

Autoreferat

1. Imię i Nazwisko. **Piotr Kolenderski**
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/ artystyczne – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej.
 - a) 2001-2006, **magister**, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, "Własności par fotonów generowanych w procesie parametrycznego podziału częstości", promotor: dr hab. Konrad Banaszek,
 - b) 2006-2010, **doktor**, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, "Inżynieria par fotonów generowanych w ośrodkach nieliniowych", promotor: dr hab. Konrad Banaszek,
3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/artystycznych.
 - a) 2008-2009, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, asystent naukowy;
 - b) 1.10.2010 – 30.09.2013, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, asystent naukowy;
 - c) 1.10.2010 – 30.09.2013, Institute for Quantum Computing, University of Waterloo, Kanada, postdok
 - d) 1.10.2013 – 30.09.2021, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, adiunkt
4. Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 ustawy z dnia 20 lipca 2018 r. Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce (Dz. U. z 2021 r. poz. 478 z późn. zm.).
 - a) tytuł osiągnięcia naukowego,
Metody generowania, kontroli i detekcji pojedynczych fotonów oraz ich zastosowania w badaniach podstawowych i stosowanych
 - b) publikacje naukowe (autor/autorzy, tytuł/tytuły publikacji, rok wydania, nazwa wydawnictwa, recenzenci wydawniczy),
H1. S. Kolenderska, **P. Kolenderski**
Intensity correlation OCT is a classical mimic of quantum OCT providing up to twofold resolution improvement,
Sci Rep **11**, 11403 (2021)
IF: 3.998
H2. Artur Czerwinski, Karolina Sedziak-Kacprowicz, **Piotr Kolenderski**,
Phase estimation of time-bin qudits by time-resolved single-photon counting
Phys. Rev. A, **103**, 042402 (2021)
IF: 2.777
H3. S. Kolenderska, F. Vanholsbeeck & **P. Kolenderski**
Quantum-inspired detection for spectral domain optical coherence tomography
Opt. Lett., **45**, 3443 (2020)
IF: 3.714

H4.M. Lasota & **P. Kolenderski**

Optimal photon pairs for quantum communication protocols,
Sci. Rep. **10**, 20810 (2020)
IF: 3.998

H5.S. Kolenderska, F. Vanholsbeeck & **P. Kolenderski**

Fourier domain Quantum Optical Coherence Tomography
Opt. Express., **28**, 29576 (2020)
IF: 3.669

H6.M. Lasota & **P. Kolenderski**

Quantum communication improved by spectral entanglement and supplementary chromatic dispersion
Phys. Rev. A, **98**, 062310 (2018)
IF: 2.777

H7.K. Sedziak, M. Lasota & **P. Kolenderski**

Reducing detection noise of a photon pair in a dispersive medium by controlling its spectral entanglement
Optica, **4**, 84 (2017)
IF: 7.536

H8.**P. Kolenderski**, C. Scarcella, K. D. Johnsen, D. R. Hamel, C. Holloway, L. K. Shalm, S. Tisa, A. Tosi, K. J. Resch & T. Jennewein

Time-resolved double-slit interference pattern measurement with entangled photons
Sci. Rep., **4**, 4685 (2014)
IF: 3.998

- c) szczegółowe omówienie osiągnięć jak i opis wkładu w artykuły znajduje się poniżej.
5. Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową albo artystyczną realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej lub instytucji kultury, w szczególności zagranicznej.

Badania, które prowadzę od momentu ukończenia doktoratu do chwili obecnej koncentrują się na aplikacjach metod generowania, kontroli i detekcji pojedynczych fotonów. Na stażu podoktorskim, który odbyłem w Institute for Quantum Computing w Waterloo w Kanadzie zajmowałem się doświadczalną optyką kwantową. W ciągu trzyletniej pracy w tym ośrodku kierowałem pracą studentów i doktorantów oraz osobiście budowałem układy doświadczalne. Celem tych prac było konstruowanie źródeł par fotonów, które były wykorzystywane do implementacji protokołów komunikacji kwantowej oraz badania fundamentalnych problemów mechaniki kwantowej. Zademonstrowaliśmy np. grę Aharona-Vaidmana oraz pokazaliśmy budowanie się obrazu interferencyjnego obserwując kolejne detekcje fotonów. Udało się też opisać teoretycznie i zademonstrować w laboratorium źródło par fotonów, które generuje pozytywnie skorelowane pary fotonów, co jest istotne ze względu na zwiększanie zasięgu światłowodowej komunikacji kwantowej.

Następnie po zakończeniu stażu przenieśliem się na Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, gdzie założyłem grupę badawczą, Single Photon Application Laboratory. Badania koncentrują się wokół dwóch głównych kierunków, których wspólnym mianownikiem są źródła pojedynczych fotonów. Kierunki te to satelitarna i światłowodowa komunikacja kwantowa oraz oddziaływanie pojedynczych fotonów z izolowanym układem kwantowym. Szerzej te tematy opisane są w ostatnim punkcie tego dokumentu.

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

A) Osiągnięcia dydaktyczne i w zakresie popularyzacji nauki lub sztuki

1. Quantum Information in Applications (wykład, ćwiczenia, 5 lat)
2. CAD/Inventor (ćwiczenia, 2 lata)
3. Podstawy metod opracowania pomiarów (ćwiczenia)
4. Physics III – Optics,
5. Physics II – Electromagnetism
6. Physics I – Classical Mechanics
7. Quantum Information in Applications (ćwiczenia, 2 lata)

B) Opieka naukowa nad studentami i lekarzami w toku specjalizacji

1. Daniel Gustaw, licencjat
2. Andrzej Gajewski, mgr
3. Marta Misiaszek (Pałucka), mgr
4. Patrycja Jabłońska, mgr
5. Karolina Sędziak (Sędziak-Kacprowicz), mgr
6. Paulina Stafiej, mgr
7. Agata Tomela, inż
8. Jakub Szlachetka, lic
9. Agata Tomela, mgr inż
10. Jakub Szlachetka, mgr

C) Opieka naukowa nad doktorantami w charakterze opiekuna naukowego lub promotora pomocniczego

1. Andrzej Gajewski
2. Marta Misiaszek-Schreyner
3. Karolina Sędziak-Kacprowicz
4. Maria Gieysztor
5. Jakub Szlachetka
6. Anuradha Anarthe

7. Oprócz kwestii wymienionych w pkt. 1-6, wnioskodawca może podać inne informacje, ważne z jego punktu widzenia, dotyczące jego kariery zawodowej.

Laboratorium Aplikacji Pojedynczych Fotonów (Single Photon Application Laboratory) utworzyłem w 2013 przy Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej Molekularnej i Optycznej. Laboratorium zostało wyposażone niemalże od początku z wykorzystaniem środków, które pozyskałem z różnego rodzaju grantów. W chwili obecnej mamy do dyspozycji najwyższej klasy systemy laserowe, unikatowe nadprzewodzące detektory pojedynczych fotonów, generatory par fotonów, kriogeniczne zestawy mikroskopii konfokalnej oraz wiele innych instrumentów pomiarowych, które zostały zbudowane na miejscu lub zakupione. Grupa badawcza, którą kieruje składa się z czworga osób ze stopniem doktora (oprócz mnie), sześciorga doktorantów oraz dwóch studentów. Wszystkie te osoby, łącznie ze mną, są finansowane z grantów, które zostały mi przyznane na badania.

I. ŹRÓDŁA POJEDYNCZYCH FOTONÓW I ICH ZASTOSOWANIA

W literaturze tego tematu występuje wiele sformułowań i terminów, które mają słabo rozpoznawalne odpowiedniki w języku polskim. Z tego powodu wersja angielska tego opracowania może być dużo bardziej precyzyjna w sferze opisowej.

Spontaniczna parametryczna konwersja w dół (SPDC) to zjawisko będące podstawą wszystkich aplikacji, które zostaną opisane poniżej. Pojedynczy foton podczas propagacji w ośrodku nieliniowym rozpada się na parę fotonów. Jest to efekt podobny do tego, który zachodzi w optycznym oscylatorze parametrycznym (OPO). Ma ważną kluczową cechę różniącą – efekt ten nie może być wyjaśniony na podstawie równań Maxwella. Tradycyjnie foton wejściowy nazywa się pompującym, a wynikowe fotony wyjściowe: sygnałowym i jałowym. Uproszczony opis teoretyczny można oprzeć na podstawowym hamiltonianie, który uwzględnia pojedyncze mody dla wszystkich oddziałujących fotonów: pompującego, sygnałowego i jałowego. W praktyce należy uwzględnić wielomodowy charakter światła wejściowego i wyjściowego. Światło pompujące może być generowane przez laser pracy ciągłej (CW) lub impulsowy, dlatego jego amplitudę spektralną można opisać odpowiednio deltą Diraca lub funkcją gaussowską.

W niektórych zastosowaniach, w szczególności w komunikacji kwantowej, fotony generowane w kryształach nieliniowych muszą być **sprzężone do światłowodu jednomodowego**. Aby uzyskać wydajne sprzężenie, przestrzenne mody wytwarzanych fotonów muszą być dopasowane do modu przestrzennego włókna jednomodowego, co nierzadko jest trudnym zadaniem.

