁸Co ciekawe, ostatecznie okazuje się konieczne zarówno zawężenie linii lasera poprzez stabilizację do wnęki (choć nie z powodów optomechanicznych, a z konieczności stabilizacji do bardzo wąskich wnęk z pracy [A1]) oraz działanie układu z pracy [A3] do redukcji konkretnego szumu.

pomocy interferometrów i/lub płytek falowych, sygnał przyjmuje znacznie prostszą (dodatkowo znormalizowaną) postać:

$$|\text{CIFAR}_0|^2 = 1 + \frac{\Gamma_S^2 - 2\Gamma_S\Delta_{\text{RF}}}{\Delta_{\text{RF}}^2 + (\gamma_{S0}/2)^2}. \quad (19)$$

Minimum i maksimum tego sygnału są rozsunięte w częstościach o właśnie szukaną wartość $\sim \sqrt{\Gamma_S^2 + \gamma_S^2}$ która zbiega do Γ_S dla silnego sprzężenia $\Gamma_S \gg \gamma_S$. Siła sprzężenia może być więc bezpośrednio odczytana z pojedynczego przebiegu detekcji fazoczułej jako to rozsuniecie. W ogólności stosowaliśmy dopasowanie całego modelu do krzywych, jednak takie proste podejście do sygnału jest też niezwykle pomocne. W samej pracy pokazaliśmy szereg takich skanów i precyzyjnie wyznaczyliśmy parametry układu w różnych temperaturach. Zaobserwowaliśmy też po raz pierwszy spójną szerokopasmową odpowiedź modów zmiennych w przestrzeni (czyli praktycznie fal spinowych, tylko tutaj bardzo krótko żyjących ze względu na ruch atomów), które normalnie dodają tzw. szerokopasmowy szum spinowy¹⁹ przyjmujący bardzo różne gęstości widmowe w zależności od charakteru układu.

W skrócie:

Główne osiągnięcie pracy: opracowanie nowej metody kalibracji stanu podstawowego zespołu spinów i mapowania tego stanu na kwadratury światła poprzez kalibrację siły sprzężenia, obserwacja szerokopasmowej spójnej odpowiedzi zespołu atomów na modulację

Mój wkład: opracowanie pomysłu, rozwój metod analizy danych i teorii, wstępne pomiary, pisanie i rewizje artykułu, wkład około 22%

[A5] M. Lipka, M. Parniak, *Optics Letters* 46, 3009 (2021)

W pracy przedstawiliśmy bardzo szybki i niskoszumny przestrzenny detektor fotonów, który został użyty do charakteryzacji skorelowanego stanu światła, który wykazywał nietrywialne korelacje zarówno w przestrzeni jak i częstościach. Charakteryzacja złożonych stanów splątanych, w szczególności wielomodowych tak jak w pracach [A6] i [A7] może być bardzo czasochłonna bez odpowiedniego detektora, stąd nasz wysiłek w opracowanie odpowiedniego narzędzia.

W procesie charakteryzacji stanu kwantowego zasadniczą rolę gra statystyka. Możliwość wielokrotnego powtarzania eksperymentu jest szczególnie ważna, gdy pragniemy zmierzyć stan zależny od zmiennych mogących przyjmować wiele wartości. W omawianym eksperymencie mierzyliśmy prawdopodobieństwo wygenerowania pary fotonów w funkcji kierunku k i częstości ω każdego z nich $|\psi(k, \omega, k', \omega')|^2$. Jeśli pragniemy rozróżnić 50 kierunków i 50 częstości to mamy do zapełnienia 50^4 (ponad 6 milionów) binów w których pragnelibyśmy zebrać statystykę. Skoro para fotonów generowana jest przeciętnie raz na kilka iteracji eksperymentu, tak aby prawdopodobieństwo wygenerowania dwóch par było odpowiednio małe, to potrzebna ogromna liczba powtórzeń eksperymentu możliwa jest do wykonania pod warunkiem, że dysponujemy detektorem który może często powtarzać pomiary. W naszym laboratorium dysponujemy kilkoma unikalnymi kamerami skonstruowanymi z myślą o tym wymaganiu. Kamera użyta w pracach [A6] i [A7] może zbierać do 500 klatek na sekundę, dzięki zastosowaniu najlepszej technologii dostępnej dla nas w czasie jej budowy 10 lat temu. Obecnie zeszedliśmy na niższy poziom i wykorzystaliśmy sensor sCMOS zdolny digitalizować milion linii obrazu na sekundę. Dane z tego sensora (do 28 Gbps) trafiają do specjalnie przygotowanego układu FPGA gdzie zaimplementowaliśmy działający w czasie rzeczywistym algorytm detekcji położenia rozbłysków. Umożliwia to łatwe przesyłanie i zbieranie dużych statystyk.

Opisywany eksperyment miał na celu zbadanie przydatności opracowanego urządzenia w warunkach typowych dla eksperymentów z pojedynczymi fotonami jakie prowadzimy. W tym eksperymencie pary fotonów pochodziły z procesu parametrycznego podziału częstości w kryształach nieliniowych, dzięki czemu układ był nieskomplikowany w budowie oraz opisie teoretycznym. Zbudowaliśmy (efektywnie) dwa spektrometry obrazujące których szczeliny wejściowe były wstawione w dalekim polu względem kryształu a obraz wyjściowy rzutowany był na dwa fragmenty kamery. Eksperyment potwierdził poprawność działania kamery oraz jej przydatność w reżimie detekcji par fotonów. Jednocześnie był to pierwszy pomiar funkcji korelacji kierunkowo-częstotliwościowej dla bifotonów. Taki pomiar jest szczególnie istotnych w rozwijających się badaniach nad stanami hipersplątanymi, w szczególności o wysokiej wymiarowości przestrzeni Hilberta.

¹⁹R. Shaham et al., „Quantum dynamics of collective spin states in a thermal gas,” *Phys. Rev. A* **102**, 012822 (2020)

W ramach prac zaproponowałem i opracowałem ideę eksperymentu, a M. Lipka oprogramował kamerę i wykonał pomiary. Współpracowaliśmy przy konstrukcji układu, analizie danych i pisaniu artykułu.

W skrócie:

Główne osiągnięcie pracy: opracowanie nowej technicznej metody charakteryzacji wielomodowego spletanego światła

Mój wkład: opracowanie pomysłu, rozwój metod analizy danych, pisanie artykułu, rewizje, koordynacja, wkład około 40%

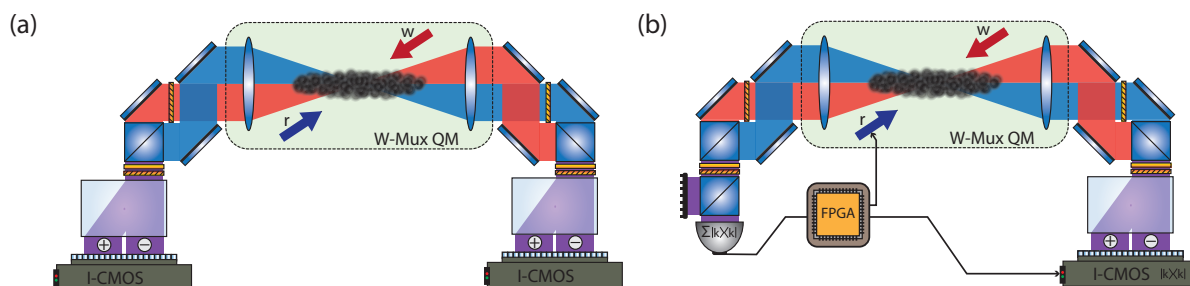
[A6] M. Lipka, M. Mazelanik, A. Leszczyński, W. Wasilewski, M. Parniak, Communications Physics 4, 46 (2021)

W pracy pokazaliśmy generację splecania typu Bella pomiędzy atomami rubidu a wyemitowanymi przez nie fotonami w wielu modach jednocześnie.

