

AUTOREFERAT

1 IMIĘ I NAZWISKO

Alexander Streltsov

data urodzenia: 25 lipca 1983

2 POSIADANE DYPLOMY I STOPNIE NAUKOWE

- **Doktor nauk przyrodniczych**

Data: 14 czerwca 2013

Tytuł rozprawy: *The role of quantum correlations beyond entanglement in quantum information theory*

Promotor: Prof. dr Dagmar Bruß

Jednostka naukowa: Wydział Matematyki i Nauk Przyrodniczych,

Uniwersytet Heinricha Heinego w Düsseldorfie, Niemcy

Ocena: summa cum laude (najwyższa ocena)

- **Magister fizyki**

Data: 30 września 2009

Tytuł pracy: *Entanglement of random states*

Promotor: Prof. dr Haye Hinrichsen

Jednostka naukowa: Wydział Fizyki i Astronomii,

Uniwersytet w Würzburgu, Niemcy

Ocena: wyróżnienie (najwyższa ocena)

3 INFORMACJE O DOTYCHCZASOWYM ZATRUDNIENIU W JEDNOSTKACH NAUKOWYCH

- **Kierownik Grupy Badawczej**

Laboratorium Kwantowych Zasobów i Informacji,

Centrum Optycznych Technologii Kwantowych,

Centrum Nowych Technologii, Uniwersytet Warszawski, Polska

Data: od grudnia 2018 do dziś

- **Staż podoktorski, Stypendium Polonez 2**

Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej,

Politechnika Gdańska, Polska

Data: od lutego 2017 do listopada 2018

- **Staż podoktorski, Stypendium Humboldta**

Instytut Fizyki, Wolny Uniwersytet Berliński, Niemcy

Data: od lutego 2016 do stycznia 2017

- **Staż podoktorski, Stypendium Humboldta**

Instytut Nauk Fotonicznych ICFO, Barcelona, Hiszpania

Data: od listopada 2013 do listopada 2015

- **Staż podoktorski**

Wydział Matematyki i Nauk Przyrodniczych,

Uniwersytet Heinricha Heinego w Düsseldorfie, Niemcy

Data: od czerwca 2013 do września 2013

- **Pobyt badawczy**
Narodowe Laboratorium Los Alamos, USA
Pobyt badawczy na zaproszenie doktora Wojciecha H. Żurka
Data: od lipca 2012 do września 2012
- **Doktorant**
Wydział Matematyki i Nauk Przyrodniczych,
Uniwersytet Heinricha Heinego w Düsseldorfie, Niemcy
Data: od grudnia 2009 do czerwca 2013

4 WSKAZANIE OSIĄGNIĘCIA WYNIKAJĄCEGO Z ART. 219 UST. 1 PKT 2 USTAWY Z DNIA 20 LIPCA 2018 R. PRAWO O SZKOLNICTWIE WYŻSZYM I NAUCE (DZ. U. Z 2018 R. POZ. 1668 ZE ZM.)

4.1 Tytuł osiągnięcia naukowego

Cykl publikacji pt.:

Teorie zasobów kwantowych i ich zastosowania w komunikacji kwantowej

4.2 Lista publikacji wchodząca w skład osiągnięcia (w porządku chronologicznym)

- [H1] A. Streltsov, U. Singh, H. S. Dhar, M. N. Bera i G. Adesso, *Measuring Quantum Coherence with Entanglement*, Phys. Rev. Lett. **115**, 020403 (2015).
- [H2] A. Streltsov, S. Lee i G. Adesso, *Concentrating Tripartite Quantum Information*, Phys. Rev. Lett. **115**, 030505 (2015).
- [H3] A. Streltsov, E. Chitambar, S. Rana, M. N. Bera, A. Winter i M. Lewenstein, *Entanglement and Coherence in Quantum State Merging*, Phys. Rev. Lett. **116**, 240405 (2016).
- [H4] J. I. de Vicente i A. Streltsov, *Genuine quantum coherence*, J. Phys. A **50**, 045301 (2017).
- [H5] A. Streltsov, S. Rana, M. N. Bera i M. Lewenstein, *Towards Resource Theory of Coherence in Distributed Scenarios*, Phys. Rev. X **7**, 011024 (2017).
- [H6] A. Streltsov, S. Rana, P. Boes i J. Eisert, *Structure of the Resource Theory of Quantum Coherence*, Phys. Rev. Lett. **119**, 140402 (2017).
- [H7] A. Streltsov, G. Adesso i M. B. Plenio, *Colloquium: Quantum coherence as a resource*, Rev. Mod. Phys. **89**, 041003 (2017).
- [H8] K.-D. Wu, T. Theurer, G.-Y. Xiang, C.-F. Li, G.-C. Guo, M. B. Plenio i A. Streltsov, *Quantum coherence and state conversion: theory and experiment*, npj Quantum Information **6**, 22 (2020).
- [H9] A. Streltsov, *Quantum state merging with bound entanglement*, New J. Phys. **22**, 023032 (2020).
- [H10] A. Streltsov, C. Meignant i J. Eisert, *Rates of Multipartite Entanglement Transformations*, Phys. Rev. Lett. **125**, 080502 (2020).

4.3 Opis osiągnięcia naukowego

Zjawiska kwantowe, takie jak splątanie i koherencja, stanowią podstawę podziału na fizykę klasyczną i kwantową. Są one również istotne dla szybko rozwijających się technologii kwantowych, pozwalając na nowe podejście do problemów, których nie sposób rozwiązać za pomocą klasycznych urządzeń. Ramy teorii zasobów kwantowych umożliwiają ilościowe badania dotyczące zjawisk splątania i koherencji, a także ich roli w kwantowych zastosowaniach technologicznych.

Wszystkie z dziesięciu artykułów [H1-H10], które stanowią prezentowane osiągnięcie, badają zjawiska koherencji kwantowej i splątania w systemach kwantomechanicznych, wzajemne zależności między nimi, jak również zastosowanie splątania i koherencji w funkcji zasobów służących zadaniom kwantowej komunikacji. W [H1] przedstawiliśmy pierwsze teoretyczne podejście do aktywacji splątania z koherencji kwantowej, podając również ilościową zależność pomiędzy splątaniem i koherencją w systemach kwantowych. Wyniki w [H1] mogą być także postrzegane jako pierwszy krok w kierunku rozszerzenia zasobowej teorii koherencji na scenariusze rozproszone. Ten temat został szerzej omówiony w [H5]. W [H6, H8] zbadaliśmy zasobową teorię koherencji w kontekście pojedynczego egzemplarza układu, charakteryzując przejścia układów kwantowych poprzez procesy niekoherentne, w tym eksperymentalne realizacje w optyce kwantowej [H8]. W [H4] wprowadziliśmy i zbadaliśmy alternatywne podejście do teorii koherencji, które uwzględnia możliwe ograniczenia energetyczne systemu. W [H2, H3, H9, H10] zbadaliśmy rolę koherencji i splątania w komunikacji kwantowej. W [H7] dokonaliśmy najnowszego przeglądu dotyczącego zasobowej teorii koherencji kwantowej oraz jej roli w technologii kwantowej.

Niniejsza część autoreferatu jest zorganizowana w następujący sposób. Podrozdział 4.3.1 zawiera wprowadzenie do teorii zasobów kwantowych. Podrozdział 4.3.2 dotyczy teorii zasobów koherencji kwantowej. W podrozdziale 4.3.3 omówiono strukturę teorii koherencji i niekoherentnej konwersji stanów. Tematem podrozdziału 4.3.4 jest zasobowa teoria koherencji w scenariuszach rozproszonych. W podrozdziale 4.3.5 przedstawiono rolę koherencji i splątania w zadaniach komunikacji kwantowej. Krótkie podsumowanie i perspektywy zaprezentowano w podrozdziale 4.3.6.

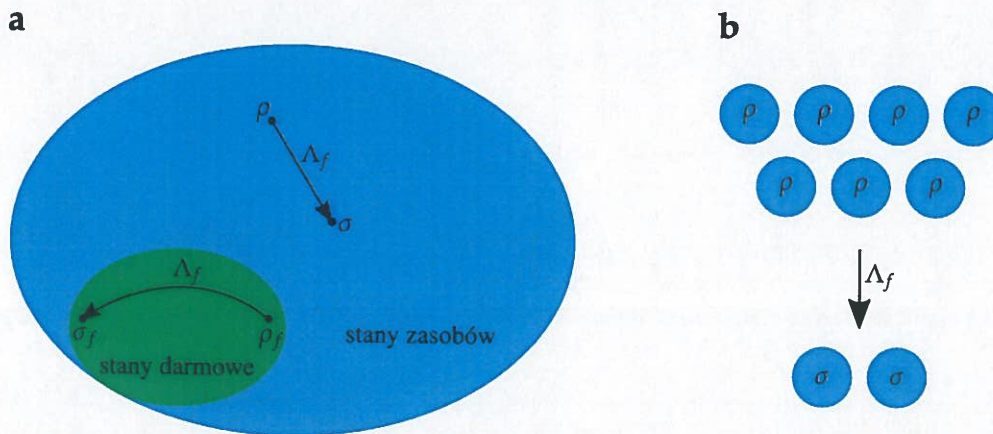
4.3.1 Wprowadzenie do teorii zasobów kwantowych

Teorie zasobów kwantowych [1] tworzą wszechstronne ramy matematyczne, pozwalające na systematyczne badanie cech kwantowych i ich zastosowań w technologiach kwantowych. Podstawą każdej teorii zasobów kwantowych są darmowe stany i operacje. Darmowe stany są stanami kwantowymi, które są dostarczane bez konsumpcji zasobów, zaś darmowe operacje są manipulacjami systemu kwantowego, które mogą być wykonywane bez zużycia zasobów. Konkretny wybór darmowych stanów i operacji zależy od analizowanej teorii i jest zazwyczaj uzasadniony ograniczeniami eksperymentalnymi i technologicznymi. W zasobowej teorii splątania [2, 3, 4, 5] ograniczenia są zdeterminowane uwarunkowaniem technologicznym dwóch przestrzennie rozdzielonych stron, które mogą wykonywać pomiary kwantowe w swoich lokalnych laboratoriach, lecz nie mogą wymieniać między sobą cząstek kwantowych. Niemniej jednak mogą one wymieniać klasyczne informacje bez dodatkowej konsumpcji zasobów np. za pomocą standardowego telefonu. Są to bardzo naturalne założenia, które trafnie oddają aktualny stan technologii kwantowej: choć posiadliśmy bardzo dobrą kontrolę nad układami kwantowymi w laboratorium, przesłanie splątanych cząstek na duże odległości nadal pozostaje dużym wyzwaniem, mimo stwierdzonego znacznego postępu polegającego na dystrybucji splątania na odległość 1200 km [6]. Darmowe operacje w teorii splątania są zazwyczaj nazywane lokalnymi operacjami kwantowymi i klasyczną komunikacją (local operations and classical communication, LOCC), a stany darmowe określane są jako stany separowalne [5]:

$$\rho_{\text{sep}} = \sum_i p_i \rho_i^A \otimes \rho_i^B. \quad (1)$$

Ważnym stanem w teorii splątania jest stan singletowy:

$$|\Psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle - |10\rangle). \quad (2)$$



Rysunek 1: **a:** Ogólna struktura teorii zasobów kwantowych. Każda darmowa operacja Λ_f pozostawia stan darmowy ρ_f w obrębie zbioru stanów darmowych (zielony obszar). Stany, które nie są darmowe nazywane są również *stanami zasobów* (niebieski obszar). Zastosowanie darmowej operacji Λ_f do stanu zasobu ρ pozwala przekształcić go w inny stan zasobu σ . **b:** Asymptotyczna konwersja pomiędzy stanami zasobów $\rho \rightarrow \sigma$ ze współczynnikiem $2/7$.