Samo zjawisko SPDC jest procesem kwantowo-mechanicznym, ponieważ nie da się go opisać za pomocą klasycznej elektrodynamiki. W procesie tym naturalnie wytwarzane są fotony posiadające nieklasyczne korelacje zwane **splątaniem**. Fotony mogą być splątane na wiele różnych sposobów. Najbardziej użytecznym stopniem swobody jest polaryzacja i właśnie polaryzacyjne splątanych par fotonów użyto do różnego rodzaju praktycznych zastosowań, takich jak dystrybucja klucza kwantowego, przeniesienie splątania lub łamanie nierówności Bella. Warunkiem koniecznym do otrzymania splątania polaryzacyjnego jest brak jakiegokolwiek informacji rozróżniającej fotony w jakimkolwiek innym stopniu swobody. Sprzężenie do światłowodu jednomodowego dlatego jest istotne, ponieważ ustala mody przestrzenne.

Poniżej zostaną opisane trzy rodzaje zastosowań. Są to komunikacja kwantowa, oddziaływanie fotonów z materią oraz optyczna tomografia koherencyjna.

II. ZASTOSOWANIA

A. Komunikacja kwantowa

Komunikacja kwantowa (QC) to termin obejmujący wszelkiego rodzaju protokoły służące do przesyłania informacji lub generowania poufnej sekwencji bitów pomiędzy dwiema stronami za pomocą efektów wywodzących się z mechaniki kwantowej. Najbardziej znane to:

- Dystrybucja Klucza Kwantowego (QKD), której celem jest ustalenie poufnej sekwencji bitów pomiędzy dwiema stronami. Nośnikami informacji są obiekty o naturze kwantowo-mechanicznej, takie jak fotony. Bezpieczeństwo protokołów opiera się na podstawowym twierdzeniu mechaniki kwantowej, twierdzeniu o zakazie klonowania, które mówi, że nie ma uniwersalnej maszyny do klonowania. Z tego powodu jakakolwiek próba pomiaru przeprowadzona na nośniku informacji przez osobę nieuprawnioną nie pozostanie niezauważona.
- Przeniesienie splątania. Tutaj korelacja kwantowa, splątanie, między parą cząstek może być przenoszona z jednej pary na inną.

Należy zauważyć, że dla protokołów QC istotne są dwie rzeczy: **losowość** i zdolność **wykrywania jakichkolwiek zakłóceń** transmisji. Splątanie polaryzacyjne jest zasobem zapewniającym także losowość, podczas gdy pojedyncze cząstki jako nośniki informacji pozwalają opierać się na twierdzeniu o zakazie klonowania. Oba **zapewniają bezpieczeństwo**.

Splątanie to zasób, który można wykorzystać w QKD. W typowym eksperymencie para splątanych polaryzacyjnie fotonów jest transmitowana na duże odległości w światłowodach jednomodowych. Łącze to podatne jest na tłumienie, typowo 0.18 dB/km dla standardowych światłowodów telekomunikacyjnych i dyspersję chromatyczną, zwykle 18 ps/(nm km). Ponadto, detektory pojedynczych fotonów charakteryzują się niedoskonałą wydajnością kwantową. Jest ona rzędu 80% przy 800 nm dla fotodiody lawinowej opartej na krzemie (Si Single Photon Avalanche Diodes – Si-SPAD), 25% przy 1550 nm dla InGaAs/InP i ponad 90% przy 1550 nm dla nadprzewodzących detektorów pojedynczych fotonów (Superconducting Single Photon Detectors – SSPD). Szum, który jest proporcjonalny do liczby ciemnych zliczeń (dark count rate – DCR), to kolejny czynnik, który wpływa na praktyczne realizacje protokołów komunikacji kwantowej. Wymienione do tej pory efekty, a mianowicie tłumienie i dyspersja w światłowodzie wraz z wydajnością kwantową

i szumem detektorów, określają wydajność protokołów QC w sensie ich maksymalnego zasięgu i tempa generowania klucza kryptograficznego.

Problem, który jest przedmiotem tych rozważań można postawić następująco: **Jak poprawić wydajność praktycznych protokołów komunikacji kwantowej opartych na parach fotonów przesyłanych przez ośrodek dyspersyjny?** Robocza hipoteza jest następująca: korelację czasowo-spektralną można uznać za kolejny zasób, który może być używany do realizacji tego celu.

Przeanalizujmy propagację paczki falowej pojedynczego fotonu w ośrodku dyspersyjnym. Ten mechanizm propagacji jest matematycznie analogiczny do ewolucji paczek falowych poznanej na pierwszym roku kursu mechaniki kwantowej. Punktem wyjścia jest pakiet o profilu gaussowskim i propagator (hamiltonian) określający dynamikę w ośrodku dyspersyjnym. Podczas propagacji kształt gaussowski jest zachowany, ale szerokość zmienia się w tempie proporcjonalnym do dyspersji. Nabywana jest również faza.

Taki sam opis można zastosować do dwóch fotonów propagujących w ośrodku dyspersyjnym. Zakłada się, że stan spektralny pary opisuje dwuwymiarowa funkcja Gaussa, która jest opisana przez trzy parametry: szerokości widmowe dwóch fotonów i ich korelację (matematycznie jest to współczynnik korelacji Pearsona). Zakłada się, że całkowity stan pary fotonów jest iloczynem składowych spektralnej, przestrzennej i polaryzacyjnej. Z tego powodu nie ma korelacji między różnymi stopniami swobody. Interesuje nas splątanie w widmie i polaryzacji. Należy podkreślić, że parzystość całkowitej funkcji falowej dwóch fotonów zawsze jest zgodna z właściwościami bozonów.

W praktyce takie splątanie można wygenerować za pomocą parametrycznej konwersji w dół (SPDC), starannie dobierając dopasowanie fazowe ośrodka nieliniowego. Użyteczne jest rozważenie efektywnej funkcji dopasowania fazowego wprowadzonej w artykule [1], która uwzględnia łączny wpływ ośrodka nieliniowego i charakterystyki modów przestrzennych sprzężonych do światłowodów. Funkcja ta po pomnożeniu przez amplitudę spektralną lasera pompującego daje stan pary fotonów propagującej się światłowodach.

W pracy [2] zaobserwowano teoretycznie i eksperymentalnie, że w bardzo specyficznych warunkach mogą powstawać dodatnio skorelowane pary fotonów. Interpretacja fizyczna jest następująca: foton o wyższej energii jest skorelowany z odpowiednikiem o wyższej energii. Może to brzmieć jak naruszenie zasady zachowania energii, ponieważ energie fotonów generowanych w procesie SPDC muszą się sumować do energii fotonu pompy. Jednak w tym konkretnym zastosowaniu pompa musi być widmowo szerokopasmowa. Innymi słowy, kryształ można uznać za

filtr, który zamienia fotony z pompy na pary o dodatniej korelacji spektralnej.

Opisane powyżej właściwości posiada kryształ BBO (β -boran baru) i ta jego cecha została po raz pierwszy zbadana za pomocą lasera pracy ciągłej (CW) [2] użytego do pompowania. W eksperymencie tym zmierzono kształt efektywnej funkcji dopasowania fazowego i pokazano potencjał generowania dodatniej korelacji spektralnej. Układ eksperymentalny składał się z trzech głównych komponentów: przestrajanego lasera CW, generatora par fotonów opartego na kryształach BBO oraz światłowodowego spektrometru dwufotonowego o czułości na pojedyncze fotony. Ostatni komponent wykorzystuje dyspersję chromatyczną w światłowodach jednomodowych i rozdzielczość czasową detektora pojedynczych fotonów. Odpowiednio skalibrowany może służyć jako spektrometr [3]. W związku z tym, skanując długością fali pompy i mierząc korelację spektralną, można było zrekonstruować kształt efektywnej funkcji dopasowania fazowego, która dostarcza informacji o rodzaju splątania spektralnego, jakie można wygenerować za pomocą kryształu BBO.

W kolejnym kroku zakupiony został laser impulsowy, którym zastąpiono źródło światła CW [4]. Pomiar przeprowadzone dla kilku różnych scenariuszy pompowania, różniących się szerokością widma (czasem trwania impulsu), potwierdziły przydatność tej techniki do generowania i kontrolowania splątania spektralnego. Rozdzielczość spektralna była ograniczona przez szum czasowy (jitter) detektorów pojedynczych fotonów. Dostępne w tym czasie detektory InGaAs/InP pozwalały na maksymalną rozdzielczość czasową około 150 ps co przekładało się na około 4 nm rozdzielczości widmowej. Jest to kluczowy czynnik technologiczny, którego znaczenie zostanie pokazane kilka akapitów dalej.