Wielomodowa pamięć kwantowa w procesie spontanicznego tzw. zapisu generuje stan splecany który można przetransformować do wielomodowego stanu Bella za pomocą interferometrów. Pamięć początkowo przygotowujemy ze wszystkimi atomami w stanie $|g\rangle$ i następnie poddajemy działaniu impulsu laserowego o dobrze ustalonym wektorze falowym \vec{k} . Impuls laserowy jest odstrojony o kilka szerokości naturalnych od przejścia pobudzającego atomy, może więc zajść spontaniczne rozpraszania Ramana z przeniesieniem atomu do innego stanu. Poprzez dobór polaryzacji impulsy oraz obserwacje fotonów rozproszonych prostopadłej do lasera polaryzacji można ograniczyć się do rozważenia jednego stanu docelowego atomów $|h\rangle$. Rozproszone w tym procesie fotony można obserwować w polu dalekim, w naszym eksperymencie obserwowaliśmy prostokątne pole o boku wielkości ~ 100 mrad obok wiązki wymuszającej. Generowany stan można zapisać jako $\sum_K \hat{a}_{k-K}^\dagger \hat{b}_K^\dagger |0\rangle$ gdzie wektora falowy K numeruje mody wzbudzeń kolektywnych chmury atomowej kreowane operatorem \hat{b}_K^\dagger , natomiast \hat{a}_{k-K}^\dagger kreuje foton o wektorze falowym $k - K$. Po wygenerowaniu opisanego stanu poddajemy foton takiej transformacji, aby łączny stan atomów i fotonów był typu bellowskiego. Podzielmy pole dalekie rozpraszanych fotonów na dwie połowy i nałóżmy je na siebie na polaryzatorze, w taki sposób aby dla wyjściowej polaryzacji poziomej nie nastąpiła zmiana wektorów falowych $\hat{h}_k = \hat{a}_k$ zaś dla pionowej nastąpiło przesunięcie o różnicę między środkami obu połówek łączonych pól $\hat{v}_k = \hat{a}_{k+\kappa}$. Po pewnym czasie fale spinowe \hat{b}_K^\dagger możemy przekonwertować na światło w procesie odczytu używając w naszym przypadku przeciwbieżnego lasera prawie dostrojonego do przejścia od stanu $|h\rangle$. Proces odczytu to podziałanie operatorem wymiany typu $H_R \propto \sum_K \hat{a}_{-k+K}^\dagger \hat{b}_K + \text{h.c.}$ Odczytane fotony poddajemy zupełnie takiemu samemu podziałowi względem kierunku na dwa obszary i połączeniu na polaryzatorze, jak fotony powstałe w procesie zapisu. Wobec tego łączny stan fotonów wygenerowanych w procesie zapisu i fotonów odczytanych przyjmuje postać $\sum_k |1_{hk}1_{h'-k}\rangle + |1_{vk}1_{v'-k}\rangle$. Innymi słowy dla każdego kierunku k fali wychodzącej z pierwszego polaryzatora-kombinatora i sprzężonego z nim kierunku $-k$ fali wychodzącej uzyskujemy stan Bella na którym możemy dokonać pomiarów korelacji polaryzacyjnych.

W eksperymencie pomiar korelacji polaryzacyjnych następuje podobnie jak zawsze to znaczy używamy płytek falowych aby wykonać obrót sfery polaryzacji w ramieniu zapisu oraz innych płytek aby dokonać obrotu w ramieniu odczytu, a następnie w każdym z tych ramion używamy polaryzatora-analizatora oraz detektora. Ten ostatni element jest odmienny niż w typowych eksperymentach detektorem jest bowiem kamera ze wzmacniaczem obrazu, rejestrująca położenia fotonów w polu dalekim. Oba porty wyjściowe oby analizatorów kierujemy na cztery osobne obszary na kamerze.

Stosunkowo najbardziej złożonym zagadaniem eksperymentalnym jest poprawne ustawienie układu aby realizował podane wyżej transformacje z założonymi fazami, to znaczy nie wprowadzał różnych opóźnień fazowych dla różnych możliwych dróg fotonów, szczególnie aby zlikwidować albo przynajmniej zmierzyć zależność opóźnienia fazowego pomiędzy składnikami superpozycji bellowskiej od kierunku. W celu rozwiązania tego problemu opracowaliśmy następującą oryginalną metodę. Pamięć, po czyszczeniu, poddawana jest operacji wymuszonego zapisu, to znaczy działamy operatorem $H_W \propto \sum_K \hat{a}_{k-K}^\dagger \hat{b}_K^\dagger + \text{h.c.}$ przy obecności słabego światła laserowego o częstości ściśle odpowiadające częstości fotonów które de facto emitują się spontanicznie. Część światła jest wzmacniana i jednocześnie kreowane są fale spinowe o kontrolowanych wektorach falowych oraz relacjach fazowych. Proces można porównać do zasiewu optycznego oscylatora parametrycznego. Słabe światło przygotowujemy w układzie dwóch szeregowych interferometrów Macha-Zhendera które umożliwiają populację szerokiego fragmentu pola h oraz pola v . Lustra zawracające interferometrów łączą znajdują się w przeciwległych ogniskach soczewki wstawionej między interferometrami. Dzięki temu skrzywienie lustro pierwszego interferometru kontroluje przesunięcie wiązek, zaś skrzywienie drugiego kontroluje względne przesunięcie o wektor κ równy przesunięciu między polami. Część słabego światła przechodzi przez pamięć bez absorpcji, podlega kombinacji na polaryzatorze-kombinatorze i dalej



Rysunek 4 Uproszczone porównanie sposobów użycia pamięci kwantowej (W-Mux QM, czyli *wavevector multiplexed quantum memory*) w układach detekcji w pracach [A6] (a), oraz [A7] (b). Warto nadmienić że w pracy (a) fotony są kierowane tak że padają na cztery różne fragmenty sensora I-sCMOS. Rysunek na podstawie [A7].