Wyżej przedstawiony stan można uznać za najważniejszy element tej teorii, ponieważ może on zostać przekształcony w inny, dowolny stan w wyniku darmowych operacji [5]. Splątanie jest jednym z najważniejszych zasobów technologii kwantowej, ponieważ może ono zostać wykorzystane do tak istotnych zadań jak teleportacja kwantowa [7] i kryptografia kwantowa [8].

Podczas gdy teoria zasobów splątania była jedną z pierwszych kwantowych teorii zasobów, najnowsze wyniki pokazują, że nie wszystkie kwantowe zastosowania technologiczne opierają się na obecności splątania, ale wymagają innych rodzajów nieklasyczości, takich jak kwantowy dyskord [9] i koherencja [H7]. Obserwacja ta doprowadziła do rozwoju innych kwantowych teorii zasobów, takich jak termodynamika kwantowa [10, 11] i koherencja [12, 13]. W teorii zasobów termodynamiki kwantowej darmowe operacje zachowują całkowitą energię systemu i jego otoczenia, a stan darmowy jest dobrze znanym stanem Gibbsa. Zasobowa teoria koherencji ujmuje sytuację, w której brakuje zdolności do tworzenia superpozycji w bazie odniesienia. Teoria ta zostanie omówiona bardziej szczegółowo w następnym podrozdziale.

Zbiory stanów darmowych i operacji określają podstawową strukturę teorii zasobów, a w wielu przypadkach pozwalają odpowiedzieć na podstawowe pytania w ramach tej teorii. Jedno z najważniejszych pytań dotyczy *problemu konwersji stanów*, podnosząc kwestię tego, czy dwa stany mogą być konwertowane w siebie nawzajem poprzez darmową operację, patrz rys. 1 a. Rozwiązanie tego problemu definiuje porządek w przestrzeni stanów, pozwalając na zidentyfikowanie najbardziej użytecznych stanów teorii jako tych, z których wszystkie inne stany mogą być utworzone. Jeżeli stanu ρ nie da się z pewnością przekonwertować na inny stan σ , wówczas nadal istnieje możliwość konwersji stochastycznej z prawdopodobieństwem $P(\rho \rightarrow \sigma)$. Kolejny ważny problem w każdej kwantowej teorii zasobów jest związany z asymptotyczną konwersją stanów, w ramach których dostępnych jest N kopii stanu początkowego ρ . Celem tego procesu jest konwersja wspomnianych N kopii stanu ρ do M kopii innego stanu σ za pomocą darmowych operacji odpowiedniej teorii zasobów, patrz rys. 1 b. Interesującą nas w tym kontekście liczbą jest maksymalny współczynnik konwersji $R = M/N$, obliczony w asymptotycznej granicy nieskończonej liczby $N \rightarrow \infty$ kopii stanu początkowego. W zasobowej teorii splątania przyjmuje się zazwyczaj, że stan docelowy σ jest stanem singletowym $|\Psi^-\rangle$. W tym przypadku współczynnik R jest nazywany splątaniem destylowalnym [14, 4]. Alternatywnie, poprzez ustawienie stanu początkowego na $|\Psi^-\rangle$, odwrotny współczynnik konwersji $1/R$ jest znany jako koszt splątania [15] stanu docelowego σ .

Miara zasobów pozwala na ilościowe określenie ilości zasobów w stanie kwantowym ρ . Każda miara zasobów $R(\rho)$ jest nieujemna, a $R(\sigma) = 0$ dla dowolnego stanu darmowego σ . Co więcej, żadna miara zasobów nie zwiększa się w wyniku działania darmowych operacji:

$$R(\Lambda_f[\rho]) \leq R(\rho) \quad (3)$$

dla jakiegokolwiek darmowej operacji Λ_f . Omówione powyżej koszty splątania i splątania destylowalnego stanowią miary zasobów w ramach zasobowej teorii splątania.

4.3.2 Teoria zasobów koherencji kwantowej

Koherencja kwantowa jest podstawową właściwością układów kwantowych, która wynika z zasady superpozycji mechaniki kwantowej. Biorąc pod uwagę dwa ortogonalne stany kwantowe $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$ (które mogłyby na przykład oznaczać “spin w górę” i “spin w dół” dla cząstki o spine $\frac{1}{2}$), każda superpozycja postaci

$$|\psi\rangle = a|\uparrow\rangle + b|\downarrow\rangle \quad (4)$$

oznacza również możliwy stan kwantowy, jeżeli spełniony jest warunek normalizacji $|a|^2 + |b|^2 = 1$. Dla $a, b \neq 0$ stan $|\psi\rangle$ ma koherencję w bazie $\{|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle\}$. Koherencja jest oczywiście pojęciem zależnym od bazy, tzn. stan, który posiada koherencję w jednej konkretnej bazie, nie musi posiadać koherencji w innej. Jednak w wielu eksperymentalnie istotnych scenariuszach jedna konkretna baza zostaje rzeczywiście wyróżniona przez nieuniknioną dekoherencję. Oznacza to, że rozsądnym rozwiązaniem jest zróżnicowane podejście do różnych baz.

Koherencja kwantowa odgrywa ważną rolę w kilku zadaniach, które opierają się na prawach mechaniki kwantowej [H7]. Ważnym przykładem jest metrologia kwantowa [16], gdzie dąży się do estymacji parametru φ , zakodowanego w ewolucji unitarnej $U_\varphi = e^{-i\varphi H}$. Jeżeli ewolucja unitarna U_φ działa na stan kwantowy $|\psi\rangle$, to stan końcowy $U_\varphi|\psi\rangle$ będzie zawierał informacje o φ tylko i wyłącznie wtedy, gdy stan $|\psi\rangle$ posiada koherencję w bazie stanów własnych H . W termodynamice kwantowej koherencja kwantowa w odniesieniu do stanów własnych energii odgrywa kluczową rolę w zrozumieniu możliwych przejść za pomocą procesów zachowujących energię [17, 18, 19, 20]]. Najnowsze wyniki pokazują również, że koherencja kwantowa ma większe znaczenie niż splątanie dla uchwycenia wydajności niektórych algorytmów kwantowych [21, 22]. W świetle tych wyników naturalne jest pytanie o ogólną rolę koherencji w teorii informacji kwantowej. Jedną z ogólnych strategii jest badanie koherencji jako zasobu do manipulacji stanami kwantowymi, tj. wprowadzenie *zasobowej teorii koherencji* [12, 13]. Choć inne kwantowe teorie zasobów, takie jak splątanie [2, 3, 4, 5], badano przez długi czas, może zaskoczyć fakt, iż zasobowa teoria koherencji została opracowana dopiero niedawno. Podczas gdy podejście przedstawione w [12] przyciągnęło znaczną uwagę i większość dzisiejszej literatury dotyczącej koherencji opiera się na tej pracy, pierwsze kroki w tym kierunku poczyniono w [23], gdzie opracowano zasobową teorię superpozycji. Inne powiązane podejście znane jest jako zasobowa teoria asymetrii [24, 25].

W zasobowej teorii koherencji zbiór darmowych stanów nazywany jest niekoherentnym [12]. Są to wszystkie stany, które są diagonalne w ustalonej bazie odniesienia $\{|i\rangle\}$, tzn. można je zapisać jako

$$\sigma = \sum_i p_i |i\rangle\langle i|. \quad (5)$$

Zbiór niekoherentnych stanów zostanie oznaczony jako \mathcal{I} . Nie istnieje jedna definicja darmowych operacji. W ostatnich latach zaproponowano kilka alternatywnych pojęć, opartych na fizycznych lub matematycznych rozważaniach [H7]. Największy możliwy zestaw darmowych operacji jest nazywany maksymalnie niekoherentnymi operacjami (maximally incoherent operations, MIO) [23]. Są to operacje kwantowe, które zachowują zbiór stanów niekoherentnych:

$$\Lambda_{\text{MIO}}[\sigma] \in \mathcal{I} \quad (6)$$

dla każdego $\sigma \in \mathcal{I}$. Podzespół MIO to operacje niekoherentne (incoherent operations, IO) [12, 13]. Są to operacje, które mogą być zapisane jako:

$$\Lambda_{\text{IO}}[\rho] = \sum_i K_i \rho K_i^\dagger \quad (7)$$

z niekoherentnymi operatorami Krausa K_i , tj. $K_i \sigma K_i^\dagger / \text{Tr}[K_i \sigma K_i^\dagger] \in \mathcal{I}$ dla każdego stanu niekoherentnego σ . Definicja ta jest umotywowana faktem, że operacja w równaniu (7) nie może stworzyć koherencji, nawet jeśli jest interpretowana jako ogólny pomiar z postselekcją możliwych wyników. Przegląd różnych klas operacji i

ich właściwości znajduje się w artykule przeglądowym [H7]. Ważnym stanem w zasobowej teorii koherencji jest stan maksymalnie koherentny:

$$|+\rangle_d = \frac{1}{\sqrt{d}} \sum_{i=0}^{d-1} |i\rangle, \quad (8)$$

gdzie d jest wymiarem przestrzeni Hilberta. Używając niekoherentnych operacji, możliwe jest przekształcenie $|+\rangle_d$ w każdy inny stan o tym samym wymiarze [12].

Interesujące jest również to, że ogólna niekoherentna operacja, która jest niekoherentna w jednej eksperymentalnej implementacji, może potencjalnie stworzyć dużą ilość koherencji w innej eksperymentalnej implementacji, tj. w innym rozkładzie Krausa [H4]. Jako przykład można podać operację na jednym kubicie z operatorami Krausa,

$$K_0 = |0\rangle\langle+|, \quad K_1 = |1\rangle\langle-| \quad (9)$$

gdzie $|\pm\rangle = (|0\rangle \pm |1\rangle)/\sqrt{2}$. Te operatory są niekoherentne, ponieważ $K_i |\psi\rangle \sim |i\rangle$ dla każdego czystego stanu $|\psi\rangle$. Ta sama operacja może być jednak wyrażona również za pomocą operatorów Krausa [H4]

$$L_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle\langle+| \pm |1\rangle\langle-|). \quad (10)$$

Te operatory Krausa są niekoherentne, ponieważ $L_{\pm} |0\rangle = |\pm\rangle$. To spostrzeżenie było punktem początkowym dla badania przeprowadzonego w [H4], gdzie wprowadziliśmy w szczególności zestawy operacji wymienionych poniżej.

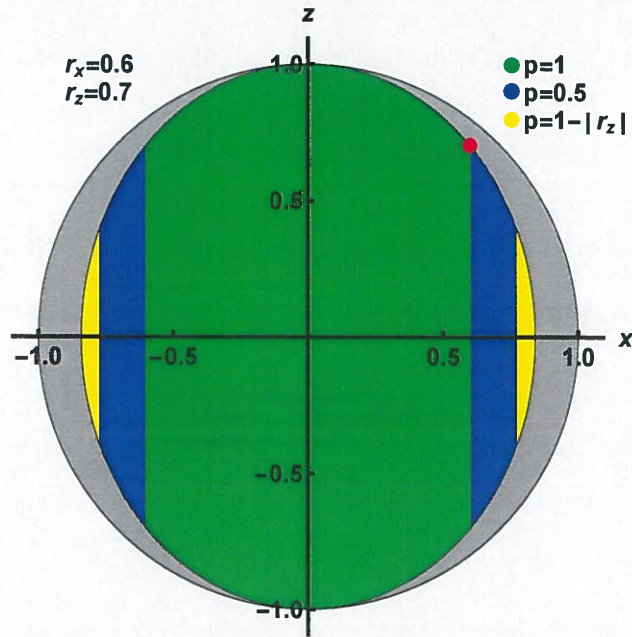
- Rzeczywiście niekoherentne operacje (genuinely incoherent operations, GIO): operacje, które zachowują wszystkie niekoherentne stany, tzn. $\Lambda[\sigma] = \sigma$ dla każdego niekoherentnego stanu σ .
- Całkowicie niekoherentne operacje (fully incoherent operations, FIO): operacje, które są niekoherentne w jakimkolwiek rozkładzie Krausa.