Światłowód jednomodowy, taki jak powszechnie stosowany SMF28e+, został zaprojektowany na użytek klasycznej telekomunikacji w taki sposób, aby zminimalizować straty i dyspersję chromatyczną w zakresie spektralnym około 1550 nm. Jest to szczególnie ważne w kontekście głównego zastosowania, jakim jest komunikacja optyczna na duże odległości i o dużej przepustowości. Dla pojedynczych fotonów niskie tłumienie jest szczególnie istotne, zwłaszcza gdy pomiary polegają na detekcji koincydencji, w którym to przypadku wszelkie straty skalują się kwadratowo. W zastosowaniach komunikacji kwantowej, gdy informacja jest zakodowana w pojedynczym fotonie, wydajności nie można poprawić po prostu przez zwiększenie wejściowej intensywności optycznej. Każda strata zmniejsza przepustowość łącza. Dwie cechy, szum (ciemne zliczenia) i straty związane ze światłowodem i wydajnością detekcji, ograniczają maksymalny zasięg protokołów komunikacji kwantowej. Granicę tę można zdefiniować jako taką długość łącza

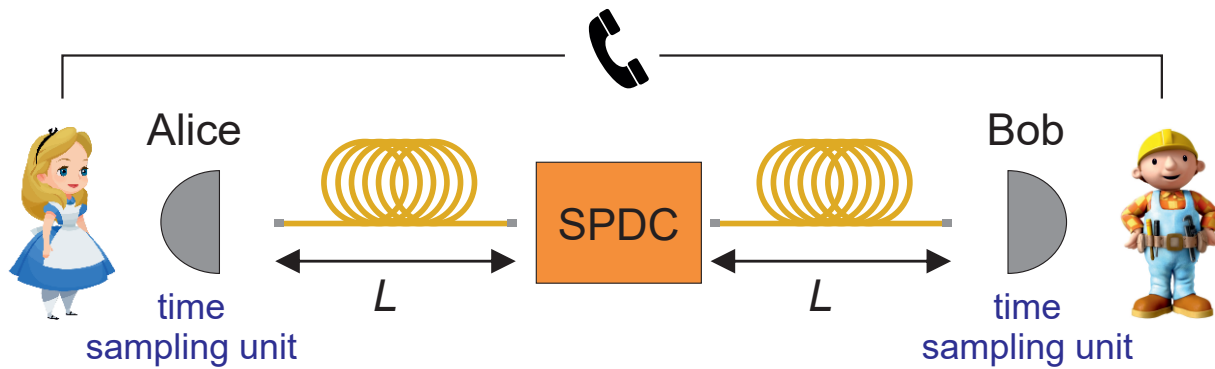


FIG. 1. Ogólny schemat komunikacji kwantowej z symetrycznym nadawaniem[5][H7].

(światłowodu), która zapewnia wystarczającą transmisję, aby liczba wykrytych fotonów była równa liczbie ciemnych zliczeń.

Aby rozwiązać ten problem, detektory powinny charakteryzować się możliwie najniższym poziomem ciemnych zliczeń. Obecnie dostępne detektory mają około 100 takich zliczeń na sekundę, ale w najnowocześniejszych urządzeniach może to być 1 na sekundę. Ponadto, należy zminimalizować straty transmisji. Tłumienie w światłowodach jest już na najniższym osiągalnym poziomie, ale sprzężanie do światłowodów fotonów generowanych początkowo w wolnej przestrzeni powinno być zoptymalizowane.

Inna strategia, która stanowiła podstawę prezentowanych tu badań, polega na wykorzystaniu czasowych korelacji kwantowych (splątania), czasowo-rozdzielczego zliczania pojedynczych fotonów i filtrowania czasowego [5][H7]. Prawdopodobieństwo ciemnego zliczenia jest proporcjonalne do czasu w którym detektor jest włączony (aktywny). Czas ten nazywa się oknem detekcji. Aby zminimalizować prawdopodobieństwo fałszywego zliczenia i zmaksymalizować szansę na wykrycie fotonu, okno detekcji powinno być tak długie, jak szerokość czasowa mierzonej paczki falowej fotonu. Jest to optymalny punkt pracy zapewniający maksymalny zasięg protokołów komunikacji kwantowej. Jednakże stosując splątanie spektralne uzyskać można taką samą liczbę wykrywanych fotonów z węższym oknem detekcji. To z kolei skutkuje niższym szumem i dłuższym zasięgiem maksymalnym.

Efekt ten został po raz pierwszy przedstawiony w artykule [5][H7], gdzie za pomocą symulacji numerycznych wykazano, że biorąc pod uwagę parametry rzeczywistych światłowodów, detektorów i źródeł fotonów, zasięg można zwiększyć o około 20%. Efekty zdalnego zawężania paczki

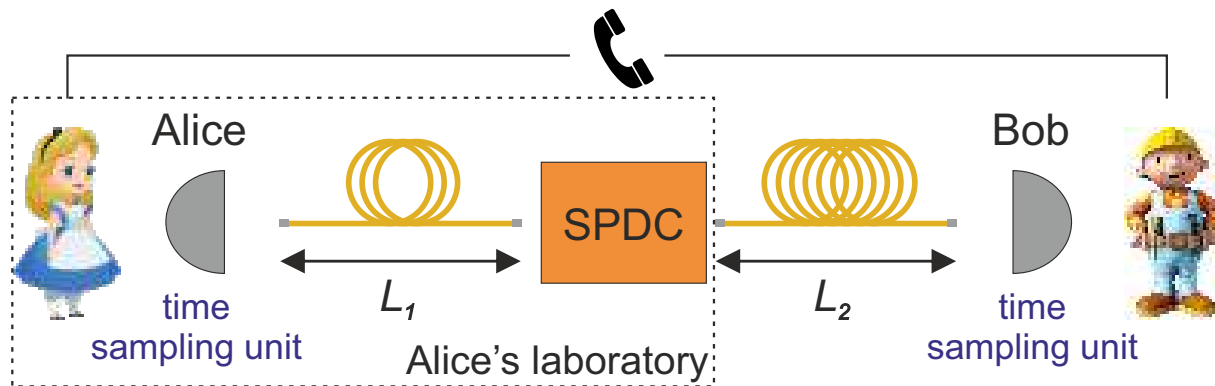


FIG. 2. Ogólny schemat komunikacji kwantowej z asymetrycznym nadawaniem[7][H6].

falowej zostały eksperymentalnie zademonstrowane w artykule [6]. Ogólny schemat przedstawia Fig. 1. Do generowania i kontroli korelacji spektralnej par fotonów wykorzystano źródło oparte na kryształach KTP o strukturze periodycznej. W eksperymencie wykazano, że mod czasowy obwieszzonego fotonu można zredukować do około 30% jego nie-obwieszzonego rozmiaru. Ponadto przeanalizowano pewne rozwiązania dotyczące optymalnych ustawień całego źródła pary fotonów i kanału komunikacji. Głównym efektem, odpowiedzialnym za zwiększenie zasięgu, była dodatnia korelacja spektralna w parze fotonów sprzężonych do światłowodu. Stwierdzenie to jest słuszne, ale zaskakująco okazało się nieprawdziwe przy nieco zmodyfikowanych założeniach, co zostanie wyjaśnione później.

Do tej pory zakładano, że źródło splątanych par fotonów znajduje się pomiędzy dwiema stronami realizującymi kwantowy protokół komunikacyjny. Splątanie polaryzacyjne zapewnia możliwość realizacji kwantowych protokołów komunikacyjnych, podczas gdy splątanie spektralne pozwala na rozszerzenie maksymalnego zasięgu w łączy światłowodowym. W niektórych przypadkach źródło nośników informacji może być zainstalowane na jednym końcu łączy komunikacyjnego, a fotony mogą być przesyłane do innego miejsca. Układ taki jest schematycznie przedstawiony w Fig. 2. Celem jest maksymalizacja odległości L_2 między dwiema stronami. Analiza takiego schematu przyniosła kolejną niespodziankę. Symulacje numeryczne dostarczyły dowodów na to, że nie tylko istnieje optymalna długość światłowodu, które muszą być wykorzystane do działania protokołu, ale jeśli nie ma wystarczającej długości światłowodu po stronie nadajnika, komunikacja kwantowa w ogóle nie jest możliwa. Interpretacja fizyczna przedstawia się następująco. Jeśli światłowód po stronie nadajnika jest zbyt długi, dominują straty, co wyk-

lucza możliwość przeprowadzenia wymiany klucza. Z drugiej strony, jeśli światłowód nie jest wystarczająco długi, efekt zdalnego zawężenia paczki falowej nie występuje z powodu niewystarczającej rozdzielczości widmowej. Dlatego istnieje kompromis między tymi dwoma efektami, który pozwala w sposób optymalny generować klucz. Jak wykazano w artykule [7][H6] dla przykładowego łącza o długości 214 km, po stronie nadawcy potrzeba około 150 km światłowodu. Należy również zauważyć, że światłowód można zastąpić dowolnym innym ośrodkiem zapewniającym dyspersję chromatyczną, jak na przykład: pryzmat, siatka dyfrakcyjna, światłowód kompensujący dyspersję. Każde z tych alternatywnych źródeł dyspersji wprowadza straty, które należy uwzględnić.