przez przechodzi przez zespół płytek i analizator identycznie jak pojedyncze fotony. Zaabsorbowane światło jest przechowywane i chwile później odczytywane wstecznie i próbkuje drogę i układ pomiarowy odczytu. Pamięć kwantowa jest w takiej kalibracji wykorzystana w reżimie makroskopowym, gdzie mody o poszczególnych wektorach falowych są obsadzone ze znaczną amplitudą. Jednakże relacje fazowe pozostają te same, można je szybko zmierzyć, skalibrować i poprawić układ optyczny. Do sprawnego ustawienia ogromną pomoc stanowi możliwość przesuwania wiązek próbnych w polu bliskim opisana wyżej, przesunięcie w polu bliskim generuje prążki na kamery. Ustawiać prążki odpowiednio gęste (kilkanaście na obserwowanym obrazie) możemy odzyskać ich fazę poprzez użycie transformacji Hilberta i najszybciej sprawdzić pełną zgodność gęstości prążków w ramieniu zapisu i odczytu, świadcząca o braku zależności opóźnienia fazowego od wektora falowego. Następnie przestawiamy układ generowania wiązki próbnej na fale płaskie i sprawdzamy że, fale rozsunięte o κ są na siebie nakładane w obu torach optycznych. W praktyce przygotowaliśmy do tego odpowiednie oprogramowanie analizy obrazu z kamer w czasie rzeczywistym.

Wykonywane pomiary nakierowaliśmy na obliczenie mapy kombinacji CHSH w funkcji kierunku k . W miarę wydłużania czasu przechowania fal spinowych w pamięci wartość tej kombinacji nieuchronnie maleje. Jako czas życia splątania przyjmujemy dla uproszczenia czas dla którego kombinacja CHSH spada do wartości 2, a osiągał on ponad $50 \mu\text{s}$.

Jednym z dodatkowych istotnych osiągnięć pracy jest opracowanie w pełni zgodnego i efektywnego fenomenologicznego modelu szumu w pamięci.

W eksperymencie A. Leszczyński i M. Mazelanik pracowali głównie nad układem eksperymentalnym przy wsparciu W. Wasilewskiego, a M. Lipka nad analizą danych. Osobiście koordynowałem prace i zajmowałem się opracowaniem teorii i pisanem manuskryptu, wspólnie z M. Lipką i M. Mazelanikiem. Pracowałem też nad częścią konstrukcji układu.

W skrócie:

Główne osiągnięcie pracy: opracowanie i demonstracja metody generowania wielu stanów splątanych fotonów równolegle

Mój wkład: opracowanie pomysłu, konstrukcja układu, rozwój metod analizy danych, pisanie artykułu, rewizje, koordynacja, wkład około 22%

[A7] M. Mazelanik, A. Leszczyński, M. Lipka, W. Wasilewski, M. Parniak, *Quantum* 5, 493 (2021)

W pracy zademonstrowaliśmy możliwość wykonania warunkowego odczytu z pamięci i uzyskania stanu splątanego. Punktem wyjścia był układ eksperymentalny z pracy [A6] z modyfikacjami które streszcza rysunek 4. W ramieniu zapisu wstawiliśmy jako detektor fotodiode lavinową sprzęgniętą światłowodem wielomodowym, która dawała informacje o wystąpieniu oraz polaryzacji fotonu natomiast nie o jego kierunku k . Po przygotowaniu zimnej chmury atomów dokonywaliśmy wielu prób spontanicznego zapisania pary foton-fala spinowa w pamięci. Ze względu na 50% sprawność detektora, około 50% straty filtrów zatrzymujących niewłaściwe fotony, oraz naturalną stochastyczność procesu, potrzeba kilku prób aby zarejestrować foton zapisu. Po każdej nieudanej próbie pamięć jest czyszczona pompowaniem optycznym. Zanim chmura atomów opadnie poniżej osi wiązek laserowych i poszerzy się termicznie w próżni, można podjąć około tuzina prób generacji stanu. Udaną próbę oznajmia sygnał z

detektora który nachodzi z kilkunasto-nanosekundowym opóźnieniem. Po tym sygnale, i tylko po nim, specjalnie przygotowany układ FPGA przełącza sekwencje impulsów w tryb odczytu. Minimalne opóźnienie jakie jesteśmy w takim trybie pracy uzyskać pomiędzy zapisem a odczytem wynosi około 500 ns i jest ograniczone poprzez szybkość wykorzystywanych przez nas do generowania impulsów modulatorów akustooptycznych. Odczytany foton pada, zależnie od polaryzacji, na jeden z dwóch obszarów kamery gdzie rejestrowany jest jego wektor falowy. Aby zmierzyć wartość kombinacji CHSH specjalnie wprowadziliśmy w tym układzie kontrolowany gradient fazy w funkcji kierunku emisji. Dzięki temu powtarzanie eksperymentu bez zmiany ustawień analizatorów prowadzi do powstania obrazu prażkowego i odzyskanie wartości kombinacji CHSH wymaga (tylko) dwóch nastaw analizatora w ramieniu zapisu.

Przy pewnej modyfikacji samej nierówności okazuje się jednak, co pokazaliśmy w pracy, że wystarczy tylko jeden obraz aby dowieść splątania - oczywiście przy założeniu że w każdym kierunku generowane są poprawne, takie same kopie stanu. W tym przypadku definiujemy parametr Bella formułą Freedmana-Clausera²⁰ adekwatnie zmodyfikowaną, co doładniej opisaliśmy w pracy.

Sama praca łączy zagadnienie nierówności Bella z drugim ciekawym efektem kwantowym znanym jako *ghost imaging*. W typowym eksperymencie *ghost imaging* w ramieniu jednego ze skorelowanych fotonów wstawiamy detektor z rozdzielczością przestrzenną, a w ramieniu drugiego obiekt i detektor zbiorczy. Badając korelacje możemy odzyskać obraz. W naszym eksperymencie dzięki użyciu operacji warunkowych obraz taki otrzymujemy bezpośrednio. Mogłby to być dowolny obraz, amplitudowy i fazowy. W naszym przypadku używamy holograficznych wzorów które, w pewnym sensie przy okazji, pozwalają pokazać łamanie nierówności typu bellowskiego. Jedyna wcześniejsza demonstracja²¹ podobnego schematu używała bardzo skomplikowanej linii opóźniającej obrazu - nasza pamięć kwantowa jest tutaj jednak znacznie bardziej efektywnym i naturalnym narzędziem.

Zasadniczym osiągnięciem opisywanego eksperymentu jest więc przetestowanie możliwości wykonywania na naszej pamięci operacji warunkowanych wynikami pomiarów z opóźnieniem znacznie mniejszym niż czas życia stanu w pamięci.

Podczas prac większość pomiarów wykonał M. Mazelanik, przy wsparciu M. Lipki i A. Leszczyńskiego. Opracowałem pomysł i plan eksperymentu, a następnie współpracowałem ściśle z M. Mazelanikiem przy pomiarach (w szczególności ulepszeniach układu FPGA do implementacji operacji warunkowych) i analizie danych, a następnie przy pisaniu artykułu i opracowaniu teorii.