GIO jest podzbiorem FIO, co oznacza, że oba zbiory są niekoherentne niezależnie od ich konkretnej pozycji w rozkładzie Krausa [H4]. Zbiór GIO jest również interesujący z punktu widzenia termodynamiki kwantowej, ponieważ operacje te nie pozwalają na przejścia między różnymi niekoherentnymi stanami, a tym samym mogą być postrzegane jako operacje niekoherentne z dodatkowymi ograniczeniami (np. oszczędność energii) [H4].

Dokładne badanie GIO i FIO w [H4] ujawnia kilka interesujących właściwości tych operacji. W szczególności GIO nie posiada „złotej jednostki”: nie istnieje jeden stan, który można by przekształcić na wszystkie inne stany za pośrednictwem GIO. Podczas gdy GIO pozwala jedynie na transformacje w stany o tych samych elementach diagonalnych, bardziej ogólne transformacje można uzyskać, jeśli weźmie się pod uwagę przejścia probabilistyczne [H4]. Podczas gdy FIO jest zbiorem nadrzędnym GIO, również ten zestaw operacji nie posiada „złotej jednostki”, a przekształcenia stanów są generalnie możliwe tylko pomiędzy ograniczonymi rodzinami stanów [H4]. Ważnym rezultatem jest stwierdzenie, że każda zasobowa teoria koherencji, która ma „złotą jednostkę”, musi zawierać darmowe operacje, które tworzą koherencję w pewnym rozkładzie Krausa [H4].

4.3.3 Struktura teorii koherencji i niekoherentnego przekształcenia stanu

Ogólna operacja kwantowa działająca na przestrzeń Hilberta o wymiarze d może być zawsze zapisana jako $\Lambda[\rho] = \sum_i K_i \rho K_i^\dagger$ z co najwyżej d^2 operatorami Krausa. Biorąc pod uwagę, że niekoherentna operacja może być zawsze rozłożona na niekoherentne operatory Krausa K_i , interesujące może być pytanie, ile niekoherentnych operatorów Krausa jest wymaganych w tym rozkładzie. Należy pamiętać, że minimalna liczba niekoherentnych operatorów Krausa może (ogólnie) być większa niż d^2 . Problem ten został poruszony w [H6], gdzie pokazaliśmy, że każda niekoherentna operacja dopuszcza rozkład z co najwyżej $d^4 + 1$ niekoherentnymi operatorami Krausa. Dla $d = 2$ i $d = 3$ zredukowaliśmy te liczby odpowiednio do 5 i 39 niekoherentnych operatorów Krausa. Warto zauważyć, że te granice nie są generalnie optymalne. W szczególności dowiedziono, że dla $d = 2$ każda niekoherentna operacja może być reprezentowana przez (co najwyżej) 4 niekoherentne operatory Krausa [26].



Rysunek 2: Stochastyczna niekoherentna konwersja stanu dla stanu początkowego z wektorem Blocha $r = (0.6, 0, 0.7)$. Zielony obszar pokazuje obszar stanów osiągalny z prawdopodobieństwem 1. Wszystkie stany w niebieskim obszarze są osiągalne z prawdopodobieństwem $p \geq 0.5$, przy czym warto zwrócić uwagę na równanie (15). Wszystkie stany w obszarze żółtym są osiągalne z prawdopodobieństwem $p \geq 1 - |r_z| = 0.3$. Szary obszar nie jest dostępny z żadnym prawdopodobieństwem niezerowym. Rysunek przedstawia płaszczyznę x - z sfery Blocha. Cały osiągalny obszar jest uzyskiwany przez obrót wokół osi z . Rysunek został zaczerpnięty z [27].

Wyniki w [H6] posłużyły jako podstawa do badania konwersji stanu kwantowego poprzez niekoherentne operacje, zarówno w układach deterministycznych, jak i stochastycznych. Stan ρ może zostać przekształcony w inny stan σ poprzez deterministyczne, niekoherentne operacje, jeżeli

$$\sigma = \Lambda[\rho] \quad (11)$$

dla pewnej operacji niekoherentnej Λ . Jeżeli deterministyczna konwersja pomiędzy dwoma stanami ρ i σ nie jest możliwa, mogą one nadal pozwolić na stochastyczną, niekoherentną konwersję

$$\sigma = \frac{1}{q} \sum_i K_i \rho K_i^\dagger \quad (12)$$

z niepełnym zestawem niekoherentnych operatorów Krausa K_i takich, że $\sum_i K_i^\dagger K_i \leq 1$ i prawdopodobieństwem $q = \text{Tr}[\sum_i K_i \rho K_i^\dagger]$. Istotną wielkość w tym zadaniu to optymalne prawdopodobieństwo konwersji, zdefiniowane jako

$$P(\rho \rightarrow \sigma) = \sup \left\{ \text{Tr} \left[\sum_i K_i \rho K_i^\dagger \right] : \sigma = \frac{\sum_i K_i \rho K_i^\dagger}{\text{Tr} \left[\sum_i K_i \rho K_i^\dagger \right]} \right\}. \quad (13)$$

W [H8] podaliśmy wyrażenie analityczne dla $P(\rho \rightarrow \sigma)$ dla dowolnej pary stanów jednokubitowych. Oznaczając wektory Blocha stanu początkowego i końcowego, odpowiednio r i s , oraz definiując $r = \sqrt{r_x^2 + r_y^2}$, stwierdza się, że $P(\rho \rightarrow \sigma) = 0$, jeśli

$$r^2 s_z^2 + (1 - r_z^2) s^2 > r^2. \quad (14)$$

W przeciwnym razie

$$P(\rho \rightarrow \sigma) = \min \left\{ \frac{r^2}{(1 + |r_z|) s^2} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{s^2 (1 - r_z^2)}{r^2}} \right], 1 \right\}. \quad (15)$$

Deterministyczna konwersja $P(\rho \rightarrow \sigma) = 1$ zawiera się w równaniu (15) jako przypadek szczególny. Przypadek deterministyczny został rozpatrzony wcześniej w [H6] i [28, 29, 30]. Na rys. 2 przedstawiono zestaw stanów osiągalnych w wyniku deterministycznych i stochastycznych operacji niekoherentnych dla stanu początkowego z wektorem Blocha $\mathbf{r} = (0.6, 0, 0.7)$. Co ciekawe, dla mieszanych stanów początkowych istnieje obszar stanów, który nie jest dostępny z żadnym prawdopodobieństwem niezerowym (szary obszar na rys. 2).

W [H8] przeprowadzono eksperymentalną niekoherentną konwersję stanu. W tym celu opracowano układ optyczny pozwalający na wykonywanie optymalnych operacji niekoherentnych, które prowadzą do uzyskania maksymalnego prawdopodobieństwa konwersji podanego w równaniu (15). Ta konfiguracja została również użyta do wspomagananej niekoherentnej konwersji stanów, która zostanie omówiona bardziej szczegółowo w następnej sekcji.

4.3.4 Zasobowa teoria koherencji w scenariuszach rozproszonych

W [H1, H5, H8] opracowaliśmy zasobową teorię koherencji w scenariuszach rozproszonych, pozwalającą na badanie koherencji kwantowej jako zasobu w wieloczęściowych systemach kwantowych. Podstawą tych ram jest definicja stanów całkowicie niekoherentnych [H1]

$$\sigma^{AB} = \sum_{i,j} p_{ij} |i\rangle\langle i|^A \otimes |j\rangle\langle j|^B, \quad (16)$$

gdzie $|i\rangle^A$ i $|j\rangle^B$ stanowią stany niekoherentne odpowiednio podukładów A i B . Dwuczęściowa, niekoherentna operacja jest następnie definiowana poprzez $\Lambda[\rho^{AB}] = \sum_i K_i \rho^{AB} K_i^\dagger$, gdzie operatory Krausa K_i nie tworzą koherencji w zakresie bazy produktu $\{|i\rangle^A |j\rangle^B\}$. Jak pokazano w [H1], poprzez dwuczęściowe, niezerowe operacje koherentne, każda niezerowa ilość koherencji może być zawsze przekształcona w splątanie. W szczególności, biorąc pod uwagę stan ρ i niekoherentny stan pomocniczy σ_i , poprzez dwuczęściowe operacje niekoherentne możliwe jest stworzenie splątania ze stanu całkowitego $\rho \otimes \sigma_i$, wtedy i tylko wtedy, gdy stan ρ ma koherencję. W [H1] przedstawiono ilościową zależność między koherencją a splątaniem, przy wykorzystaniu ogólnych miar splątania i koherencji opartych na odległości:

$$E(\rho) = \min_{\mu \in \mathcal{S}} D(\rho, \mu), \quad C(\rho) = \min_{\sigma \in \mathcal{I}} D(\rho, \sigma). \quad (17)$$

Tutaj \mathcal{S} jest zbiorem stanów separowalnych, a D jest odległością kontraktywną na zbiorze stanów kwantowych, posiadającą właściwość $D(\Lambda[\rho], \Lambda[\sigma]) \leq D(\rho, \sigma)$ dla każdej operacji kwantowej Λ . W ten sposób wielkości w równaniu (17) są monotoniczne w odpowiedniej klasie operacji darmowych. Jak pokazano w [H1], dla każdego splątania i miary koherencji postaci (17) ilość splątania wytworzona ze stanu ρ przez dwuczęściową niekoherentną operację Λ działającą na $\rho \otimes \sigma_i$ jest maksymalnie ograniczona przez koherencję ρ :

$$E(\Lambda[\rho \otimes \sigma_i]) \leq C(\rho). \quad (18)$$

Ponadto, biorąc pod uwagę dowolną miarę splątania, maksymalna ilość splątania, która może zostać utworzona ze stanu $\rho \otimes \sigma_i$ poprzez dwuczęściowe operacje niekoherentne zawsze prowadzi do miary koherencji na ρ [H1].

Innym ważnym elementem teorii koherencji w scenariuszach rozproszonych są *lokalne operacje niekoherentne i klasyczna komunikacja* (*local incoherent operations and classical communication, LICC*). Operacje LICC zostały wprowadzone i zbadane w [H5] oraz niezależnie od tego w [31]. Dotyczą one sytuacji, w której występują dwie, przestrzennie oddzielone od siebie strony Alice i Bob, które mogą wykonywać niekoherentne operacje

w swoich lokalnych laboratoriach. Ponadto, Alice i Bob mają dostęp do klasycznego kanału komunikacyjnego. Z tego wynika, że operacje LICC odgrywają podobną rolę jak LOCC w teorii splątania. Operacje LICC przekształcają całkowicie niekoherentny stan w inny całkowicie niekoherentny stan, patrz równanie (16).

W pełni niekoherentne stany w równaniu (16) przedstawiają scenariusz symetryczny, w którym Alice i Bob podlegają tym samym ograniczeniom lokalnym. Interesujące jest również rozważenie asymetrycznego ustawienia, w którym Alice może lokalnie wykonywać dowolne operacje kwantowe, podczas gdy Bob może wykonywać tylko niekoherentne operacje w swoim laboratorium. W tym ustawieniu ważną rolę odgrywa grupa stanów kwantowo-niekoherentnych (patrz [H5], [O14], i [32, 22]):

$$\sigma^{AB} = \sum_i p_i \sigma_i^A \otimes |i\rangle\langle i|^B, \quad (19)$$

gdzie $\{|i\rangle^B\}$ jest stałą niekoherentną bazą Boba, zaś σ_i^A są dowolnymi stanami Alice. Znaczenie tej grupy polega na tym, że jest ona niezmienna w ramach *lokalnych operacji kwantowo-niekoherentnych i klasycznej komunikacji (local quantum-incoherent operations and classical communication, LQICC)* (patrz [H5] i [O14]). Operacje LQICC definiuje się w taki sam sposób jak LICC, ponieważ Alice może wykonywać wszystkie operacje kwantowe lokalnie.