Dyskutowany problem dotyczy zwiększenia maksymalnego zasięgu protokołów komunikacji kwantowej opartych na pojedynczych fotonach. Dotychczas wykazano, że gdy widma poszczególnych fotonów mają typowe wartości dostępne eksperymentalnie, wówczas dla danego dystansu transmisji korzystne jest zastosowanie splątania spektralnego. W kolejnym kroku podjęto próbę optymalizacji wszystkich parametrów źródła, które można kontrolować dla danego łącza komunikacyjnego. Analiza ta przyniosła kolejne zaskakujące wyniki – fotony, które mogą maksymalizować zasięg kwantowego łącza komunikacyjnego, nie powinny wykazywać splątania spektralnego [8][H4].

W dotychczas omawianych protokołach informacja była zakodowana w polaryzacji pojedynczych fotonów. Korelacja spektralna pary fotonów w pewnych okolicznościach zapewniała dodatkową odległość lub wydajność. Następnie przeanalizowano schemat kodowania informacji w czasowym modzie fotonu, w którym pojedynczy foton jest przygotowany w dwóch czasowych paczkach falowych, jak pokazano na Fig. 3. Każda z paczek falowych jest powiązana z bitem logicznym. Ta metoda kodowania kubitów została zaadaptowana z wcześniejszych prac grupy genewskiej [9–11]. Do pomiaru i analizy wprowadzono nowatorski schemat oparty na czasowo-rozdzielczej detekcji pojedynczych fotonów i dyspersji chromatycznej [12]. Fig. 3(a) pokazuje schemat kodowania czasowego w którym pojedynczy foton jest w superpozycji dwóch gausowskich pakietów falowych. Podczas propagacji w ośrodku dyspersyjnym, jego ewolucja jest matematycznie podobna do propagacji paczki falowej w wolnej przestrzeni. Ewolucja taka powoduje koherentne przekrywanie się pakietów i dlatego następuje ich interferencja, co schematycznie przedstawia Fig. 3 (b). Jest to symulacja typowej statystyki pomiaru pojedynczego fotonu z rozdzielczością czasową. Istnieją dwa rodzaje interpretacji: po pierwsze, w ośrodku dyspersyjnym propagują się dwie paczki falowe, co skutkuje wzorem interferencyjnym mierzonym w

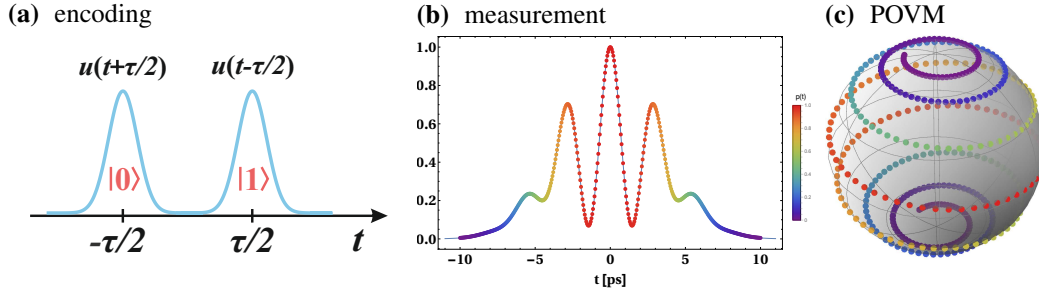


FIG. 3. Metoda kodowania informacji kwantowej w czasie i sposób detekcji [12].

domenie czasu. Po drugie, dwie paczki falowe są powiązane ze stanem kubitu, który w ośrodku doznaje ewolucji unitarną. Wówczas wykrycie fotonu w danej chwili wiąże się z pewnym pomiarem kwantowym, elementem dodatnio określonej miary operatorowej (POVM). Stany odnoszące się do takiego zbioru, które są związane z punktami zaznaczonymi w Fig. 3(b) są przedstawione w Fig. 3(c). Szczegóły opracowanego protokołu detekcji przedstawione są w pracy [12].

Metodę tę można stosunkowo łatwo wykorzystać do generowania wielowymiarowych stanów kwantowych, a także wielocząstkowych. Układ może być oparty na parametrycznej konwersji w dół z tym że impuls pompujący należy zmodyfikować za pomocą interferometru Macha-Zehndera, tak aby uzyskać dwa impulsy rozdzielone w czasie. W typowym eksperymencie czas trwania impulsu jest rzędu 100 fs, a separacja rzędu 1 ps, co odpowiada separacji przestrzennej 300 μm w wolnej przestrzeni. Gdy taki podwójny impuls propaguje się w ośrodku nieliniowym, może wygenerować parę fotonów, która dziedziczy charakterystykę czasową modu pompującego. Każdy z dwóch fotonów można opisać wspólną amplitudą prawdopodobieństwa wykazującą korelację czasową. Z tego powodu metoda ta może być używana do kodowania i pomiaru splątanych kubitów zakodowanych w dziedzinie czasu. Studium wykonalności tomografii stanu kwantowego zostało zawarte w artykule [13][H2]. Przedstawiono optymalne parametry dla realizacji pomiaru. Przeanalizowano jakość tomografii kwantowej w kontekście realistycznych, dostępnych eksperymentalnie parametrów. W szczególności warto zwrócić uwagę, że do efektywnego oszacowania fazy potrzeba około 5 km światłowodu dla obecnie dostępnych detektorów pojedynczych fotonów z szumem czasowym (timing jitter) rzędu 20 ps.

W ramach wstępnego eksperymentu, nieliniowy kryształ PPKTP napompowano podwójnym impulsem. Powstałe fotony zostały sprzężone do jednomodowych światłowodów o długości 10 km. Czas nadejścia każdego fotonu był rejestrowany w odniesieniu do impulsu lasera pompującego. Dane zaprezentowano na wykresie Fig. 4. Na podstawie tych danych możliwe jest

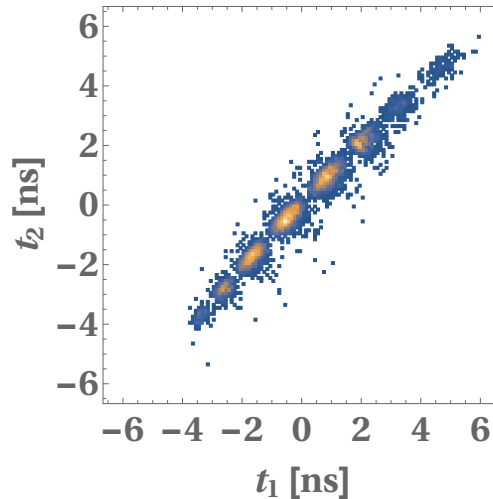


FIG. 4. Statystyka czasów nadejścia par fotonów wygenerowana w ramach kodowania czasowego. Dane wstępne.

przeprowadzenie tomografii kwantowej logicznego stanu dwucząstkowego. Trwają prace nad przygotowaniem artykułu.

Podsumowując, seria artykułów zawierająca H2, H4, H6 i H7, dotyczy sposobów rozwiązania problemu zwiększenia zasięgu protokołów komunikacji kwantowej. Pojedyncze fotony są wykorzystane jako nośniki informacji a splątanie polaryzacyjne może być użyte do implementacji klasycznych protokołów dystrybucji klucza takich jak np. BB84. Natomiast splątanie widmowe w połączeniu z czasowo-rozdzielczą detekcją pojedynczych fotonów można użyć do zwiększenia zasięgu [5][H7] [7][H6] [8][H4]. Ten sam mechanizm może być też wykorzystany bez splątania polaryzacyjnego do kodowania kubitów w dziedzinie czasu[13][H2]. Ta metoda jest nadal dynamicznie rozwijana ze względu na ogromny potencjał zastosowań praktycznych.

B. Oddziaływanie fotonów z materią

Oddziaływanie materii ze światłem to jeden z ważniejszych tematów współczesnej fizyki. W typowych eksperymentach gaz lub ciało stałe oświetlane jest światłem laserowym. Z tego powodu oddziaływanie jest zazwyczaj modelowane półklasycznie, czyli światło jest opisywane jako fala elektromagnetyczna a atom traktowany jest kwantowo. Techniki oparte na takich założeniach, takie jak spektroskopia czy mikroskopia fluorescencyjna, są bardzo dobrze rozwinięte.

Jednak większa kontrola światła może umożliwić dostęp do dodatkowych informacji o badanej

próbce. Jako prostej ilustracji problemu przyjrzyjmy się układowi składającemu się z kilku atomów blisko siebie. Jeżeli atomy zostaną oświetlone silnym impulsem laserowym, założyc można, że wszystkie zostaną wzbudzone i następnie wyemitują fluorescencję. Mierzac liczbę emitowanych fotonów można zmierzyć liczbę atomów. Jednak typowe detektory nie posiadają rozdzielczości liczby fotonów, co uniemożliwia pomiar liczby emiterów. Oświetlenie próbki z dobrze zdefiniowanym stanem fotonu może pomóc w przewyżczeniu niektórych ograniczeń.

Jako kolejny przykład wyobraźmy sobie pojedynczy atom (np. wakancję azotu w diamencie). Jeśli obiekt taki jest oświetlany klasyczną wiązką laserową, obowiązuje standardowa granica dyfrakcji Abbego, która definiuje rozdzielczość przestrzenną. Jeśli jednak pojedyncze centrum zaabsorbuje parę fotonów, wówczas rozdzielczość wzrasta przekraczając klasyczną granicę dyfrakcji.