W skrócie:

Główne osiągnięcie pracy: demonstracja splątania Bella między fotonami a pamięcią kwantową w czasie rzeczywistym

Mój wkład: opracowanie pomysłu, konstrukcja układu, rozwój metod analizy danych, pisanie artykułu, rewizje, koordynacja, wkład około 22%

[A8] M. Lipka, M. Mazelanik, M. Parniak, *New Journal of Physics* 23, 053012 (2021)

W pracy dokonaliśmy analizy teoretycznej możliwości wykorzystania opisanego wyżej generatora stanów w kwantowym regeneratorsie sygnału (quantum repeater) służącym do wygenerowania splątania na dużych odległościach. Rozsyłania splątania światłowodem na dużą odległość udaje się jedynie gdy oba fotony z pary dotrą do celu, co jest wykładniczo coraz trudniejsze wraz z odległością - udaje się raz na $\exp(L/\Lambda)$ prób - gdzie Λ jest rzędu 10 km w światłowodzie telekomunikacyjnym. W najlepiej znanym protokole DLCZ²² opiera się to na wytworzeniu splątania w pamięci kwantowej (mógłby to być stan Bella, jak jeden mod w A5) oraz wymianie splątania pomiędzy sąsiednimi pamięciami kwantowymi odległymi o około Λ , następnie na odległość 2Λ , 4Λ itd. wg schematu drzewiastego aż do wytworzenia splątania na pełnej odległości. Ponieważ po każdej wymianie splątania wiadomo, czy zakończyła się powodzeniem, a w wypadku niepowodzenia, protokół wymiany należy powtórzyć jedynie na fragmencie łącza obejmującym nieudany przypadek. Ponieważ fragmenty te są statystycznie krótsze niż pełna odległość komunikacji, wynikowe skalowanie z odległością jest bardziej efektywne niż wykładnicze. Można się zastanawiać, czy modyfikacja schematu regeneratorsa w którym używamy na początku pamięci z pracy [A5], czyli mamy do dyspozycji na starcie nie jedną parę na kilka prób, lecz średnio wiele par bellowskich, skutkowałaby przyspieszeniem?

²⁰S. J. Freedman, J. F. Clauser, „Experimental Test of Local Hidden-Variable Theories,” *Physical Review Letters* 28, 938 (1972)

²¹P.-A. Moreau, „Imaging Bell-type nonlocal behavior”, *Science Advances* 5, aaw2563 (2019)

²²L.-M. Duan et al., „Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics”, *Nature* 414, 413-418 (2001)

W omawianej pracy zaproponowaliśmy i przeanalizowaliśmy konkretny protokół i pokazaliśmy, że obserwowane jest przyspieszenie. Protokół składa się z dwóch typowych etapów, generowania splątania i łączenia (wymiany) splątania. Podczas generowania splątania staraliśmy się wygenerować splątanie pomiędzy odległymi wielomodowymi pamięciami kwantowymi. Zaproponowaliśmy użycie kanału wielomodowego, który umożliwia fotonom o wszystkich wektorach falowych podróż do stacji pośredniej. W stacji fotony są interferowane w celu zwiastowania generacji dwóch stanów Bella między dwoma (tymi samymi) modami obu pamięci. Ponieważ używamy M modów, możemy zwiastować generację splątania dwóch dowolnych par modów kątowych pamięci (po jednym modzie w parze z każdej pamięci). Stąd istnieje rzędu $\mathcal{O}(M^2)$ możliwych opcji, co może uczynić ten krok kwazi-deterministycznym. Oznacza to, że możemy utrzymać małą szybkość generacji (a więc i dobrą czystość fotonów) na mod, ale prawie zawsze uzyskać podwójny splątany stan dwóch pamięci. Późniejsza wymiana splątania z kolejnymi węzłami sieci wymaga odpowiedniego przekierowania fotonów. Przekierowanie odbywa się za pomocą dwóch przełączników (np. w postaci modulatorów akustooptycznych) kierujących odczytywane fotony zawsze w ten sam wcześniej wybrany mod. Zasada zachowania pędu wymusza wówczas skierowanie odczytanego fotonu w pożądanym kierunku. Ponieważ pomiędzy procesem zapisu i odczytu jest wystarczająco dużo czasu na sterowanie impulsami laserowymi, co wykazaliśmy w pracy [A7], taka procedura jest możliwa do wykonania. Przy takiej kontroli przyspieszenie może skalować się nie liniowo (trywialnie), ale kwadratowo z liczbą użytych modów pamięci kwantowej.

Prezentowana praca zawiera szczegółowe opisy działania protokołu, a także analizę jego wydajności i porównanie z kilkoma innymi podejściami. W ramach prac opracowaliśmy ideę oryginalnie wspólnie z M. Mazelanikiem, a następnie większą część rozwoju teorii wykonał M. Lipka. Wspólnie przygotowaliśmy artykuł.

W skrócie:

Główne osiągnięcie pracy: propozycja i analiza protokołu dystrybucji splątania który używa generatora zademontowanego w [A6]

Mój wkład: opracowanie pomysłu, analiza teoretyczna, pisanie artykułu, rewizje, koordynacja, wkład około 30%

Wpływ i wyróżnienia

Artykuł [A2] został wyróżniony przez edytorów sporządzeniem notatki typu “News&Views” opublikowanej w tym samym numerze Nature Physics: <https://www.nature.com/articles/s41567-020-1020-8>. Podobnie artykuł [A7] został wyróżniony przez edytorów notatką “Perspective” w rubryce “Quantum Views”: <https://quantum-journal.org/views/qv-2021-08-26-58/>. Artykuł [A5] został również wyróżniony na stronie głównej Communications Physics wraz z zamieszczonym zdjęciem pułapki magnetoptycznej z naszego laboratorium.

Prace [A1-A8] zostały zacytowane wg. Web of Science łącznie 39 razy. Liczba ta nie uwzględnia dodatkowych około 50 cytowań pochodzących z niedawno opublikowanych preprintów, które wykazuje Google Scholar. Ze względu na charakter prac, otrzymały one dość zróżnicowane liczby cytowań, w szczególności najlepiej cytowane prace [A1] i [A2] są referowane przez artykuły w m.in. Science^{23,24}. Pozostałe prace w większości otrzymały pierwsze cytowania z nowych publikacji i preprintów^{25,26,27,28}, w tym również z mojej grupy ze względu na naturalną przydatność w dalszych badaniach²⁹.