Zarówno operacje LICC, jak i LQICC są trudne do scharakteryzowania za pomocą metod matematycznych. Ten problem dotyczy również LOCC [5, 33]. Jednak w teorii splątania problem ten może być częściowo rozwiązany poprzez wprowadzenie operacji separowalnych. Są to operacje działające na stany dwuczęściowe ρ^{AB} w następujący sposób:

$$\Lambda_s[\rho^{AB}] = \sum_i A_i \otimes B_i \rho^{AB} A_i^\dagger \otimes B_i^\dagger \quad (20)$$

gdzie operatory Krausa $A_i \otimes B_i$ spełniają warunek kompletności $\sum_i A_i^\dagger A_i \otimes B_i^\dagger B_i = \mathbb{1}_{AB}$. Chociaż zestaw separowalnych operacji jest znacznie większy niż LOCC [34], zachowuje on jednak główne cechy LOCC [5, 33]. Zainspirowani tymi wynikami, w [H5] wprowadziliśmy klasę *separowalnych operacji niekoherentnych (separable incoherent operations, SI)*. Są to operacje separowalne charakteryzujące się tym, że operatory A_i i B_i nie tworzą lokalnej koherencji:

$$A_i |k\rangle^A \sim |l\rangle^A, \quad B_i |m\rangle^B \sim |n\rangle^B. \quad (21)$$

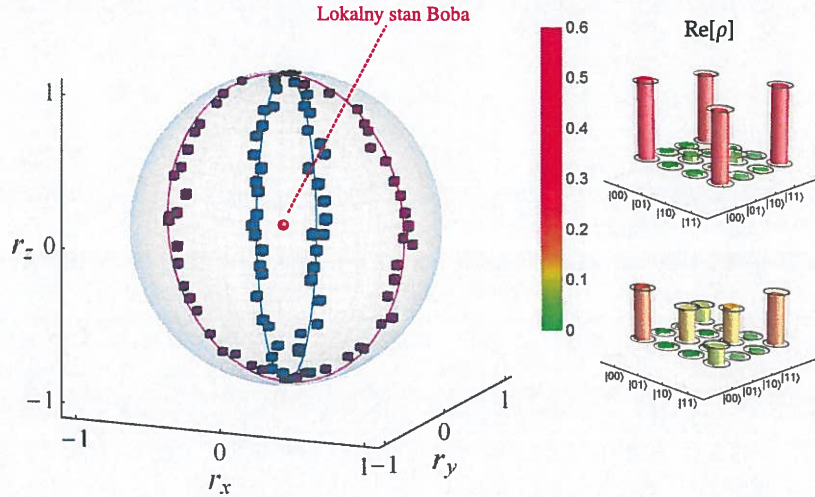
Należy zauważyć, że LICC i SI mają wiele wspólnych cech, z których najważniejszą jest zachowanie zestawu całkowicie niekoherentnych stanów, patrz równanie (16). W [H5] zbadaliśmy inne zbiory operacji, takie jak *kwantowo-niekoherentne operacje separowalne (separable quantum-incoherent operations, SQI)*. Są to operacje kwantowe, które można zapisać tak jak w równaniu (20) z niekoherentnymi operatorami B_i .

W [H5] zbadaliśmy relacje zawierania pomiędzy tymi zbiorami, dowodząc w szczególności, że operacje SI są ściśłym nadzbiorem LICC, a SQI jest ściśłym nadzbiorem LQICC. Następnie przeanalizowaliśmy wydajność tych operacji dla wspomaganej, koherentnej destylacji, która jest zadaniem, w którym Bob dąży do asymptotycznego wydobycia lokalnej koherencji, uzyskując w tym samym czasie pomoc od Alice. W [H5] udowodniliśmy, że dla stanów czystych wszystkie wyżej wymienione operacje prowadzą do uzyskania takiej samej wydajności w tym zadaniu. Ponadto wykazaliśmy, że SQI ma przewagę w porównaniu z innymi klasami w łączeniu stanów kwantowych. Więcej szczegółów na ten temat można znaleźć w rozdziale 4.3.5.

W [H8] wprowadziliśmy i zbadaliśmy zadanie zwane *wspomaganą niekoherentną konwersją stanów*. W tym zadaniu dwie oddalone od siebie strony, Alice i Bob, współdzielą stan kwantowy ρ^{AB} i dążą do przekształcenia go w stan lokalny σ^B po stronie Boba poprzez operacje LQICC. W [H8] określiliśmy optymalne prawdopodobieństwo dla tego procesu, jeśli Alice i Bob współdzielą czysty stan dwukubitowy $|\psi\rangle^{AB}$:

$$P_a(|\psi\rangle^{AB} \rightarrow \sigma^B) = \min \left\{ 1, (1 - |r_z|) \frac{1 + \sqrt{1 - s_x^2 - s_y^2}}{s_x^2 + s_y^2} \right\}. \quad (22)$$

Tu $\mathbf{r} = (r_x, r_y, r_z)$ oznacza wektor Blocha stanu początkowego Boba $\rho^B = \text{Tr}_A[|\psi\rangle\langle\psi|]^{AB}$, zaś $\mathbf{s} = (s_x, s_y, s_z)$



Rysunek 3: Wspomagana niekoherentna konwersja stanu dla stanów Wernera z $q = 0.8245$ i $q = 0.2075$. Prawy rysunek przedstawia rzeczywiste części składowe tomograficznie zrekonstruowanych stanów kwantowych ρ_w^{AB} . Odpowiadające im wierności to 0.986 i 0.997. Lewa część pokazuje granicę osiągalnego regionu dla konwersji w płaszczyźnie x - z . Linie ciągłe pokazują teoretycznie przewidywane granice scharakteryzowane przez równanie (24). Kostki pokazują wartości uzyskane doświadczalnie. Rysunek zaczerpnięto z [H8].

oznacza wektor Blocha w stanie docelowym σ^B . Określiliśmy również optymalne prawdopodobieństwo konwersji, jeśli Alice i Bob współdzielą dwukubitowy stan Wernera:

$$\rho_w^{AB} = q |\phi^+\rangle\langle\phi^+| + (1-q)\frac{\mathbb{1}}{4}. \quad (23)$$

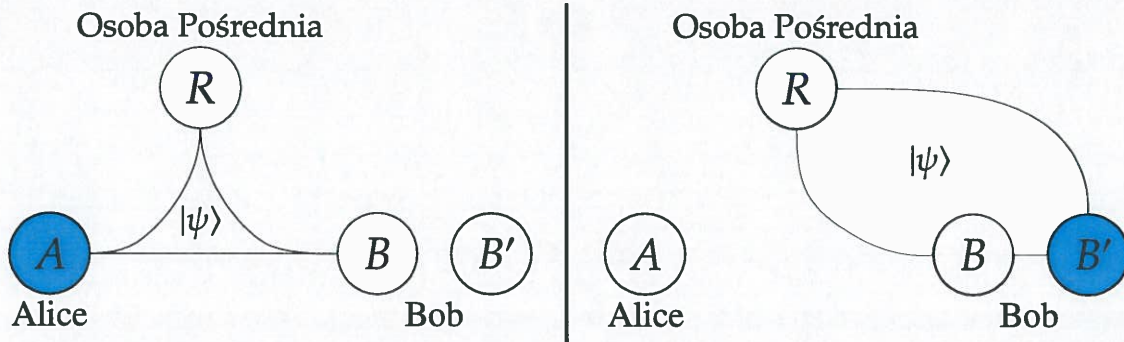
W tym przypadku optymalne prawdopodobieństwo jest podane przez

$$P_a(\rho_w^{AB} \rightarrow \sigma^B) = \begin{cases} 1 & \text{jeśli } q \geq \frac{s_x^2 + s_y^2}{\sqrt{1-s_z^2}}, \\ 0 & \text{w przeciwnym razie.} \end{cases} \quad (24)$$

Eksperymentalna konfiguracja do niekoherentnej konwersji stanów (patrz poprzednia sekcja) została również użyta do wykonania wspomaganej niekoherentnej konwersji stanów z optyką liniową, poprzez wykorzystanie splątanych par fotonów [H8]. W ten sposób ekperymentalnie potwierdzono prawdopodobieństwa podane w równaniach (22) i (24). Dla stanów Wernera wyniki doświadczalne pokazano na rys. 3.

4.3.5 Splątanie i koherencja w zadaniach komunikacji kwantowej

W [H3] przedstawiliśmy jedno z pierwszych zastosowań wyżej ukazanego formalizmu koherencji w scenariuszach rozproszonych. W szczególności zbadaliśmy rolę splątania i koherencji w łączeniu stanów kwantowych, które jest podstawowym zadaniem w teorii informacji kwantowej [35, 36]. W tym zadaniu dwie strony (Alice i Bob) mają na celu połączenie swych części trzyczęściowego stanu czystego $|\psi\rangle^{RAB}$ po stronie Boba w taki sposób, aby cały stan pozostał nietknięty. W szczególności stan końcowy $|\psi\rangle^{RBB'}$ powinien pozostać taki sam jak $|\psi\rangle^{RAB}$, ale obie cząstki B i B' należą teraz do Boba, patrz rys. 4. Aby osiągnąć ten cel, Alice i Bob mogą używać dodatkowych stanów singletowych. Naturalne pytanie dotyczy minimalnego współczynnika stanu singletowego potrzebnego do przeprowadzenia procedury w ramach limitu wielu kopii stanu $|\psi\rangle^{RAB}$. Odpowiedź na to pytanie została zaprezentowana w [35, 36]: minimalny współczynnik stanu singletowego dla tej procedury



Rysunek 4: Łączenie stanów kwantowych. Alice, Bob i osoba pośrednia dzielą wspólny, czysty stan $|\psi\rangle = |\psi\rangle^{RAB}$. Na dodatek Bob jest w posiadaniu rejestru B' (lewa strona). Celem zadania jest uzyskanie ostatecznego stanu $|\psi\rangle^{RBB'}$, który jest taki sam jak $|\psi\rangle^{RAB}$, poza tym, że nazwy A i B' są zamienione (prawa strona). Aby to osiągnąć, Alice i Bob mają dostęp do dodatkowych stanów singletowych i klasycznej komunikacji.

jest podany za pomocą entropii warunkowej:

$$S(A|B) = S(\rho^{AB}) - S(\rho^B), \quad (25)$$

gdzie $S(\rho) = -\text{Tr}[\rho \log_2 \rho]$ stanowi entropię von Neumanna.

Co ciekawe, podczas gdy klasyczna entropia warunkowa nigdy nie jest ujemna, kwantowa entropia warunkowa może być dodatnia lub ujemna. Co istotne, wynik w [35, 36] dopuszcza w obu przypadkach interpretację operacyjną. Jeśli entropia warunkowa jest dodatnia, możliwe jest łączenie z singletami z częstotliwością $S(A|B)$. Jeśli entropia warunkowa jest ujemna, możliwe jest połączenie bez żadnego splątania. Poza łączeniem stanu bez kosztów, Alice i Bob mogą dodatkowo uzyskać stany singletowe ze współczynnikiem $-S(A|B)$.