Istnieje znacznie więcej potencjalnych zastosowań i ulepszeń, które można osiągnąć dzięki metodom wykorzystującym kwantowe właściwości absorpcji i detekcji światła. Poniżej przedstawie dwa zakończone etapy badań których celem jest obserwacja oddziaływania światła kwantowego z izolowanym układem atomowym.

1. Etap 1: Eksperymentalna demonstracja oddziaływania fotonu w stanie Focka z materia

Pierwszym krokiem było zademonstrowanie oddziaływania pojedynczego fotonu przygotowanego w stanie Focka z grupą centrów barwnych w diamencie. Użyta próbka charakteryzowała się dużą gęstością centrów barwnych wykorzystywanych jako absorbery. To poprawiało możliwość obserwowania absorpcji i wynikającej z niej fluorescencji. Układ eksperymentalny [14] jest przedstawiony na Fig. 5. Źródło pojedynczych fotonów oparte było na procesie SPDC, w którym generowana para fotonów miała długości fali około 532 nm i 1550 nm. Foton "telekomunikacyjny", 1550 nm, po detekcji przez detektor nadprzewodzący SSPD, obwieszczał istnienie fotonu z zakresu widzialnego, 532 nm. Następnie obwieszczony foton padał na próbkę, która była umieszczona w układzie mikroskopowym. Obiektyw mikroskopu służył zarówno do ogniskowania pojedynczego fotonu pompującego na próbce, jak i do zbierania odpowiedzi fluorescencyjnej. Foton fluorescencji był następnie rejestrowany przez fotodiodę lawinową, SPAD.

Fotony, obwieszczający 1550 nm i fluorescencyjny (600 - 850 nm), wykrywane były przez odpowiednie detektory pojedynczych fotonów. Sygnały elektryczne z detektorów analizowano za pomocą oscyloskopu, który mierzył względny czasu nadejścia impulsów elektrycznych. Jitter

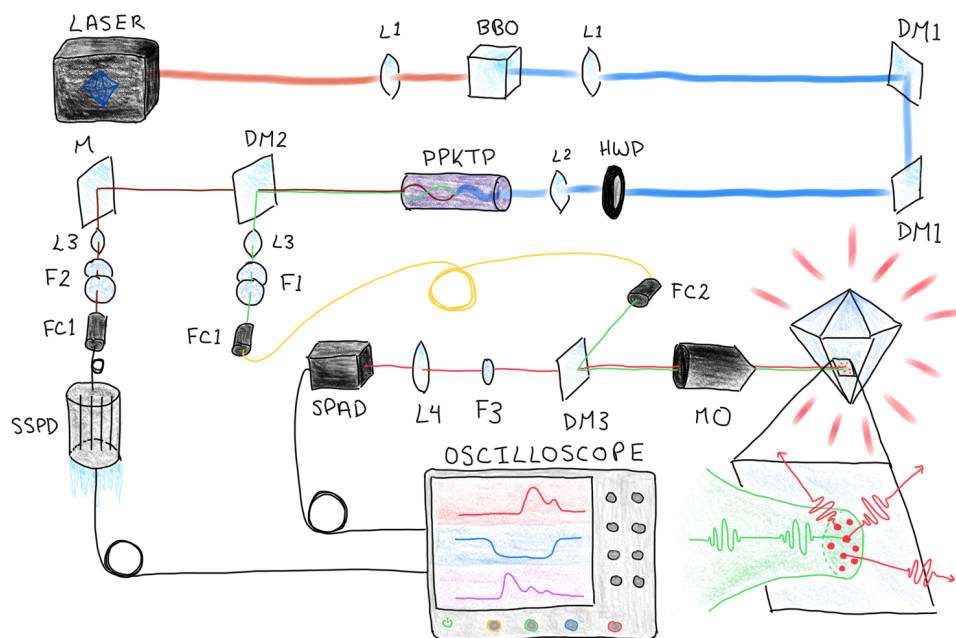


FIG. 5. Schemat układu eksperymentalnego, który posłużył do zademonstrowania oddziaływania pojedynczego fotonu w stanie Focka z zespołem centrów barwnych azot-wakancja w diamencie [14].

czasowy (niepewność pomiarowa wyznaczenia czasu) całego systemu wynosił około 50 ps, czyli kilka rzędów wielkości mniej w porównaniu z czasem życia fluorescencji centrów NV. Przykładowy pomiar jest przedstawiony na Fig. 6. Oszacowano, że czas zaniku fluorescencji wyniósł około 8 ns, a przejścia niepromienistego około 100 ps [14].

Typowy pomiar czasów życia fluorescencji wykonuje się przy użyciu modulatorów elektrooptycznych i laserów pracy ciągłej. Pomiar polega na obserwacji czasu zaniku fluorescencji po szybkim wyłączeniu wiązki pompującej poprzez modulator. Taka technika ze względu na ograniczoną szybkość przełączania optycznego oraz rozdzielczość detekcji promieniowania, nie pozwala na pomiary w skalach czasowych przejść bezpromienistych.

Należy zauważyć, że eksperyment opisany w Ref. [14] dowiódł, że możliwa jest obserwacja efektów oświetlenia pojedynczymi fotonami i interakcji foton-materia na poziomie pojedynczej cząstki. Ponadto, wyniki pomiaru czasu życia różnią się w porównaniu z wcześniejszymi danymi literaturowymi, co przypisuje się zupełnie innym warunkom fizycznym w czasie przed obserwacją fluorescencji.

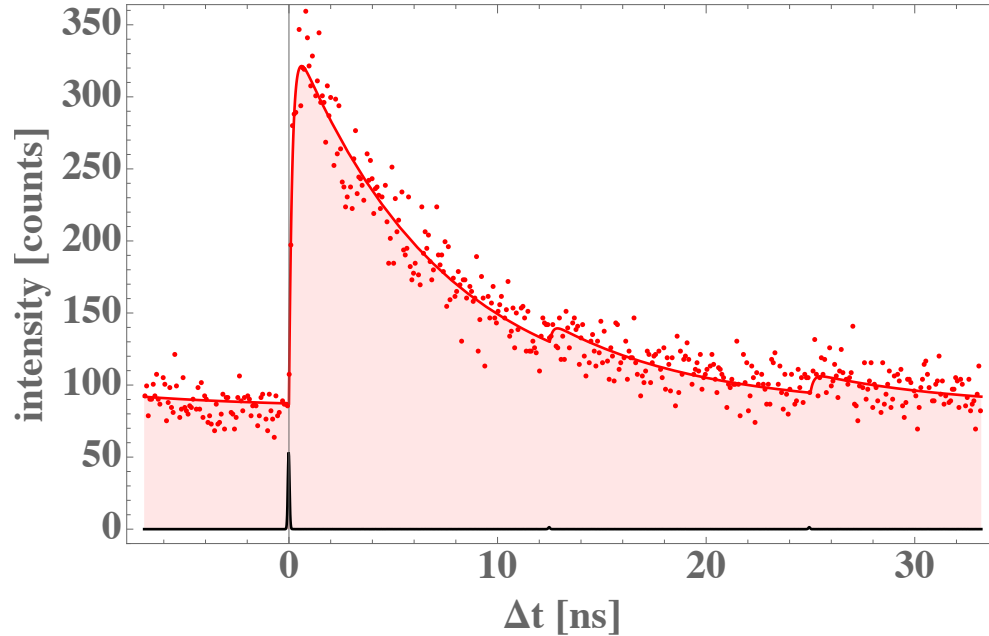


FIG. 6. Histogram czasu nadejścia fotonów fluorescencji [14]. Czas zaniku fluorescencji wyniósł około 8 ns, a przejścia niepromienistego około 100 ps.

2. Etap 2: Mikroskopia fluorescencyjna pojedynczych fotonów

Rozdzielczość przestrzenna obrazowania jest określona przez granicę Abbego, która zależy od długości fali i apertury numerycznej optyki. Procesy wielofotonowe mogą poprawić tę granicę o współczynnik proporcjonalny do liczby fotonów biorących udział w oddziaływaniu. Z praktyki laboratoryjnej wynika, że aby dojść do granicy Abbego, rozmiary modu przestrzennego światła wchodzącego do obiektywu mikroskopu i jego apertura wejściowa muszą być podobne. Powoduje to pewne straty, ponieważ nie całe światło przechodzi przez obiektyw mikroskopu. Podczas pompowania wiązką laserową nie stanowi to problemu, ponieważ moc lasera można zwiększyć, aby skompensować ten efekt. Jednak w przypadku eksperymentów z pojedynczymi fotonami, straty są kluczowym czynnikiem, który decyduje o użyteczności techniki a czasem o możliwości przeprowadzenia eksperymentu.