Wyniki związane z osiągnięciem były przedstawiane przeze mnie na konferencjach międzynarodowych. Wyniki prac [A1-A4] przedstawiałem na konferencji Quantum Optics X w Toruniu w ramach referatu zaproszonego. Wstępne wyniki z prac [A6-A8] (jeszcze przed ich opublikowaniem) przedstawiałem częściowo na konferencji Quantum Speedup (online) w 2020. Wyniki prac [A5-A7] przedstawiałem w szerszym kontekście na konferencji DAMOP w 2021 (online) oraz w formie posteru na konferencji EQTC 2021 (online). Wyniki pracy [A2] przedstawiałem

²³L. Mercier de Lépinay, „Quantum mechanics–free subsystem with mechanical oscillators”, Science 372, 625-629 (2021)

²⁴S. Kotler et al., „Direct observation of deterministic macroscopic entanglement”, Science 372, 622-625 (2021)

²⁵V. Semenenko et al., „Entanglement generation in a quantum network with finite quantum memory lifetime featured”, AVS Quantum Science 4, 012002 (2022)

²⁶S. Wang et al., „Long-lived and multiplexed atom-photon entanglement interface with feed-forward-controlled readouts”, Communications Physics 4, 168 (2021)

²⁷M. Wang et al., „Generation of highly retrievable atom photon entanglement with a millisecond lifetime via a spatially multiplexed cavity”, arXiv:2204.05794 (2022)

²⁸L. Zhang et al., „Modeling and optimization of an unbalanced delay interferometer based OPLL system”, Optics Express 30, 1994-2005 (2022)

²⁹Na przykład metodą opracowaną w pracy [A5] użyliśmy w nieco innym kontekście w pracy [C4] (M. Lipka, M. Parniak, Phys. Rev. Lett. 127, 163601 (2021))

w formie posteru online na Hot Atoms Workshop w 2021. Wyniki z prac [A1, A2, A3, A6] przedstawiałem również na Seminarium Optycznym w Warszawie w 2022, oraz (wtedy wstępne wyniki) na seminarium NCBJ w 2020 (online). Podobnie, wyniki przedstawiałem też na seminariach z Kwantowej Informacji w Warszawie w 2020 (praca [A2]) i 2022 (głównie prace [A1] i [A3]), oraz na seminarium optyki w Ołomuńcu (2022).

Warto wreszcie nadmienić, że przedstawione badania wiążą się też z innymi badaniami prowadzonymi w Polsce, w szczególności od strony teoretycznej w zakresie optomechaniki w Poznaniu³⁰, od strony teoretycznej w zakresie pamięci kwantowych w Toruniu³¹ jak i od strony doświadczalnej w zakresie komunikacji kwantowej³² i prac z wnękami wysokiej dobroci³³, od strony teoretycznej w zakresie splątania w Gdańsku³⁴, od strony doświadczalnej w zakresie wykorzystania spinów atomów np. do magnetometrii w Krakowie³⁵, oraz od strony szeroko pojętej metrologii kwantowej i precyzyjnych pomiarów³⁶, co oczywiście i tak nie jest kompletną listą.

V. INFORMACJA O WYKAZYWANIU SIĘ ISTOTNĄ AKTYWNOŚCIĄ NAUKOWĄ ALBO ARTYSTYCZNĄ REALIZOWANĄ W WIĘCEJ NIŻ JEDNEJ UCZELNI, INSTYTUCJI NAUKOWEJ LUB INSTYTUCJI KULTURY, W SZCZEGÓLNOŚCI ZAGRANICZNEJ.

Pracę naukową rozpocząłem podczas studiów licencjackich, zajmując się badaniem dyfuzji spolaryzowanych spinowo atomów Rb [B1]. Pomiędzy licencjatem a studiami magisterskimi odbyłem trzymiesięczny staż w ICFO pod Barceloną. Podczas studiów magisterskich zająłem się opracowaniem interfejsu światło-atomy opartego o procesy mieszania czterech fal, które zawierały wyższe stany wzbudzone (np. 5D) atomów Rb w komórkach próżniowych [B2, B3, B5, B6, B7]. W oddzielnym projekcie pracowałem nad teorią opisującą konkurujące procesy mieszania fal podczas propagacji światła w rozpraszaniu Ramana [B4]. Studia doktorancie kontynuowałem w tej samej tematyce, m.in. dzięki projektowi w ramach programu Diamentowy Grant. W ramach doktoratu wraz z zespołem skonstruowałem pułapkę magnetoopieczną, która pozwoliła na uzyskanie wyników wysokiej jakości, w kontekście generowanych korelacji światło-atomy. Na pracę doktorską składały się przede wszystkim prace [B10], [B11], [B15], [B16] i [C1]. Prace te dotyczyły samych podstaw działania zimnoatomowej pamięci kwantowej [B10], manipulacji zapisanych w niej fal spinowych [B11, B15, B16] oraz realizacji interfejsu czterofotonowego (wcześniej badanego w atomach w komórkach) w reżimie kwantowym [C1]. Pozostałe wyniki, które nie stanowiły części rozprawy to badania nad splątaniem typu EPR w kontekście położeń i pędów fotonu w przestrzeni rzeczywistej [B8, B13], prace techniczne dotyczące laserów i detektorów [B9, B12], praca dotycząca soczewkowania fal spinowych w pamięci kwantowej [B17] oraz badania nad obrazowaniem nadrozdzielczym gdzie współpracowałem z teoretykami (prof. Konradem Banaszkim i dr. hab. Rafałem Demkowiczem-Dobrzańskim, prof. ucz.) nad implementacją nowego protokołu [B14].

Moja działalność naukowa po doktoracie początkowo skupiała się na przedstawionym w pkt. 4. cyklu prac [A1-A8]. Prace [A1-A4] w całości wykonane były podczas stażu w NBI na Uniwersytecie Kopenhaskim. Pozostałe prace po doktoracie dotyczyły obrazowania nadrozdzielczego w podejściu teoretycznym [C2] i obrazowania w dziedzinie czasu-częstości przy pomocy pamięci kwantowej [C3]. Od 2020 roku objąłem rolę lidera grupy w projekcie Quantum Optical Technologies, w ramach którego zająłem się między innymi wynikami opublikowanymi w pracach [A4-A8], oraz rozwojem nowych metod spektroskopii kwantowej, w tym przy pomocy efektu Hong-Ou-Mandla [C4] oraz spektroskopii nadrozdzielczej w ramach protokołu zaimplementowanego w pamięci kwantowej [C5]. W jednej z najnowszych prace w ścisłej współpracy z teoretykami (z grupą dr. hab. Rafałem Demkowicza-Dobrzańskiego, prof. ucz. oraz dr. hab. Alexandra Streltsova) badaliśmy rolę spójności kwantowej (quantum coherence) w interferometrii wielomodowej [C6].

³⁰Y. Li et al., „Vector optomechanical entanglement”, *Nanophotonics* **11**, 67-77 (2021)

³¹A. Raczyński, J. Zaremba, S. Zielińska-Raczyńska, „Beam splitting and Hong-Ou-Mandel interference for stored light,” *Phys. Rev. A* **75**, 013810 (2007)

³²K. Sędziak et al., „Reducing detection noise of a photon pair in a dispersive medium by controlling its spectral entanglement”, *Optica* **4**, 84-89 (2017)

³³K. Bielska et al., „Frequency-based dispersion Lamb-dip spectroscopy in a high finesse optical cavity”, *Optics Express* **29**, 39449-39460 (2021)

³⁴R. Horodecki et al., „Quantum entanglement”, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 865 (2009)

³⁵W. Chalupczak et al., „Room temperature femtoTesla radio-frequency atomic magnetometer”, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 242401 (2012)

³⁶R. Demkowicz-Dobrzański et al., „Fundamental quantum interferometry bound for the squeezed-light-enhanced gravitational-wave detector GEO600”, *Phys. Rev. A* **88**, 041802(R) (2013)

Aktualne prace (na chwilę obecną dostępne w formie preprintów) dotyczą natomiast m.in. detekcji mikrofal przy pomocy atomów rydbergowskich [D1] i charakteryzacji ultrakrótkich impulsów nowymi metodami, działającymi w reżimie kwantowym [D2] (we współpracy z dr. Nicolasem Fabre z Universidad Complutense de Madrid). Pracuje również nad rozwojem metod opartych na oddziałujących falach spinowych i polarytonach, m.in. we współpracy z dr. hab. Krzysztofem Jachymskim i dr. Rafałem Ołdziejewskim.