W [H3] wprowadziliśmy i zbadaliśmy zadanie *niekoherentnego łączenia stanów kwantowych*. W przeciwieństwie do standardowego łączenia stanów kwantowych, w naszym przypadku Bob ogranicza się do lokalnych operacji niekoherentnych i potrzebuje dodatkowego źródła koherencji, jeśli chce wdrożyć lokalnie bardziej ogólną operację. Alice może wykonywać dowolne operacje kwantowe lokalnie, a obie strony mają również dostęp do klasycznego kanału informacji. Innymi słowy, zestawem darmowych operacji w tym zadaniu jest zestaw operacji LQICC pomiędzy Alice i Bobem, patrz poprzednia sekcja w celu ich zdefiniowania. Zasoby są kwantyfikowane za pomocą par splątania-koherencji (E, C) . W tej sytuacji interesują nas osiągalne pary splątania-koherencji (E, C) , tj. współczynniki splątania E i lokalnej koherencji C Boba, dla których połączenie jest możliwe.

Jednym z naszych głównych wyników w [H3] była wartość minimalna sumy splątania i koherencji dla każdej możliwej do osiągnięcia pary:

$$E + C \geq S(\Delta^{AB}[\rho^{RAB}]) - S(\Delta^B[\rho^{RAB}]). \quad (26)$$

W tym przykładzie $\Delta^X[\rho] = \sum_i |i\rangle\langle i|^X \rho |i\rangle\langle i|^X$ oznacza pełne defazowanie ρ w odniesieniu do (ewentualnie wieloczęściowego) podukładu X . Warto zauważyć, że wynik w równaniu (26) odnosi się do dowolnych stanów mieszanych ρ^{RAB} , tzn. wykracza poza scenariusz stanu czystego analizowanego w przypadku standardowego łączenia stanów kwantowych. Wynik ten prowadzi do fundamentalnego wglądu w procedurę łączenia stanów: ponieważ prawa strona równania (26) jest nieujemna, suma splątania-koherencji $E + C$ jest również nieujemna. Zatem żadna procedura łączenia stanów nie może prowadzić do jednoczesnego uzyskania splątania i koherencji, tzn. splątanie może być uzyskane tylko wtedy, gdy zapewniona jest koherencja i odwrotnie. Ten nieintuicyjny wynik pokazuje zasadniczą współzależność pomiędzy splątaniem i koherencją w scenariuszach rozproszonych.

W [H3] wykazano również, że wartość minimalna w równaniu (26) jest ścisła dla wszystkich stanów czystych. W szczególności każdy stan czysty $|\psi\rangle^{RAB}$ może być połączony bez lokalnej koherencji po stronie Boba za

pomocą stanu singletowego ze współczynnikiem

$$E_0 = S(\Delta^{AB}[\rho^{AB}]) - S(\Delta^B[\rho^B]). \quad (27)$$

Wynik ten ukazuje istotną rolę stanu zdefazowanego $\Delta^{AB}[\rho^{AB}]$ dla niekoherentnego łączenia stanów kwantowych. Podczas gdy w standardowym łączeniu stanów kwantowych ilość wymaganego splątania jest określona przez entropię warunkową ρ^{AB} , to ilość splątania wymagana do połączenia stanu bez użycia koherencji lokalnej równa się entropii warunkowej $\Delta^{AB}[\rho^{AB}]$.

Łączenie stanów kwantowych okazało się również użytecznym narzędziem do wieloczęściowego przekształcenia splątania [H10]. W szczególności, biorąc pod uwagę dwa wieloczęściowe stany ρ i σ , optymalny współczynnik konwersji $\rho \rightarrow \sigma$ poprzez wieloczęściowe operacje LOCC w granicy asymptotycznej jest zdefiniowany jako:

$$R(\rho \rightarrow \sigma) = \sup \left\{ r : \lim_{k \rightarrow \infty} \left(\inf_{\Lambda_{\text{LOCC}}} \left\| \Lambda_{\text{LOCC}}(\rho^{\otimes k}) - \sigma^{\otimes \lfloor rk \rfloor} \right\|_1 \right) = 0 \right\}. \quad (28)$$

Tutaj Λ_{LOCC} odzwierciedla wieloczęściową operację LOCC, zaś $\|M\|_1 = \text{Tr} \sqrt{M^\dagger M}$ oznacza normę śladową. Jeśli ρ i σ są stanami czystymi dwuczęściowymi, odpowiedni współczynnik konwersji można zapisać jako [37],

$$R(\psi^{AB} \rightarrow \phi^{AB}) = \frac{S(\psi^A)}{S(\phi^A)}, \quad (29)$$

gdzie $\psi^{AB} = |\psi\rangle\langle\psi|^{AB}$ określa projektor na stan czysty $|\psi\rangle^{AB}$, podczas gdy $\psi^A = \text{Tr}_B[\psi^{AB}]$ stanowi zredukowany stan Alice. W [H10] rozszerzyliśmy te wyniki na więcej niż dwie strony, podając wartości minimalne i maksymalne dla współczynników konwersji. Dla konwersji pomiędzy trzyczęściowymi stanami czystymi $\psi^{ABC} \rightarrow \phi^{ABC}$ znaleźliśmy maksymalną wartość [H10]

$$R(\psi^{ABC} \rightarrow \phi^{ABC}) \leq \min \left\{ \frac{S(\psi^A)}{S(\phi^A)}, \frac{S(\psi^B)}{S(\phi^B)}, \frac{S(\psi^C)}{S(\phi^C)} \right\} \quad (30)$$

i minimalną wartość [H10]

$$R(\psi^{ABC} \rightarrow \phi^{ABC}) \geq \min \left\{ \frac{S(\psi^A)}{S(\phi^B) + S(\phi^C)}, \frac{S(\psi^B)}{S(\phi^A) + S(\phi^C)}, \frac{S(\psi^C)}{S(\phi^A) + S(\phi^B)} \right\}. \quad (31)$$

Ta granica może zostać poprawiona permutacją stron, tj.

$$R(\psi^{ABC} \rightarrow \phi^{ABC}) \geq \min \left\{ \frac{S(\psi^B)}{S(\phi^A) + S(\phi^C)}, \frac{S(\psi^A)}{S(\phi^B) + S(\phi^C)}, \frac{S(\psi^C)}{S(\phi^A) + S(\phi^B)} \right\}, \quad (32)$$

$$R(\psi^{ABC} \rightarrow \phi^{ABC}) \geq \min \left\{ \frac{S(\psi^C)}{S(\phi^A) + S(\phi^B)}, \frac{S(\psi^A)}{S(\phi^B) + S(\phi^C)}, \frac{S(\psi^B)}{S(\phi^A) + S(\phi^C)} \right\}. \quad (33)$$

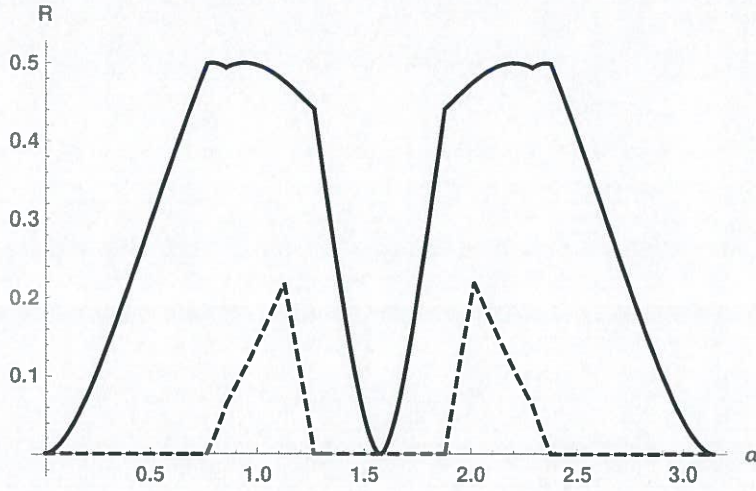
Najlepszą granicę uzyskuje się, przyjmując maksimum równań (31), (32) i (33). W szczególności, górny i dolny zakres zbiegają się w wielu odpowiednich konfiguracjach, co można wykazać, uwzględniając stany czyste postaci

$$|\psi\rangle^{ABC} = \cos \alpha |000\rangle + \sin \alpha \sin \beta |011\rangle + \sin \alpha \cos \beta |101\rangle \quad (34)$$

z liczbami rzeczywistymi α, β , które zamierzamy przekształcić w stan GHZ

$$|\phi\rangle^{ABC} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|000\rangle + |111\rangle). \quad (35)$$

Na rys. 5 pokazano dolną granicę otrzymaną jako maksimum równań (31), (32) i (33) [linia ciągła]. Pokazano również różnicę pomiędzy górną granicą (30) a dolną granicą [linia przerywana] w funkcji α dla $\beta = 1/2$. Wartości graniczne są zbieżne dla dużego zakresu parametrów α , co oznacza, że nasza wartość graniczna równa się dokładnemu współczynnikowi transformacji dla tych przypadków. Dla więcej niż 3 stron oznaczamy odpowiednio stan początkowy i docelowy za pomocą $\psi^{AB_1 \dots B_N}$ oraz $\phi^{AB_1 \dots B_N}$. Wartość minimalna i maksymalna



Rysunek 5: Dolna granica dla współczynnika konwersji ze stanu $|\psi\rangle^{ABC}$ w równaniu (34) na stan GHZ [linia ciągła] oraz różnica między górną i dolną granicą [linia przerywana] dla $\beta = 1/2$. Rysunek zaczerpnięto z [H10].

dla współczynnika transformacji są następnie przedstawione w następującym równaniu [H10]:

$$\min_X \left\{ \frac{S(\psi^{AX})}{\sum_{B_i \notin X} S(\phi^{B_i})} \right\} \leq R(\psi^{AB_1 \dots B_N} \rightarrow \phi^{AB_1 \dots B_N}) \leq \min_i \frac{S(\psi^{B_i})}{S(\phi^{B_i})}, \quad (36)$$

gdzie X oznacza podukład wszystkich Bobów, łącznie ze zbiorem pustym.

Omówione dotychczas wyniki dotyczą scenariusza asymptotycznego, gdzie dostępnych jest wiele kopii stanu ρ^{RAB} . Takie asymptotyczne ustawienia są jednak poza zasięgiem obecnych technik eksperymentalnych, co sprawia, że ważne jest rozważenie ustawienia pojedynczego egzemplarza. W [H2] zbadaliśmy sytuację, w której Alice i Bob dążą do połączenia pojedynczej kopii stanu ρ^{RAB} za pomocą operacji LOCC. W [H9] podaliśmy analizie tę procedurę, w przypadku gdy Alice i Bob mają dodatkowo dostęp do stanów kwantowych z pozytywną częściową transpozycją (positive partial transpose, PPT). Omówioną procedurę nazwano łączeniem stanów kwantowych LOCC (LOCC quantum state merging, LQSM) [H2] i łączeniem stanów kwantowych PPT (PPT quantum state merging, PQSM) [H9]. Dla obu konfiguracji, stosowna wielkość jest definiowana jako

$$\mathcal{F}_{\text{LOCC}}(\rho) = \sup_{\Lambda_{\text{LOCC}}} F(\sigma_f, \sigma_t), \quad \mathcal{F}_{\text{PPT}}(\rho) = \sup_{\Lambda_{\text{PPT}}} F(\sigma_f, \sigma_t). \quad (37)$$

W tym przypadku $\rho = \rho^{RAB}$ oznacza stan początkowy, zaś $F(\rho, \sigma) = \text{Tr}(\sqrt{\rho\sigma\sqrt{\rho}})^{1/2}$ jest wiernością. Stan docelowy $\sigma_t = \sigma_t^{RBB'}$ jest taki sam jak stan początkowy $\rho = \rho^{RAB}$, z dokładnością do zmiany oznaczeń podukładów A i B' . Dla $\mathcal{F}_{\text{LOCC}}$ stan końcowy σ_f jest zdefiniowany jako

$$\sigma_f = \text{Tr}_A \left[\Lambda_{\text{LOCC}} \left(\rho^{RAB} \otimes \rho^{B'} \right) \right], \quad (38)$$

gdzie Λ_{LOCC} stanowi operację LOCC między systemem A Alice i systemem BB' Boba, zaś $\rho^{B'}$ jest dowolnym stanem początkowym rejestru Boba B' . Podobnie dla \mathcal{F}_{PPT} stan końcowy jest zdefiniowany jako

$$\sigma_f = \text{Tr}_{A\tilde{A}\tilde{B}} \left[\Lambda_{\text{LOCC}} \left(\rho^{RAB} \otimes \rho^{B'} \otimes \mu_{\text{PPT}}^{\tilde{A}\tilde{B}} \right) \right], \quad (39)$$

gdzie $\mu_{\text{PPT}}^{\tilde{A}\tilde{B}}$ jest dowolnym stanem PPT dzielonym przez Alice i Boba.