W poprzednim podrozdziale pokazano, jak zredukować problem ograniczonej odległości i wydajności protokołów komunikacji kwantowej poprzez wykorzystanie cech kanału transmisyjnego i splątania spektralnego w obrębie nośników informacji. W innej pracy [15][H8] pokazano również, że korelację kwantową można wykorzystać do zdalnej modyfikacji przestrzennego modu paczki falowej pojedynczego fotonu. W tamtym eksperymencie wygenerowano spląt-

taną polaryzacyjnie parę fotonów. Następnie jeden z fotonów został zmierzony w układzie analizatora polaryzacji. Wykrycie tego fotonu obwieszczało istnienie drugiej cząstki, która propagowała w układzie zawierającym kryształ dwójłomny, co powodowało rozszczepienie modu przestrzennego zgodnie z polaryzacją wejściową. Wybór stanu kwantowego w analizatorze polaryzacji skutkowało określonym kształtem wzoru interferencyjnego budowanego przez obwieszczane fotony. Co ciekawe, rozdzielczość i wydajność rejestracji fotonów w mikroskopii fluorescencyjnej można również poprawić stosując te same mechanizmy. Matematycznie propagację w ośrodku dyspersyjnym opisują te same równania, co propagację w wolnej przestrzeni. Z drugiej strony pary fotonów generowane w kryształach nieliniowych podczas propagacji w wolnej przestrzeni charakteryzują się splątaniem przestrzennym. Na tych założeniach opiera się idea poprawy rozdzielczości poprzez wykorzystanie korelacji przestrzennych przedstawiona w artykule [16].

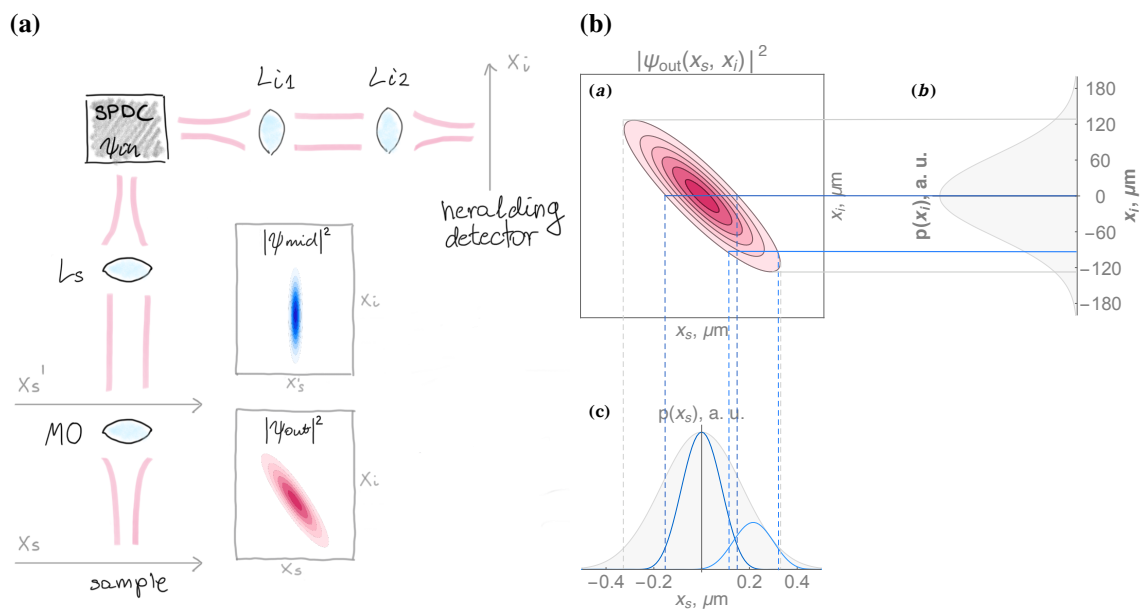


FIG. 7. Schemat przedstawia (a) koncepcję mikroskopii fluorescencyjnej z fotonami obwieszczającymi oraz (b) podstawowy mechanizm mikroskopii fluorescencyjnej pojedynczego obwieszczanego fotonu [16].

W prezentowanej metodzie do oświetlania wykorzystywany jest pojedynczy obwieszczany foton, dlatego obowiązuje standardowa granica Abbego. W warunkach eksperymentalnych, które są analizowane za pomocą symulacji numerycznych, zakłada się, że zarówno fotony obwieszczające, jak i obwieszczane propagują się w wolnej przestrzeni. Foton obwieszczający jest mierzony za pomocą detektora pojedynczych fotonów z rozdzielczością przestrzenną. Detekcja fotonu obwieszczającego zdalnie przygotowuje stan fotonu obwieszczanego, który jest zależny

od optyki i położenia detektora fotonu obwieszającego. Ze szczegółowych badań wynika, że mod przestrzenny obwieszanego fotonu na wejściu do obiektywu mikroskopu może być znacznie mniejszy niż ten, który wynika z reguły mówiącej że apertura mikroskopu powinna być wypełniona przez mod pompujący. Jednakże w przypadku fotonów obwieszanych mimo mniejszego modu można zbliżyć się do limitu dyfrakcyjnego a ponadto utrzymać lepszą transmisję.

Typowa konfokalna mikroskopia fluorescencyjna wymaga skanowania obszaru próbki. Metoda opisana tutaj pozwala w pewnym stopniu zrezygnować ze skanowania, gdy do pomiaru fotonu obwieszającego używany jest układ detektorów pojedynczych fotonów. Efekt ten jest bezpośrednią konsekwencją wewnętrznej korelacji przestrzennej w parze fotonów. Foton wykryty przez każdy z detektorów z matrycy obwieszca inny foton w obszarze próbki w lokalizacji, która jest skorelowana z lokalizacją detektora obwieszającego.

Podsumowując, ta część badań została zbudowana na idei wykorzystania splątania przestrzennego prowadzącego do zdalnego zawężania pakietu falowego po detekcji fotonu obwieszającego. Po pierwszej udanej obserwacji eksperymentalnej tego efektu [15][H8] i doświadczeniu w którym rzeczywiście udało się zaobserwować oddziaływanie pojedynczego fotonu z centrami barwnymi [14], szczegółowa analiza wykonalności została przeprowadzona metodami numerycznymi [16]. Aktualnie trwają prace eksperymentalne.

C. Optyczna tomografia koherencyjna

Splątanie kwantowe w parze fotonów może być wykorzystane na wiele sposobów: Korelacje spektralne pozwoliły zwiększyć zasięg istniejących protokołów światłowodowej komunikacji kwantowej, podczas gdy splątanie przestrzenne pozwoliło ograniczyć straty i zbliżyć się do granicy dyfrakcyjnej w warunkach mikroskopii fluorescencyjnej opartej na oświetlaniu pojedynczymi fotonami. Istnieją również zastosowania, w których splątanie nie jest wymaganym zasobem lub może nawet zmniejszyć pożądane efekty. Jako prosty przykład rozważmy przypadek dwóch fotonów sprzężonych do światłowodów jednomodowych. Ich mody przestrzenne są nieskorelowane, co narzucają światłowody. Załóżmy, że nie ma korelacji w polaryzacji. Jeśli celem jest obwieszczenie stanu czystego widmowo poprzez detekcję jednego z fotonów, wówczas stan pary nie może być splątany, ponieważ prowadziłoby to do obwieszczenia stanu zmieszanego. Inny przykład został przedstawiony powyżej i szczegółowo opisany w artykule [8][H4], gdzie

pokazano, że nieskorelowane pary fotonów (brak splątania) są optymalne dla światłowodowej komunikacji kwantowej na dużych odległościach, gdy bierzemy pod uwagę zarówno źródło, jak i łącze.

Do stosowania metod optyki kwantowej w celu rozwiązywania praktycznych problemów musi istnieć wyraźna przewaga, której nie ma w przypadku optyki klasycznej. Wynika to z faktu, że układy optyczne zdolne do generowania splątania mają ograniczoną wydajność, a typowe zastosowania są bardzo podatne na utratę fotonów. Zauważyć należy, że straty w protokołach dwufotonowych skalują się kwadratowo. Jest to jeden z powodów do wnikliwej analizy metod opartych na splątaniu stosowanych w przypadku optycznej tomografii koherencyjnej.

Kwantowa koherencyjna tomografia optyczna (QOCT) opiera się na jednym z najważniejszych eksperymentów kwantowo-optycznych, znanym jako interferencja Hong-Ou-Mandela. Można ją zaobserwować, gdy dwa identyczne fotony, zwykle wytwarzane w procesie SPDC, pokrywają się na dzielniku wiązki. Jeśli przekrywanie jest idealne, co oznacza, że nie ma możliwości ich rozróżnienia, dwa fotony zawsze opuszczają dzielnik wiązki tym samym portem wyjściowym. Z tego powodu dwa detektory monitorujące porty wyjściowe dzielnika nigdy nie klikają jednocześnie. Jeśli pokrywanie się zmniejsza, na przykład przez opóźnienie jednego fotonu względem drugiego, pojawiają się koincydencje. Podczas skanowania opóźnieniem otrzymuje się krzywą liczby koincydencji, która tradycyjnie nazywana jest dołkiem HOM (ang. HOM dip). W układzie doświadczalnym, który służy do demonstracji tego efektu, dwa fotony przed dzielnikiem wiązki odbijają się od dwóch luster. Jedno z nich służy do zmiany toru optycznego w celu modyfikacji przekrycia fotonów. Szerokość dołka HOM jest odwrotnie proporcjonalna do szerokości widmowej fotonów.