Podsumowując, działałem naukowo głównie na Uniwersytecie Warszawskim - w tym na Wydziale Fizyki jako student/doktorant oraz w Centrum Nowych Technologii jako adiunkt od 2021 roku, oraz w Instytucie Niels Bohra w Danii od grudnia 2018 (do 2020 w pełnym zaangażowaniu czasowym, a potem częściowym). Odbyłem też krótki staż w ICFO w Hiszpanii w 2013.

W poniższych listach zawarłem informacje odnośnie publikacji, wyróżnień, nagród, recenzji, stypendiów i patentów/wniosków patentowych.

Pełna lista prac dostępna jest też w ORCID <https://orcid.org/0000-0002-6849-4671>.

Publikacje opublikowane przed uzyskaniem stopnia doktora

- [B1] **M. Parniak**, W. Wasilewski, "Direct observation of atomic diffusion in warm rubidium ensembles", *Applied Physics B* **116**, 415 (2014)
- [B2] M. Dąbrowski, **M. Parniak**, D. Pęczak, R. Chrapkiewicz, W. Wasilewski, "Spontaneous and parametric processes in warm rubidium vapours", *Latvian Journal of Physics and Technical Sciences* **51**, 21-34 (2014)
- [B3] **M. Parniak**, W. Wasilewski, "Interference and nonlinear properties of four-wave-mixing resonances in thermal vapor: Analytical results and experimental verification", *Physical Review A* **91**, 023418 (2015)
- [B4] **M. Parniak**, D. Pęczak, W. Wasilewski, "Multimode Raman light-atom interface in warm atomic ensemble as multiple three-mode quantum operations", *Journal of Modern Optics* **63**, 2039 (2016)
- [B5] **M. Parniak**, A. Leszczynski, W. Wasilewski, "Magneto-optical polarization rotation in a ladder-type atomic system for tunable offset locking", *Applied Physics Letters* **108**, 161103 (2016)
- [B6] **M. Parniak**, A. Leszczynski, W. Wasilewski, "Coupling of four-wave mixing and Raman scattering by ground-state atomic coherence", *Physical Review A* **93**, 053821 (2016)
- [B7] A. Leszczynski, **M. Parniak**, W. Wasilewski, "Phase matching alters spatial multiphoton processes in dense atomic ensembles", *Optics Express* **25**, 284 (2017)
- [B8] M. Dąbrowski, **M. Parniak**, W. Wasilewski, "Einstein-Podolsky-Rosen paradox in a hybrid bipartite system", *Optica* **4**, 272 (2017)
- [B9] M. Lipka, **M. Parniak**, W. Wasilewski, "Optical Frequency Locked Loop for long-term stabilization of broad-line DFB lasers frequency difference", *Applied Physics B* **123**, 238 (2017)
- [B10] **M. Parniak**, M. Dąbrowski, M. Mazelanik, A. Leszczynski, M. Lipka, W. Wasilewski, "Wavevector-multiplexed quantum memory via spatially-resolved single-photon detection", *Nature Communications* **8**, 2140 (2017)
- [B11] A. Leszczynski, M. Mazelanik, M. Lipka, **M. Parniak**, M. Dąbrowski, W. Wasilewski, "Spatially-resolved control of fictitious magnetic fields in a cold atomic ensemble", *Optics Letters* **43**, 1147 (2018)
- [B12] M. Lipka, **M. Parniak**, W. Wasilewski, "Microchannel plate cross-talk mitigation for spatial autocorrelation measurements", *Applied Physics Letters* **112**, 211105 (2018)
- [B13] M. Dąbrowski, M. Mazelanik, **M. Parniak**, A. Leszczyński, M. Lipka, W. Wasilewski, "Certification of high-dimensional entanglement and Einstein-Podolsky-Rosen steering with cold atomic quantum memory", *Physical Review A* **98**, 042126 (2018)
- [B14] **M. Parniak**, S. Borówka, K. Boroszko, W. Wasilewski, K. Banaszek, R. Demkowicz-Dobrzanski, "Beating the Rayleigh limit using two-photon interference", *Physical Review Letters* **121**, 250503 (2018)

- [B15] **M. Parniak**, M. Mazelanik, A. Leszczyński, M. Lipka, M. Dąbrowski, W. Wasilewski, "Quantum Optics of Spin Waves Through Ac-Stark Modulation", *Physical Review Letters* **122**, 063604 (2019)
- [B16] M. Mazelanik, **M. Parniak**, A. Leszczyński, M. Lipka, W. Wasilewski, "Coherent spin-wave processor of stored optical pulses", *npj Quantum Information* **5**, 22 (2019)
- [B17] M. Lipka, A. Leszczyński, M. Mazelanik, **M. Parniak**, W. Wasilewski, "Spatial spin-wave modulator for quantum memory assisted adaptive measurements", *Physical Review Applied* **11**, 034039 (2019)

Jedna z prac [C1] będących częścią doktoratu została opublikowana już po uzyskaniu stopnia doktora.

Publikacje opublikowane po uzyskaniu stopnia doktora, niebędące częścią osiągnięcia o którym mowa w pkt 4.

- [C1] M. Mazelanik, A. Leszczyński, M. Lipka, W. Wasilewski, **M. Parniak**, "Superradiant parametric conversion of spin waves", *Physical Review A* **100** (5), 053850 (2019)
- [C2] Y. L. Len, C. Datta, **M. Parniak**, K. Banaszek, "Resolution limits of spatial mode demultiplexing with noisy detection", *International Journal of Quantum Information* **18** (01), 1941015 (2020)
- [C3] M. Mazelanik, A. Leszczyński, M. Lipka, **M. Parniak**, W. Wasilewski, "Temporal imaging for ultra-narrowband few-photon states of light", *Optica* **7**(3), 203-208 (2020)
- [C4] M. Lipka, **M. Parniak**, "Single-photon hologram of a zero-area pulse", *Physical Review Letters* **127** (16), 163601 (2021)
- [C5] M. Mazelanik, A. Leszczyński, **M. Parniak**, "Optical-domain spectral super-resolution via a quantum-memory-based time-frequency processor", *Nature Communications* **13**, 691 (2022)
- [C6] F. Albarelli, M. Mazelanik, M. Lipka, A. Streltsov, **M. Parniak**, R. Demkowicz-Dobrzański, „Quantum asymmetry and noisy multi-mode interferometry”, *Physical Review Letters* **128**, 240504 (2022)

Publikacje w trakcie recenzji (preprinty)

- [D1] S. Borówka, U. Pylypenko, M. Mazelanik, **M. Parniak**, „Sensitivity of Rydberg-atom receiver to frequency and amplitude modulation of microwaves”, arXiv:2206.11829 (2022)
- [D2] S. Kurzyna, M. Jastrzębski, N. Fabre, W. Wasilewski, M. Lipka, **M. Parniak**, „Variable electro-optic shearing interferometry for ultrafast single-photon-level pulse characterization”, arXiv:2207.14049 (2022)

Wyróżnienia

Niektóre z prac z list B i C również zostały wyróżnione przy okazji publikacji. Artykuł [B8] został wyróżniony w Optics&Photonics News: https://www.optica-opn.org/home/newsroom/2017/march/one_photon_a_trillion_atoms/. Artykuł [B15] został wyróżniony na okładce numeru Physical Review Letters (<https://journals.aps.org/prl/issues/122/6>). Artykuł [C5] został wyróżniony w kolekcji "Focus: Optics and photonics" Nature Communications (<https://www.nature.com/collections/eabghdjbcd>).