Jak dowiedziono w [H2, H9], wierności (37) dopuszczają następujące wartości graniczne:

$$\mathcal{F}_{\text{PPT}}(\rho) \geq \mathcal{F}_{\text{LOCC}}(\rho) \geq 2^{\frac{1}{2}[\mathcal{J}(\rho) - I^{R:AB}(\rho)]}. \quad (40)$$

Powyżej $I^{X:Y}(\mu)$ oznacza informację wzajemną między podukładami X i Y w stanie $\mu = \mu^{XY}$:

$$I^{X:Y}(\mu) = S(\mu^X) + S(\mu^Y) - S(\mu). \quad (41)$$

Ponadto \mathcal{J} jest skoncentrowaną informacją, zdefiniowaną jako maksymalna wzajemna informacja pomiędzy Bobem i Osoba Pośrednią, osiągalna poprzez LOCC w wykonaniu Alice i Boba [H2]:

$$\mathcal{J}(\rho) = \sup_{\Lambda_{\text{LOCC}}} I^{R:BB'}(\sigma_f), \quad (42)$$

gdzie σ_f jest zdefiniowane jak w równaniu (38). Dowód na istnienie drugiej nierówności w równaniu (40) został przedstawiony w [H2] i wykorzystuje on istotne wyniki badań Fawzi i Rennera [38].

Wyniki w [H2, H9] pozwalają na analizę możliwości połączenia stanów kwantowych poprzez LOCC (z i bez dodatkowych stanów PPT) na poziomie pojedynczego egzemplarza. Stan ρ dopuszcza doskonałe LQSM z jedną kopią wtedy i tylko wtedy, gdy $\mathcal{F}_{\text{LOCC}}(\rho) = 1$. Odpowiednio, stan dopuszcza doskonałe PQSM z jedną kopią tylko i wyłącznie wtedy, gdy $\mathcal{F}_{\text{PPT}}(\rho) = 1$. Co więcej, wierność (37) może być rozszerzona do przypadku asymptotycznego, poprzez zdefiniowanie [H2, H9]

$$\mathcal{F}_{\text{LOCC}}^\infty(\rho) = \lim_{n \rightarrow \infty} \mathcal{F}_{\text{LOCC}}(\rho^{\otimes n}), \quad \mathcal{F}_{\text{PPT}}^\infty(\rho) = \lim_{n \rightarrow \infty} \mathcal{F}_{\text{PPT}}(\rho^{\otimes n}). \quad (43)$$

Stan kwantowy dopuszcza doskonałe asymptotyczne LQSM wtedy i tylko wtedy, gdy $\mathcal{F}_{\text{LOCC}}^\infty(\rho) = 1$. Podobnie dopuszcza doskonałe asymptotyczne PQSM wtedy i tylko wtedy, gdy $\mathcal{F}_{\text{PPT}}^\infty(\rho) = 1$.

Jednym z głównych wyników [H9] jest nierówność

$$\mathcal{F}_{\text{PPT}}(\rho) \geq \mathcal{F}_{\text{PPT}}(\rho^{\otimes n}), \quad (44)$$

która jest prawdziwa dla każdego stanu ρ , który jest PPT w odniesieniu do dwuczęściowego $RA : B$ i dowolnej ilości kopii $n \geq 1$. Wynik ten oznacza, że dla wszystkich takich stanów doskonałe PQSM z jedną kopią jest odpowiednikiem doskonałego asymptotycznego PQSM [H9]:

$$\mathcal{F}_{\text{PPT}}(\rho) = 1 \iff \mathcal{F}_{\text{PPT}}^\infty(\rho) = 1. \quad (45)$$

Innymi słowy, stany z tą właściwością mogą być łączone asymptotycznie wtedy i tylko wtedy, gdy mogą być łączone na poziomie pojedynczego egzemplarza. Jako zastosowanie tego wyniku, w [H9] przedstawiliśmy rodzinę w pełni separowalnych stanów mieszanych, które nie dopuszczają doskonałego asymptotycznego PQSM. Następnie wykazaliśmy w [H9], że stany splątane PPT nie dają żadnych korzyści w łączeniu stanów czystych. W szczególności, jeśli Alice i Bob dążą do połączenia stanu $|\psi\rangle^{RAB}$, współczynnik singletów wymagany do połączenia jest tożsamy z entropią warunkową w równaniu (25), nawet jeśli Alice i Bob mają nieograniczony dostęp do stanów splątanych PPT.

Rola koherencji kwantowej w łączeniu stanów kwantowych z jedną kopią bez splątania została zbadana w [H5]. W szczególności wykorzystaliśmy zadanie łączenia stanów kwantowych do udowodnienia separacji pomiędzy operacjami SQI a innymi klasami omówionymi w punkcie 4.3.4 (w szczególności LICC, LQICC i SI). Jak pokazano w [H5], istnieją stany mieszane, które mogą być doskonale połączone za pomocą SQI, ale nie mogą być połączone za pomocą żadnego innego zbioru operacji w scenariuszu z jedną kopią, jeśli nie istnieje dodatkowe splątanie.

4.3.6 Podsumowanie i perspektywy

Podsumowując, artykuły tworzące dorobek naukowy znacznie poprawiły rozumienie podstawowych cech kwantowych, takich jak splątanie i koherencja kwantowa, relacja między nimi oraz ich rola w zadaniach komunikacji kwantowej. Nasze badania pokazują, w jaki sposób lokalne ograniczenia mogą być brane pod uwagę w protokołach komunikacji kwantowej, a opracowane narzędzia będą przydatne do rozwiązania innych pokrewnych problemów. Jednym z potencjalnych kierunków badań na przyszłość jest analiza komunikacji kwantowej z

lokalnymi ograniczeniami energetycznymi, wynikającymi z zasobowej teorii termodynamiki. Innym obiecującym kierunkiem jest badanie zjawisk kwantowych istotnych dla obliczeń kwantowych. Podczas gdy idealny komputer kwantowy, pracujący na stanach czystych, wymaga splątania, aby wykazać wykładnicze przyspieszenie w stosunku do klasycznych obliczeń [39], sytuacja jest znacznie mniej jasna, jeśli komputer kwantowy wykorzystuje stany mieszane [40]. Otwiera to możliwość stosowania algorytmów kwantowych pracujących na niesplątanych stanach mieszanych w wysokiej temperaturze, a jednocześnie rozwiązujących pewne klasy problemów znacznie szybciej niż jakikolwiek znany algorytm klasyczny. Mamy nadzieję, że metody opracowane w [H1- H10] będą przydatne do rozwiązania tych i pokrewnych zagadnień w najbliższej przyszłości.

5 INFORMACJA O WYKAZANIU SIĘ ISTOTNĄ AKTYWNOŚCIĄ NAUKOWĄ REALIZOWANĄ W WIĘCEJ NIŻ JEDNEJ UCZELNI, INSTYTUCJI NAUKOWEJ, W SZCZEGÓLNOŚCI ZAGRANICZNEJ

5.1 Wykaz publikacji realizowanych w więcej niż jednej uczelni oraz instytucji naukowej, nieuwzględnionych w osiągnięciach wskazanych w sekcji 4

- [O1] A. Streltsov i W. H. Zurek, *Quantum Discord Cannot Be Shared*, Phys. Rev. Lett. **111**, 040401 (2013), wyróżniony na wniosek Redaktora.
- [O2] A. Streltsov, H. Kampermann i D. Bruß, *Limits for entanglement distribution with separable states*, Phys. Rev. A **90**, 032323 (2014).
- [O3] A. Streltsov, H. Kampermann, S. Wölk, M. Gessner i D. Bruß, *Maximal coherence and the resource theory of purity*, New J. Phys. **20**, 053058 (2018).

5.2 Opis badań przeprowadzonych w więcej niż jednej instytucji naukowej

Obroniłem rozprawę doktorską w czerwcu 2013 roku na Uniwersytecie Heinricha Heinego w Düsseldorfie (Niemcy). Temat mojego doktoratu brzmiał: „Rola korelacji kwantowych poza splątaniem w teorii informacji kwantowej”, zaś promotorem mojej pracy była Pani Prof. dr Dagmar Bruß. Główny cel rozprawy stanowiło zbadanie ogólnych kwantowych korelacji poza splątaniem (znanych również jako dyskord kwantowy) i ich zastosowań w teorii informacji kwantowej. W okresie lipiec - wrzesień 2012 roku zrealizowałem pobyt badawczy w Los Alamos National Laboratory (Los Alamos, USA), gdzie współpracowałem z doktorem Wojciechem H. Żurkiem. Ta wizyta badawcza zaowocowała publikacją [O1], odkrywającą właściwości współdzielenia kwantowego dyskordu i jego znaczenia dla procesu pomiaru kwantowego. Publikacja [O1] została wyróżniona jako sugestia redakcyjna w Physical Review Letters.

Po obronie doktoratu pełniłem funkcję głównego badacza w ramach własnego projektu w Instytucie Nauk Fotonicznych ICFO (Barcelona, Hiszpania), które wspierała Fundacja Alexandra von Humboldta. W tym okresie pracowałem nad dystrybucją splątania [O2], korzystając z narzędzi opracowanych podczas moich studiów doktoranckich. Również w Instytucie Nauk Fotonicznych ICFO rozpocząłem pracę nad teorią zasobów koherencji kwantowej, która została szerzej omówiona w rozdziale 4 niniejszego autoreferatu. W lutym 2016 roku rozpocząłem pracę na Wolnym Uniwersytecie w Berlinie (Niemcy), ponownie w charakterze głównego badacza w ramach własnego projektu wspieranego przez Fundację Alexandra von Humboldta. Badania przeprowadzone w Instytucie Nauk Fotonicznych ICFO i na Wolnym Uniwersytecie w Berlinie doprowadziły do publikacji [H3], omawiającej rolę lokalnej koherencji dla komunikacji kwantowej, oraz do publikacji [H4], gdzie wprowadziliśmy i zbadaliśmy pojęcie rzeczywistej koherencji kwantowej. Owe publikacje stanowią część osiągnięcia naukowego i można je znaleźć w sekcji 4 w celu uzyskania więcej szczegółów.