Efekt ten można wykorzystać do scharakteryzowania wewnętrznej struktury przezroczystej próbki. Celem jest zmierzenie grubości warstw, z których składa się taki obiekt. Warstwa jest materiałem jednorodnym, w którym współczynnik załamania światła jest stały. Aby pokazać kluczowy mechanizm leżący u podstaw QOCT, rozważmy pewną próbkę złożoną z dwóch warstw. W takim układzie doświadczalnym jedno z luster w układzie HOM może zostać zastąpione próbką. Podczas skanowania lustrem uzyskuje się oczywiście dwa dołki HOM wynikające z interferencji na dwóch powierzchniach w próbce. Ponadto, otrzymuje się dodatkowy sygnał dokładnie po środku pomiędzy nimi. Szerokości dołka HOM określa rozdzielczość osiową metody. Zastosowanie par fotonów wytwarzanych przez SPDC daje dodatkową cechę odporności na parzyste człony w dyspersji chromatycznej.

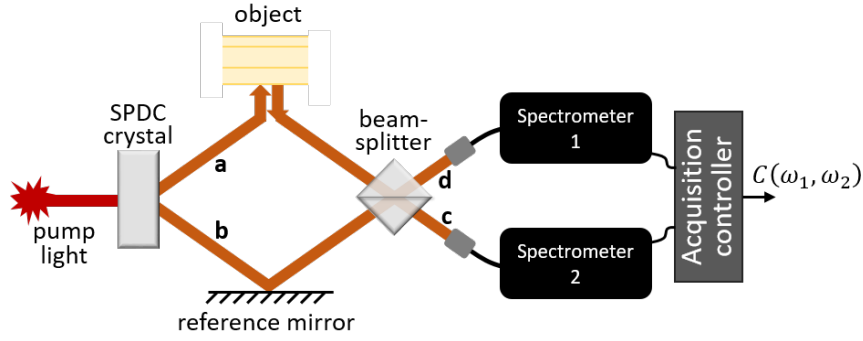


FIG. 8. Kwantowa koherencyjna tomografia optyczna wykorzystująca detekcję łącznego widma pary fotonów [17][H5]. Laser pompujący oświetla nieliniowy kryształ SPDC, w którym powstaje para fotonów. Następnie para propaguje się w układzie optycznym złożonym z lustra referencyjnego i obiektu, który jest charakteryzowany. Dwa fotony są następnie mieszane w dzielniku wiązki i sprzęgane do długich światłowodów jednomodowych, których porty wyjściowe są monitorowane przez detektory pojedynczych fotonów z rozdzielczością czasową. Pozwala to zmierzyć łączne widmo $C(\omega_1, \omega_2)$.

Dodatkowy sygnał pochodzący z dwóch powierzchni, o którym była mowa wyżej, jest uważany za artefakt, który należy odrzucić w celu prawidłowego opisu próbki. Metoda polegająca na prostym wykrywaniu koincydencji i skanowaniu zwierciadłem referencyjnym jest podatna na takie artefakty, zwłaszcza gdy analizowane są obiekty wielowarstwowe. W pracy [17][H5] zaproponowano rozszerzenie standardowej metody QOCT. Każdy z portów wyjściowych dzielnika wiązki jest monitorowany przez spektrometry czułe na pojedyncze fotony o rozdzielczości czasowej, jak pokazano na Fig. 8. Pozwala to zmierzyć wspólną amplitudę spektralną (łączne widmo) par fotonów. Zauważyć należy, że aby ta metoda działała, musi być ustalone opóźnienie między lustrem odniesienia a próbką.

Mierzony sygnał jest iloczynem łącznej amplitudy spektralnej $|\phi(\omega_1, \omega_2)|^2$ dla pary fotonów wygenerowanej początkowo w źródle SPDC i funkcji przenoszenia aparatu pomiarowego $M(\omega_1, \omega_2)$:

$$C(\omega_1, \omega_2) = |\phi(\omega_1, \omega_2)|^2 M(\omega_1, \omega_2). \quad (1)$$

Składnik modulujący, $M(\omega_1, \omega_2)$, zawiera wolne od dyspersji informacje strukturalne o obiekcie. Fig. 9 przedstawia wynik symulacji numerycznych cienkiej płytki kwarcowej. Panel (a) pokazuje łączne widmo $C(\omega_1, \omega_2)$ z widocznym wzorem modulacji. Poza-diagonalne części sygnału zawierają informacje wolne od artefaktów. Jest teraz kwestią odpowiedniego algorytmu, aby z łącznego widma wydobyć informację o strukturze warstwowej obiektu.

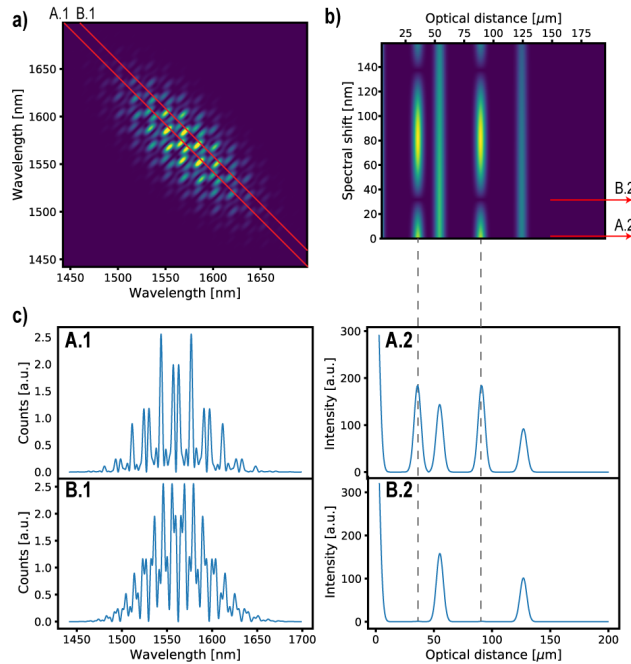


FIG. 9. Przykładowy wynik symulacji numerycznych dla obiektu z dwoma granicami ośrodków ("two interfaces") [17][H5]. (a) Łączne widmo natężenia dla kwarcu o grubości 50 μm . (b) Transformaty Fouriera 200 kolejnych poza-diagonalnych rozkładów łącznego widma natężenia pokazują, że wysokość pików artefaktu dochodzi do 0 dla pewnych przesunięć spektralnych. (c) Widmo po przekątnej głównej, A.1, jest transformowane fourierowsko, aby otrzymać A-skan, A.2, z dwoma pikami artefaktów. Widmo poza-diagonalne można znaleźć przy przesunięciu 31,2 nm, B.1, które po transformacji Fouriera daje A-skan bez artefaktów, B.2.

Współautorzy prac z tego zakresu zauważyli, że artefakty można wykorzystać do poprawy rozdzielczości metody, ponieważ stanowią, de facto, dodatkową informację, która ma swój początek w efekcie interferencji. Natomiast pomiary interferencyjne zawsze cechują się dużą czułością. Prace w tym kierunku trwają.

Pary fotonów generowane w procesie SPDC mogą charakteryzować się korelacją kwantową, która może być wykorzystywana do ograniczania niepożądanych efektów, takich jak rozdzielczość przestrzenna podlegająca wpływom dyspersji chromatycznej ośrodka. Jednak splątanie nie zawsze jest warunkiem koniecznym ulepszeń. Układ eksperymentalny przedstawiony na Fig. 10 został wykorzystany do zademonstrowania metody opartej na zliczaniu pojedynczych fotonów, których źródłem były słabe impulsy lasera tłumione do poziomu pojedynczych fotonów [18][H3].

Przykładowy wynik pomiaru jest przedstawiony na Fig. 11, gdzie tą metodą badany jest profil

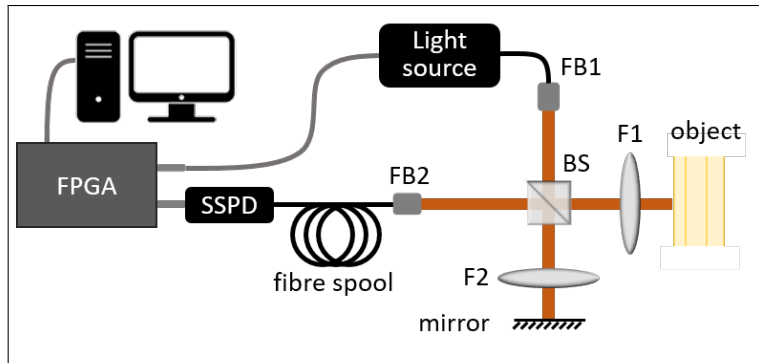


FIG. 10. Inspirowana kwantowo detekcja dla koherencyjnej tomografii optycznej w domenie widmowej [18][H3]. Źródłem światła jest laser impulsowy, tłumiony do poziomu pojedynczego fotonu na impuls. Impulsy są sprzężone do światłowodu (FB1) i propagują się w interferometrze Linnika-Michelsona. Paczka falowa wejściowa (impuls) jest następnie dzielona w dzielniku wiązki (BS) na dwa ramiona. W ramieniu obiektu jedna paczka falowa wchodzi w interakcję z obiektem i uzyskuje dodatkową fazę; w ramieniu odniesienia druga paczka falowa odbija się od lustra. Następnie nakładają się one na dzielnik wiązki, a wyjście jest sprzężone do szpuli światłowodu jednomodowego za pomocą sprzęgacza światłowodowego FB2. Nadprzewodnikowy detektor pojedynczych fotonów o czasowej rozdzielczości (SSPD) wraz ze szpulą długiego dyspersyjnego światłowodu działają jako spektrometr. Czas odniesienia zapewnia sygnał fotodiody ze źródła światła. Dane są zbierane za pomocą elektroniki FPGA. F1, F2 to soczewki.

głębokości plasterka cebuli. Szczegółowa analiza wykazała, że osiągnięto rozdzielczość około $18 \mu\text{m}$ przy grubości $1,1 \text{ mm}$. W innej pracy [19][H1] wykazano również, że przewaga, jaką przypisywano kwantowym właściwościom światła, występuje również w przypadku pomiarów klasycznych korelacji natężenia.