Recenzje

- Od roku 2016 działam jako recenzent w pismach naukowych. Recenzowałem łącznie blisko 40 manuskryptów dla pism: Physical Review A, Physical Review Letters, Physical Review Research, PRX Quantum, Optica, Optics Express, Optics Letters, Applied Optics, OSA Continuum, npj Quantum Information, Scientific Reports, Communications Physics, EPJ Plus, New Journal of Physics, Japanese Journal of Applied Physics, Acta Physica Polonica A
- W 2022 przygotowałem recenzję wniosku grantowego dla Fulbright Polska

Patenty i wnioski patentowe

- Jestem współautorem patentu w UPRP nr. PAT.235172 pt. „Sposób kalibracji wzmacniacza obrazu w celu redukcji sygnałów przesłuchu na wejściu do układu mikrokanalikowego oraz zestaw do kalibracji wzmacniacza obrazu”; autorzy: M. Lipka, W. Wasilewski, M. Mazelanik, **M. Parniak-Niedojadło**;
- Jestem współautorem patentu w UPRP przyznanego (pod warunkiem płatności) na podstawie wniosku nr. P.434142 w UPRP pt. „Układ do generowania splecionych polaryzacyjnie par fotonów wielomodowej pamięci kwantowej do regeneracji sygnału kwantowego na odległość”, oraz powiązanego międzynarodowego wniosku patentowego nr. WO2021245529 pt. “System for generating entangled photon pairs of multimode quantum memory for regeneration of a quantum signal at a distance, a method for generating entangled photon pairs of multimode quantum memory for regeneration of a quantum signal at a long distance”; autorzy: W. Wasilewski, M. Lipka, M. Mazelanik, **M. Parniak-Niedojadło**, K. Zdanowski, A. Ostasiuk, A. Leszczyński;
- Jestem współautorem wniosku patentowego w UPRP nr. P.441074 pt. „System and method of characterization of very weak femtosecond pulses at the single-photon level by second-order interferometry in a configuration with a temporal and a spatial modulator”; autorzy: W. Wasilewski, M. Lipka, **M. Parniak-Niedojadło**, M. Jastrzębski, S. Kurzyńska;

Nagrody i stypendia

- Stypendium START z Fundacji Na Rzecz Nauki Polskiej, przyznane z wyróżnieniem (2019)
- Stypendium Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego dla najlepszych doktorantów w roku akademickim 2018/2019
- Nagroda Polskiego Towarzystwa Fizycznego (PTF) im. Arkadiusza Piekary za najlepszą pracę magisterską w 2015³⁷
- Nagroda Krajowego Centrum Informatyki Kwantowej (KCIK) za najlepszą pracę doktorską w 2019³⁸
- Nagroda im. Franka Wilczka (II edycja, 2022), za „opracowywanie nowych platform eksperymentalnych dla badań i technologii kwantowych oraz ich wykorzystanie do demonstracji najnowszych zjawisk i protokołów kwantowych”³⁹

VI. INFORMACJA O OSIĄGNIĘCIACH DYDAKTYCZNYCH, ORGANIZACYJNYCH ORAZ POPULARYZUJĄCYCH NAUKĘ LUB SZTUKĘ.

Dydaktyka (zajęcia)

1. Zajęcia z Indywidualnej Pracowni Wstępnej B (1100-1Ind08) - dla pierwszego roku studiów indywidualnych z fizyki na Wydziale Fizyki UW, w latach akademickich 2015/2016, 2016/2017 i 2017/2018
2. Nadzór nad ćwiczeniami w ramach Optics Laboratory I (1100-4OL), Indywidualnej Pracy w Laboratorium Badawczym (1100-3Ind04), III Pracowni Fotoniki (1103-4Fot22) oraz Pracowni Specjalistycznej Fotoniki (1103-5Fot11) wykonywanymi przez studentów zaliczających te przedmioty w laboratorium pod moją opieką

Prace dyplomowe (opieka, recenzje)

1. Promotor prac magisterskich Andrzeja Ostasiuka (2021, praca dotyczyła światłowodowego kontrolera polaryzacji) i Krzysztofa Zdanowskiego (2021, praca dotyczyła nadrozdzielczej spektroskopii homodynamicznej)
2. Recenzent pracy licencjackiej Tomasza Szawełło (2020, UW) i pracy magisterskiej Michała Lipki (2020, UW)

³⁷<https://www.ptf.net.pl/programy/medal-i-nagrody/nagrody-naukowe-ptf/>

³⁸<https://kcik.ug.edu.pl/nagrody-kcik/>

³⁹https://fw-prize.fais.uj.edu.pl/pl_PL/start

3. Członek komisji (recenzent) w doktoracie Jessici O. de Almeida (2022, ICFO oraz Universidad Politècnica de Catalunya), promotorzy: dr Michalis Skoteiniotis (Universidad Autonoma de Barcelona) oraz prof. Maciej Lewenstein (ICFO, ICREA)
4. Opiekun Marcina Jastrzębskiego oraz Stanisława Kurzyny (III rok studiów indywidualnych) oraz promotor ich prac licencjackich (obronionych w lipcu 2022), dotyczących czasowo-częstościowych manipulacji kwantowego światła. Studenci otrzymują stypendia na prowadzenie badań w mojej grupie badawczej z projektu "Quantum Optical Technologies". Do grupy badawczej należy również studentka III roku studiów indywidualnych Uliana Pylypenko która pracuje nad projektami pod moją opieką. Od lipca 2022 do mojej grupy dołączyli również studenci II roku studiów indywidualnych, Jan Nowosielski i Bartosz Niewelt.
5. Opiekun prac magisterskich będących w przygotowaniu przez Sebastiana Borówkę (praca dotyczy pomiarów mikrofal przy pomocy atomów rydbergowskich) oraz Tomasza Szawełło (praca dotyczy symulacji propagacji polarytonów rydbergowskich w trzech wymiarach)
6. Promotor pomocniczy/drugi promotor Michała Lipki (II rok studiów doktoranckich) w Szkole Nauk Ścisłych i Przyrodniczych UW (promotorem głównym jest dr hab. Wojciech Wasilewski, prof. UW); Michał Lipka jest członkiem mojej grupy badawczej w ramach projektu "Quantum Optical Technologies"