W lutym 2017 roku rozpocząłem pracę na Politechnice Gdańskiej jako główny badacz w ramach własnego projektu wspieranego przez Stypendium Polonez 2, współfinansowanego przez Unię Europejską i Narodowe Centrum Nauki. W tym czasie opublikowałem artykuł [H5], w którym zbadłem zasobową teorię koherencji w scenariuszach rozproszonych. Wiedza, którą zdobyłem w Instytucie Nauk Fotonicznych ICFO, na Wolnym Uniwersytecie w Berlinie i na Politechnice Gdańskiej zaowocowała napisaniem głównego artykułu przeglądowego na temat koherencji kwantowej i jej zastosowań w technologii kwantowej [H7]. Badania przeprowadzone na Wolnym Uniwersytecie w Berlinie i na Politechnice Gdańskiej przyniosły również rezultat w formie publikacji [H6], w której omówiono strukturę zasobów teorii koherencji kwantowej. Ponadto, na Wolnym Uniwersytecie w Berlinie i na Politechnice Gdańskiej ustaliłem związek ilościowy między teorią zasobów koherencji i czystością, który pokazuje, że czystość odpowiada maksymalnemu poziomowi koherencji osiągalnemu dzięki operacjom unitarym [O3]. W [O3] wykazano również, że istnieją uniwersalne, maksymalnie koherentne stany mieszane, które są optymalnymi zasobami w teorii koherencji wśród wszystkich stanów o stałym spektrum. Dla scenariuszy wieloczęściowych podano również ilościowe wartości graniczne pomiędzy czystością, koherencją, splątaniem i dyskordem [O3].

W grudniu 2018 roku rozpocząłem pracę w Centrum Optycznych Technologii Kwantowych, Centrum Nowych Technologii Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie prowadzę grupę badającą nad teoriami zasobów kwantowych i ich zastosowaniami dla technologii kwantowej. Ten nowy rozdział w mojej karierze naukowej zaowocował publikacją artykułu [H10], przedstawiający potężne wartości graniczne dla współczynników transformacji w wieloczęściowej teorii splątania. Artykuł powstał na podstawie badań przeprowadzonych na Wolnym Uniwersytecie w Berlinie, na Politechnice Gdańskiej oraz w Centrum Optycznych Technologii Kwantowych.

6 OSIĄGNIĘCIA DYDAKTYCZNE I ORGANIZACYJNE

6.1 Osiągnięcia dydaktyczne

Od grudnia 2018 roku jestem Liderem Grupy Badawczej w Centrum Optycznych Technologii Kwantowych, Centrum Nowych Technologii Uniwersytetu Warszawskiego. Stanowisko to nie wymaga prowadzenia zajęć dydaktycznych. Jednakże z własnej inicjatywy zgłosiłem chęć nauczania na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego w semestrze letnim 2019/2020, gdzie prowadziłem wykład pt. „Zaawansowana Informacja Kwantowa: Splątanie i Nielokalność”, którego łączny wymiar wyniósł 30 godzin. Wykład był prowadzony wspólnie przeze mnie i doktora Jędrzeja Kaniewskiego. Każdy z nas wygłosił 15 godzin wykładu. Ze względu na pandemię COVID-19 wykłady były prowadzone zdalnie. Aby zapewnić wysoką jakość nauczania pomimo tej niecodziennej sytuacji, prowadziliśmy cotygodniowe zajęcia online dla studentów, które odbywały się w pierwotnie zarezerwowanych dla wykładu przedziałach czasowych. Przygotowaliśmy materiały wykładowe dla studentów i w ramach zajęć online mieliśmy również możliwość udzielenia odpowiedzi na ewentualne pytania uczestników. Dodatkowo dostarczyliśmy studentom bardzo szczegółowe notatki z wykładów. Ponadto wydaliśmy pięć arkuszy zadań domowych (trzy przygotowane przeze mnie i dwa przez doktora Kaniewskiego), które studenci rozwiązali w domu przy pomocy szczegółowych notatek z wykładu. Na koniec wykładu przygotowaliśmy arkusz egzaminacyjny, który studenci rozwiązali indywidualnie, aby następnie omówić go na końcowym egzaminie ustnym, który odbył się w formacie online. Większość studentów pomyślnie zdała egzamin końcowy, a od kilku studentów otrzymaliśmy pozytywne opinie o wykładzie.

W okresie studiów doktoranckich (grudzień 2009 - czerwiec 2013) pełniłem rolę asystenta naukowego na Uniwersytecie Heinricha Heinego w Düsseldorfie. W tym okresie prowadziłem ćwiczenia i seminaria studenckie w ramach następujących wykładów: Mechanika Teoretyczna, Metody Matematyczne I, Teoretyczna Optyka Kwantowa i Informacja Kwantowa oraz Zaawansowana Teoria Informacji Kwantowej. Pełna lista podsumowująca moje doświadczenie dydaktyczne znajduje się poniżej:

- 2010 Wykład : Mechanika Teoretyczna
Aktywność: Przygotowanie ćwiczeń i prowadzenie seminariów dla studentów
- 2010–2011 Wykład: Metody Matematyczne I
Aktywność: Przygotowanie ćwiczeń i prowadzenie seminariów dla studentów
- 2011 Wykład: Teoretyczna Optyka Kwantowa i Informacja Kwantowa
Aktywność: Przygotowanie materiałów wykładowych
- 2011–2012 Wykład: Metody Matematyczne I
Aktywność: Przygotowanie ćwiczeń i prowadzenie seminariów dla studentów
- 2012 Wykład: Teoretyczna Optyka Kwantowa i Informacja Kwantowa
Aktywność: Przygotowanie ćwiczeń i prowadzenie seminariów dla studentów
- 2012–2013 Wykład: Zaawansowana Teoria Informacji Kwantowej
Aktywność: Przygotowanie ćwiczeń i prowadzenie seminariów dla studentów, prowadzenie dwóch godzin wykładu
- 2013 Wykład: Teoretyczna Optyka Kwantowa i Informacja Kwantowa
Aktywność: Przygotowanie ćwiczeń i prowadzenie seminariów dla studentów
- 2019–2020 Wykład: Zaawansowana Informacja Kwantowa: Splątanie i Nielokalność
Aktywność: Przygotowanie materiałów wykładowych i ćwiczeń, przygotowanie i przeprowadzenie egzaminu końcowego, prowadzenie 15 godzin wykładu

Od początku pełnienia funkcji Lidera Grupy Badawczej w Centrum Optycznych Technologii Kwantowych, Centrum Nowych Technologii Uniwersytetu Warszawskiego mentorowałem jedną studentkę studiów magisterskich oraz dwóch doktorantów. Doktorant Tulja Varun Kondra dołączył do mojego zespołu w październiku 2019 roku i pracuje nad teorią zasobów kwantowych oraz termodynamiką kwantową. Pod moją opieką naukową Pan Tulja Varun Kondra został współautorem artykułu na temat teorii zasobów urojonych, który niedawno został przedłożony do recenzji [Wu *et al.*, *Operational resource theory of imaginarity*, arXiv:2007.14847]. Doktorant Manfredi Scalici dołączył do mojego zespołu w kwietniu 2020 roku i prowadzi badania nad splątaniem i kwantową koherencją w otwartych systemach kwantowych. Jego badania są wspierane przeze mnie i doktora Marka Millera. Studentka studiów magisterskich Ewelina Bednarz wykonała pod moją opieką naukową projekt magisterski w okresie kwiecień 2019 - czerwiec 2020 roku, którego celem jest analiza zachowania się odległości śladowej pod całkowicie pozytywnymi odwzorowaniami zachowującymi ślad. W okresie od października 2019 roku do lutego 2020 roku gościłem również doktoranta Kang-Da Wu z Uniwersytetu Naukowo-Technicznego w Hefei, Chiny. Pan Kang-Da Wu pisze rozprawę doktorską z eksperymentalnej optyki kwantowej i jest pierwszym autorem wspomnianej publikacji na temat teorii zasobów urojonych. Ponadto, od grudnia 2018 roku sprawowałem opiekę naukową nad trzema stażystami poddoktorskimi.

6.2 Osiągnięcia organizacyjne

Wraz z Prof. dr Dagmar Bruß zorganizowałem konferencję 586. WE-Heraeus-Seminar: *Quantum Correlations beyond Entanglement*, która odbyła się w Bad Honnef (Niemcy) w kwietniu 2015 roku. Uczestniczyło w niej 16 zaproszonych prelegentów i 65 pozostałych gości. Wraz z Prof. dr Gerardo Adesso zorganizowałem Sympozjum *Quantum Coherence in Quantum Technology*, które stanowiło część corocznego spotkania Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Erlangen (Niemcy) w marcu 2018 roku. W sympozjum wzięło udział czterech zaproszonych prelegentów oraz uczestnicy corocznego spotkania Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego.

Jestem redaktorem gościnnym specjalnego wydania *Quantum Coherence* (wraz ze mną pełnili tę funkcję również Prof. Eric Chitambar i Prof. Xiongfeng Ma), opublikowanego w *Journal of Physics A* w październiku 2018 roku, zawierającego 18 artykułów omawiających różne aspekty teorii koherencji.

7 INNE OSIĄGNIĘCIA BADAWCZE

7.1 Wykaz publikacji nieuwzględnionych w sekcjach 4 i 5

- [O4] **A. Streltsov**, H. Kampermann i D. Bruß, *Linking a distance measure of entanglement to its convex roof*, New J. Phys. **12**, 123004 (2010).
- [O5] **A. Streltsov**, H. Kampermann i D. Bruß, *Simple algorithm for computing the geometric measure of entanglement*, Phys. Rev. A **84**, 022323 (2011).
- [O6] **A. Streltsov**, H. Kampermann i D. Bruß, *Linking Quantum Discord to Entanglement in a Measurement*, Phys. Rev. Lett. **106**, 160401 (2011).
- [O7] **A. Streltsov**, H. Kampermann i D. Bruß, *Behavior of Quantum Correlations under Local Noise*, Phys. Rev. Lett. **107**, 170502 (2011).
- [O8] **A. Streltsov**, H. Kampermann i D. Bruß, *Quantum Cost for Sending Entanglement*, Phys. Rev. Lett. **108**, 250501 (2012).
- [O9] **A. Streltsov**, G. Adesso, M. Piani i D. Bruß, *Are General Quantum Correlations Monogamous?*, Phys. Rev. Lett. **109**, 050503 (2012).
- [O10] S. M. Giampaolo, **A. Streltsov**, W. Roga, D. Bruß i F. Illuminati, *Quantifying nonclassicality: Global impact of local unitary evolutions*, Phys. Rev. A **87**, 012313 (2013).
- [O11] **A. Streltsov**, *Quantum Correlations Beyond Entanglement: and Their Role in Quantum Information Theory*, SpringerBriefs in Physics 2015.
- [O12] **A. Streltsov**, R. Augusiak, M. Demianowicz i M. Lewenstein, *Progress towards a unified approach to entanglement distribution*, Phys. Rev. A **92**, 012335 (2015).
- [O13] R. Augusiak, J. Kołodyński, **A. Streltsov**, M. N. Bera, A. Acin i M. Lewenstein, *Asymptotic role of entanglement in quantum metrology*, Phys. Rev. A **94**, 012339 (2016).
- [O14] E. Chitambar, **A. Streltsov**, S. Rana, M. N. Bera, G. Adesso i M. Lewenstein, *Assisted Distillation of Quantum Coherence*, Phys. Rev. Lett. **116**, 070402 (2016).
- [O15] **A. Streltsov**, H. Kampermann i D. Bruß, *Entanglement Distribution and Quantum Discord*. In: Fanchini F., Soares Pinto D., Adesso G. (eds) Lectures on General Quantum Correlations and their Applications. Quantum Science and Technology. Springer, Cham (2017).
- [O16] B. Regula, L. Lami i **A. Streltsov**, *Nonasymptotic assisted distillation of quantum coherence*, Phys. Rev. A **98**, 052329 (2018).
- [O17] L.-F. Qiao, **A. Streltsov**, J. Gao, S. Rana, R.-J. Ren, Z.-Q. Jiao, C.-Q. Hu, X.-Y. Xu, C.-Y. Wang, H. Tang, A.-L. Yang, Z.-H. Ma, M. Lewenstein i X.-M. Jin, *Entanglement activation from quantum coherence and superposition*, Phys. Rev. A **98**, 052351 (2018).
- [O18] B. Regula, M. Piani, M. Cianciaruso, T. R. Bromley, **A. Streltsov** i G. Adesso, *Converting multi-level nonclassicality into genuine multipartite entanglement*, New J. Phys. **20**, 033012 (2018).
- [O19] J. Kołodyński, S. Rana i **A. Streltsov**, *Entanglement negativity as a universal non-Markovianity witness*, Phys. Rev. A **101**, 020303(R) (2020).
- [O20] Y. Yuan, Z. Hou, J.-F. Tang, **A. Streltsov**, G.-Y. Xiang, C.-F. Li i G.-C. Guo, *Direct estimation of quantum coherence by collective measurements*, npj Quantum Information **6**, 46 (2020).