Podsumowując, w praktyce kwantowa koherentna tomografia optyczna jest ograniczona przez wydajność (z powodu strat w układzie pomiarowym i próbce) oraz fundamentalnych własności efektu Hong-Ou-Mandla. Celem przedstawionych badań było pokazanie jak można polepszyć obrazowanie poprzez pozbycie się artefaktów [17][H5] i analiza przypadków, gdy metody zaczerpnięte z optyki kwantowej mogą być użyteczne, ale gdzie splątanie kwantowe nie jest niezbędne [18][H3], [19][H1].

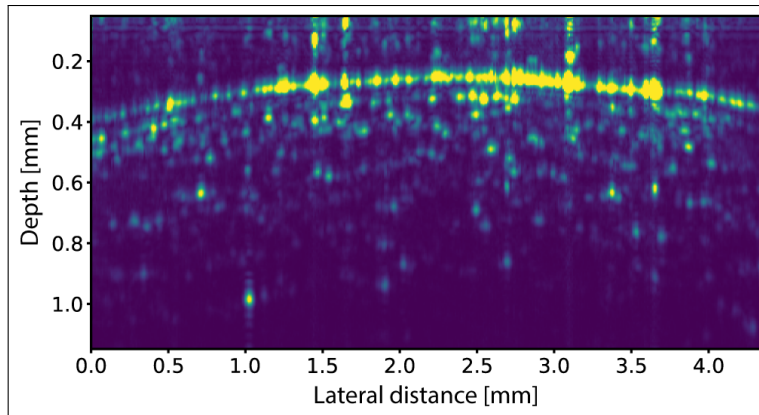


FIG. 11. Obraz plasterka cebuli. Średnia z 10 skanów typu B zarejestrowanych na poziomie intensywności ok. 10 pW.

III. WKŁAD WNIOSKODAWCY

S. Kolenderska, P. Kolenderski, *Intensity correlation OCT is a classical mimic of quantum OCT providing up to twofold resolution improvement*, *Sci Rep* **11**, 11403 (2021) – Nadzorowałem i wspierałem doświadczalną i teoretyczną część projektu w zakresie optyki kwantowej stosowanej w OCT. Do prac doświadczalnych został użyty sprzęt zakupiony w ramach moich grantów. Współtworzyłem artykuł.

Artur Czerwinski, Karolina Sedziak-Kacprowicz, Piotr Kolenderski, *Phase estimation of time-bin qudits by time-resolved single-photon counting* *Phys. Rev. A*, **103**, 042402 (2021) – Zainicjowałem badania w kierunku kodowania i pomiarów czasowych, przygotowałem plan badań, zdobyłem fundusze na ten cel, nadzorowałem prace doktorantki i młodego doktora oraz współtworzyłem artykuł.

S. Kolenderska, F. Vanholsbeeck P. Kolenderski, *Quantum-inspired detection for spectral domain optical coherence tomography*, *Opt. Lett.*, **45**, 3443 (2020) – Nadzorowałem i wspierałem doświadczalną i teoretyczną część projektu w zakresie optyki kwantowej stosowanej w OCT. Do prac doświadczalnych został użyty sprzęt zakupiony w ramach moich grantów. Współtworzyłem artykuł.

M. Lasota, P. Kolenderski, *Optimal photon pairs for quantum communication protocols*, *Sci.*

Rep. **10**, 20810 (2020) – Zainicjowałem badania. Przygotowałem plan badań, zdobyłem fundusze na ten cel, nadzorowałem prace młodego doktora oraz współtworzyłem artykuł.

S. Kolenderska, F. Vanholsbeeck P. Kolenderski, Fourier domain Quantum Optical Coherence Tomography, *Opt. Express.*, **28**, 29576 (2020) – Nadzorowałem i wspierałem doświadczalną i teoretyczną część projektu w zakresie optyki kwantowej stosowanej w OCT. Do prac doświadczalnych został użyty sprzęt zakupiony w ramach moich grantów. Współtworzyłem artykuł.

M. Lasota, P. Kolenderski, *Quantum communication improved by spectral entanglement and supplementary chromatic dispersion*, *Phys. Rev. A*, **98**, 062310 (2018) – Jestem autorem pomysłu. Przygotowałem plan badań, zdobyłem fundusze na ten cel, nadzorowałem prace młodego doktora oraz współtworzyłem artykuł.

K. Sedziak, M. Lasota P. Kolenderski, *Reducing detection noise of a photon pair in a dispersive medium by controlling its spectral entanglement*, *Optica*, **4**, 84 (2017) – Zainicjowałem badania w kierunku kodowania i pomiarów czasowych. Jestem autorem pomysłu. Przygotowałem plan badań, zdobyłem fundusze na ten cel, nadzorowałem prace doktorantki i młodego doktora oraz współtworzyłem artykuł.

P. Kolenderski, C. Scarcella, K. D. Johnsen, D. R. Hamel, C. Holloway, L. K. Shalm, S. Tisa, A. Tosi, K. J. Resch, T. Jennewein, *Time-resolved double-slit interference pattern measurement with entangled photons* *Sci. Rep.*, **4**, 4685 (2014) – Prowadziłem projekt, współtworzyłem pomysł i zrealizowałem eksperyment. Współtworzyłem artykuł.

-
- [1] P. Kolenderski, W. Wasilewski, and K. Banaszek, *Phys. Rev. A* **80**, 013811 (2009), arXiv:0905.0009.
- [2] T. Lutz, P. Kolenderski, and T. Jennewein, *Opt. Lett.* **38**, 697 (2013).
- [3] M. Avenhaus, H. B. Coldenstrodt-Ronge, K. Laiho, W. Maurer, I. A. Walmsley, and C. Silberhorn, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008), 10.1103/physrevlett.101.053601.
- [4] T. Lutz, P. Kolenderski, and T. Jennewein, *Opt. Lett.* **39**, 1481 (2014), arXiv:1309.4040.
- [5] K. Sedziak, M. Lasota, and P. Kolenderski, *Optica* **4**, 84 (2017), 1607.01783v1.
- [6] K. Sedziak, M. Lasota, and P. Kolenderski, *Sci. Rep.* **9**, 3111 (2019).
- [7] M. Lasota and P. Kolenderski, *Phys. Rev. A* **98**, 062310 (2018).
- [8] M. Lasota and P. Kolenderski, *Scientific Reports* **10**, 20810 (2020).
- [9] W. Tittel, J. Brendel, N. Gisin, and H. Zbinden, *Physical Review A* **59**, 4150 (1999).
- [10] W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin, *Physical Review Letters* **84**, 4737 (2000).
- [11] W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4737 (2000).
- [12] K. Sedziak-Kacprowicz, A. Czerwinski, and P. Kolenderski, *Phys. Rev. A* **102**, 052420 (2020).
- [13] A. Czerwinski, K. Sedziak-Kacprowicz, and P. Kolenderski, *Phys. Rev. A* **103**, 042402 (2021).
- [14] M. Gieysztor, J. Nepinak, C. J. Pugh, and P. Kolenderski, 2011.03056.
- [15] P. Kolenderski, C. Scarcella, K. D. Johnsen, D. R. Hamel, C. Holloway, L. K. Shalm, S. Tisa, A. Tosi, K. J. Resch, and T. Jennewein, *Sci. Rep.* **4**, 4685 (2014).
- [16] M. Gieysztor, M. Misiaszek, J. van der Veen, W. Gawlik, F. Jelezko, and P. Kolenderski, *Optics Express* **29**, 564 (2021).
- [17] S. Kolenderska, F. Vanholsbeeck, and P. Kolenderski, *Optics Express* **28**, 29576 (2020).
- [18] S. Kolenderska, F. Vanholsbeeck, and P. Kolenderski, *Opt. Lett.* **45**, 3443 (2020).
- [19] S. M. Kolenderska and P. Kolenderski, *Sci. Rep.* **11** (2021), 10.1038/s41598-021-90837-9.