Organizacja

1. Kierownik grupy badawczej Quantum Optical Devices Lab w ramach projektu "Quantum Optical Technologies" (Międzynarodowa Agenda Badawcza FNP). Grupa założona w 2020 liczy poza mną 3 studentów i 1 doktoranta. Pozycję kierownika grupy otrzymałem w ramach konkursu, przygotowując między innymi szczegółowy plan badań, oceniany m.in. podczas rozmowy kwalifikacyjnej przed Międzynarodową Radę Naukową Centrum.
2. Prezes Koła Naukowego Optyki i Fotoniki UW oraz OSA (aktualnie Optica) Student Chapter w latach 2013-2015
3. Konferencje:
 - (a) Członek komitetu organizacyjnego i sterującego w konferencji Quantum Speedup 2021, organizowanej online wspólnie przez Centrum Optycznych Technologii Kwantowych (Uniwersytet Warszawski) oraz Międzynarodowe Centrum Teorii Technologii Kwantowych (Uniwersytet Gdański); w ramach organizacji konferencji m.in. ustalałem program konferencji, prowadziłem panel dyskusyjny oraz przewodziłem sesji referatów. Konferencja miała ponad 60 uczestników czynnych z 10 polskich i kilku zagranicznych instytucji.
 - (b) Współorganizacja wyjazdu Koła Naukowego Optyki i Fotoniki na konferencję Developements in Optics and Communications 2014 (Ryga, Łotwa)
 - (c) Członek komitetu oceniającego abstrakty na konferencji studenckiej Minimody oraganizowanej przez Koło Naukowe Optyki i Fotoniki UW w 2021 w Chęcinach

Finansowanie (własne granty)

1. Grant PRELUDIUM z Narodowego Centrum Nauki (2018-2020), rola: kierownik, temat grantu: Rozwój technik obrazowania kwantowego w systemach optycznych i atomowych
2. Diamentowy Grant przyznany przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego, 2014-2018, rola: kierownik, temat grantu: Opracowanie podstaw kwantowego interfejsu atomy-światło opartego o rozpraszanie czterofotonowe w parach atomowych
3. Grant SONATA z Narodowego Centrum Nauki, od 2022, rola: kierownik, temat grantu: Łączenie domen optycznych i mikrofalowych poprzez nieliniową optykę kwantową opartą na atomach rydbergowskich

Popularyzacja

1. Prezentacje eksperymentów na Pikniku Naukowym oraz jednorazowo koordynacja pokazów Koła Naukowego Optyki i Fotoniki UW (podczas studiów magisterskich i doktoranckich)

2. Organizacja pokazów w ramach Dni Otwartych Kampusu Ochota (DOKO) w roku 2018 w Laboratorium Pamięci Kwantowych Wydziału Fizyki UW
3. Udział w przygotowaniu notatek prasowych dotyczących artykułów mojego autorstwa. Mój udział polegał - w zależności od przypadku - opracowaniu i redakcji tekstu oraz ilustracji, albo na udzieleniu komentarzy merytorycznych i/lub koordynacji prac.
 - (a) "Procesor kwantowy znajduje praktyczne zastosowanie: usprawnia pomiary w spektroskopii", <https://www.fuw.edu.pl/informacja-prasowa/news7398.html>
 - (b) "Pamięć kwantowa jako optyczny teleskop czasowy o rekordowej rozdzielczości", <https://www.fuw.edu.pl/informacja-prasowa/news6292.html>
 - (c) "Fale spinowe łączą się w pary jak fotony", <https://www.fuw.edu.pl/informacja-prasowa/news5833.html>
 - (d) "Rekordowo pojemna pamięć kwantowa bazująca na chłodzonych laserowo atomach", <https://www.fuw.edu.pl/informacja-prasowa/news5224.html>
 - (e) "Kwantowe splątanie pomiędzy bilionem atomów a pojedynczym fotonem", <https://www.fuw.edu.pl/informacja-prasowa/news4866.html>
 - (f) "Quantum entanglement realized between distant large objects", <https://nbi.ku.dk/english/news/news20/quantum-entanglement-realized-between-distant-large-objects/>
 - (g) "Bardzo nietypowa splątana para": <https://www.fnp.org.pl/bardzo-nietypowa-splatana-para/>
4. Krótkie filmy z pracy w laboratorium opublikowane w serwisie YouTube: <https://www.youtube.com/playlist?list=PLL33SchGlmmtqHDKJdcgxLXFct7Hk8qqg>
5. Regularna popularyzacja poprzez publikowanie streszczeń popularnonaukowych artykułów oraz innych opisów lub zdjęć z pracy w laboratorium w serwisie Twitter (@michalparniak).
6. Wykład popularyzujące:
 - (a) Dla Koła Naukowego Optyki i Fotoniki UW (2022, Wydział Fizyki UW, Warszawa)
 - (b) Dla finalistów 71. Olimpiady Fizycznej (2022, Instytut Fizyki PAN, Warszawa)
7. Wywiady w radiach i portalach internetowych dotyczące wyników naukowych:
 - (a) Radio Kampus:
 - i. O splątaniu dwóch makroskopowych obiektów: https://www.fuw.edu.pl/tl_files/press/broadcasts/FUW_2021-02-09.mp3
 - ii. O pamięci do komputerów kwantowych: https://www.fuw.edu.pl/tl_files/press/broadcasts/0109fiz.mp3
 - (b) Polskie Radio RDC
 - i. "Z innej planety: paradoks Einsteina-Podolskiego-Rosena": <https://www.rdc.pl/podcast/z-innej-planety-paradok-einsteina-podolskiego-rosena/>
 - ii. "Z innej planety: naukowcy z UW zbudowali pierwszy w Polsce procesor kwantowy": <https://www.rdc.pl/podcast/z-innej-planety-naukowcy-z-uw-zbudowali-pierwszy-w-polsce-procesor-quantowy/>
 - (c) Podcast w Onet/Komputer-Swiat: <https://www.komputerswiat.pl/artykuly/redakcyjne/procesor-quantowy-z-polski-ma-szansę-zmienić-swiat-współczesne-komputery-quantowe-sa/k6b88cn>
 - (d) "Zapisać światło w rekordowo pojemnej pamięci" - <https://naukawpolsce.pl/aktualnosci/news%2C77319%2Czapisac-swiatlo-w-rekordowo-pojemnej-pamieci.html>
 - (e) Wywiad dla portalu ITWiz: "Polski procesor kwantowy: od spektroskopii do... obliczeń kwantowych" - <https://itwiz.pl/polski-procesor-quantowy-od-spektroskopii-do-obliczen-quantowych/>

VII. OPRÓCZ KWESTII WYMIENIONYCH W PKT. 1-6, WNIOSKODAWCA MOŻE PODAĆ INNE INFORMACJE, WAŻNE Z JEGO PUNKTU WIDZENIA, DOTYCZĄCE JEGO KARIERY ZAWODOWEJ.

n/d