7.2 Opis badań nieuwzględnionych w sekcjach 4 i 5

W dalszej części zostaną opisane osiągnięcia badawcze, które nie zostały wymienione w sekcjach 4 i 5 niniejszego autoreferatu¹. Podczas studiów doktoranckich na Uniwersytecie Heinricha Heinego w Düsseldorfie (Niemcy) ustaliliśmy fundamentalne powiązanie pomiędzy dyskordem kwantowym a splątaniem w procesie pomiaru kwantowego [O6]. Jak pokazano w [O8, O12], dyskord kwantowy odgrywa ważną rolę w dystrybucji splątania, zaś przegląd tego zagadnienia można znaleźć w [O15]. Badaniu zostało również poddane zachowanie się dyskordu kwantowego w warunkach szumu lokalnego [O7] i jego właściwości monogamiczne [O9]. Następnie zaproponowaliśmy nowe podejście do ilościowego określania ogólnych korelacji kwantowych oparte na globalnych zmianach wywołanych przez lokalne ewolucje unitarne [O10]. Dalsze wyniki uzyskane w trakcie badań doktoranckich dotyczą metod kwantyfikacji splątania [O4], w tym nowego algorytmu obliczania splątania [O5]. Moja praca doktorska posłużyła jako podstawa do artykułu przeglądowego [O11], omawiającego rolę dyskordu kwantowego w teorii informacji kwantowej.

Po studiach doktoranckich zajmowałem się głównie tematami zawierającymi się w moich osiągnięciach naukowych, które zostały bardziej szczegółowo opisane w sekcji 4. Ponadto przyczyniłem się do rozwoju wspomaganą destylacji koherentnej, co stanowi nowe zadanie w teorii informacji kwantowej, które zostało przedstawione i zbadane w [O14]. W tym zadaniu, jedna strona pomaga drugiej stronie w pozyskaniu lokalnej koherencji. W ustawieniu asymptotycznym, optymalny współczynnik o maksymalnie koherentnych stanach kubitowych możliwych do uzyskania lokalnie jest znany jako destylowalna koherencja współpracy. Wzór analityczny został podany dla wszystkich dwuczęściowych stanów czystych [O14]. W [O16] badaliśmy to zadanie w scenariuszu pojedynczego egzemplarza, w którym interesującą wielkością jest optymalna wierność, osiągalna poprzez operacje LQICC pomiędzy stanem lokalnym a maksymalnie koherentnym stanem $|+\rangle_d = 1/\sqrt{d} \sum_{i=0}^{d-1} |i\rangle$, gdzie d jest odpowiednim lokalnym wymiarem. Dla układów o wymiarze lokalnym 2 i 3 kompletne rozwiązanie tego problemu zostało przedstawione w [O16] w przypadku, gdy ogólny stan współdzielony jest czysty. W [41] przeprowadzono eksperymentalną destylację koherentną wspomaganą optyką liniową.

W [O17] badaliśmy możliwości i ograniczenia aktywacji splątania z superpozycji, opierając się na zasobowej teorii supozycji kwantowej zaproponowanej w [42]. Również w [O17] wykorzystaliśmy metody z zasobowej teorii koherencji do rozwiązania otwartego problemu w teorii splątania, udowadniając, że splątanie normy śladowej

$$E(\rho) = \min_{\sigma \in S} \|\rho - \sigma\|_1 \quad (46)$$

z normą śladową $\|M\|_1 = \text{Tr}\sqrt{M^\dagger M}$ narusza silną monotoniczność, tj. może wzrosnąć średnio poniżej lokalnych operacji i klasycznej komunikacji. Eksperymentalna aktywacja splątania z koherencji kwantowej została również przeprowadzona w [O17]. Wyniki teoretyczne dotyczące konwersji koherencji na splątanie wieloczęściowe przedstawiono w [O18].

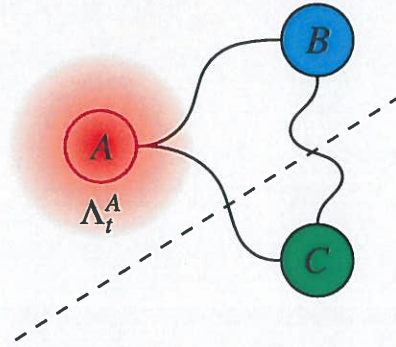
Skuteczny schemat pomiarowy służący do szacowania wielkości koherencji w stanie kwantowym za pomocą pomiarów zbiorczych został przedstawiony w [O20]. W szczególności, poprzez analizę teoretyczną pokazujemy, że dla oszacowania ilości koherencji w stanie kwantowym korzystne jest wykonanie zbiorczych pomiarów Bella na dwóch egzemplarzach stanu. Wykonanie tego schematu jest porównywane z innymi technikami estymacji, takimi jak tomografia stanu kwantowego oraz adaptacyjna procedura estymacji x i y składowych wektora Blocha. Omówiliśmy potencjalne zastosowania dla większych wymiarów i ukazaliśmy, że metoda ta jest łatwa do zastosowania przy szacowaniu koherencji w układach optycznych [O20].

Rola splątania dla teorii otwartych układów kwantowych została zbadana w [O19]. Ważnym problemem w teorii otwartych układów kwantowych jest ustalenie, czy dana ewolucja Λ_t jest markowowska czy nie, tzn. czy dopuszcza dekompozycję

$$\Lambda_t = V_{t,s} \circ \Lambda_s \quad (47)$$

z całkowicie pozytywnym, zachowującym ślad odwzorowaniem $V_{t,s}$ dla wszystkich czasów $0 \leq s \leq t$. Kwantyfikatory korelacji w dwuczęściowych układach kwantowych, takie jak splątanie, dyskord kwantowy i wzajemna informacja, okazują się być użytecznymi narzędziami do badania tego problemu [43]. W rzeczywistości

¹Sekcja 5 zawiera tylko publikacje z co najmniej dwoma afiliacjami i co najmniej jedną afiliacją spoza Polski.



Rysunek 6: Niemarkowowość kubitowej ewolucji Λ_t^A może być powszechnie wykrywana poprzez rozważenie ujemności splątania w cięciu $AB|C$ stanu trzyczęściowego ρ^{ABC} .

każda miara splątania maleje w ramach lokalnych markowowskich ewolucji [44]. Oznacza to, że wystarczającym kryterium dla niemarkowowości danej ewolucji Λ_t^A działającej na cząstkę A jest to, że pewna miara splątania wzrasta dla pewnego stanu dwucząsteczkowego ρ^{AB} i pewnego czasu $t > 0$. Niemniej jednak, pomimo znacznej ilości badań w ostatnich latach, do niedawna pozostawało niejasne czy miary splątania mogą być wykorzystane jako uniwersalni świadkowie niemarkowowości, tzn. czy każda z niemarkowowskich ewolucji również prowadzi do wzrostu splątania. Ta kwestia została rozwiązana całkiem niedawno w [O19], gdzie wykazano, że w trzyczęściowym układzie rzeczywiście możliwe jest wierne świadectwo niemarkowowości w (prawie) wszystkich ewolucjach miar splątania. W tym celu założyliśmy, że dynamika Λ_t^A działa na cząstkę A stanu trójdzielonego ρ^{ABC} . Wybraliśmy E jako ujemność splątania [45, 46] i rozważyliśmy ją w cięciu $AB|C$, patrz rys. 6. Dzięki temu, dla każdej niemarkowowskiej dynamiki kubitowej Λ_t^A istnieje stan trzyczęściowy ρ^{ABC} , stąd

$$\frac{d}{dt} E^{AB|C}(\Lambda_t^A \otimes \mathbb{1}^{BC}[\rho^{ABC}]) > 0 \quad (48)$$

dla pewnego $t > 0$ [O19]. Wynik ten rozciąga się na systemy o dowolnych wymiarach, jeśli dynamika Λ_t^A jest odwracalna. Te wyniki po raz pierwszy pokazują, że dobrze ugruntowane kwantyfikatory splątania mogą wiernie wykryć niemarkowowość we wszystkich jednokubitowych ewolucjach i w prawie całej dynamice dowolnych wymiarów.

Rola splątania w metrologii kwantowej została zbadana w [O13], przy czym wskazaliśmy, że możliwe jest osiągnięcie precyzyjnego dowolnego skalowania zbliżonego do granicy Heisenberga, nawet jeśli układ wykazuje dowolnie małe splątanie przy rosnącej liczbie cząstek.

Bibliografia

- [1] E. Chitambar i G. Gour, *Rev. Mod. Phys.* **91**, 025001 (2019).
- [2] V. Vedral, M. B. Plenio, M. A. Rippin i P. L. Knight, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2275 (1997).
- [3] V. Vedral i M. B. Plenio, *Phys. Rev. A* **57**, 1619 (1998).
- [4] M. B. Plenio i S. Virmani, *Quantum Inf. Comput.* **7**, 1 (2007).
- [5] R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki i K. Horodecki, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 865 (2009).
- [6] J. Yin, Y. Cao, Y.-H. Li, S.-K. Liao, L. Zhang, J.-G. Ren, W.-Q. Cai, W.-Y. Liu, B. Li, H. Dai, G.-B. Li, Q.-M. Lu, Y.-H. Gong, Y. Xu, S.-L. Li, F.-Z. Li, Y.-Y. Yin, Z.-Q. Jiang, M. Li, J.-J. Jia, G. Ren, D. He, Y.-L. Zhou, X.-X. Zhang, N. Wang, X. Chang, Z.-C. Zhu, N.-L. Liu, Y.-A. Chen, C.-Y. Lu, R. Shu, C.-Z. Peng, J.-Y. Wang i J.-W. Pan, *Science* **356**, 1140 (2017).
- [7] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres i W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993).
- [8] A. K. Ekert, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 661 (1991).
- [9] K. Modi, A. Brodutch, H. Cable, T. Paterek i V. Vedral, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1655 (2012).

- [10] D. Janzing, P. Wocjan, R. Zeier, R. Geiss i T. Beth, *Int. J. Theor. Phys.* **39**, 2717 (2000).
- [11] J. Goold, M. Huber, A. Riera, L. del Rio i P. Skrzypczyk, *J. Phys. A* **49**, 143001 (2016).
- [12] T. Baumgratz, M. Cramer i M. B. Plenio, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 140401 (2014).
- [13] A. Winter i D. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 120404 (2016).
- [14] C. H. Bennett, G. Brassard, S. Popescu, B. Schumacher, J. A. Smolin i W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 722 (1996).
- [15] C. H. Bennett, D. P. DiVincenzo, J. A. Smolin i W. K. Wootters, *Phys. Rev. A* **54**, 3824 (1996).
- [16] V. Giovannetti, S. Lloyd i L. Maccone, *Nat. Photon.* **5**, 222 (2011).
- [17] M. Lostaglio, D. Jennings i T. Rudolph, *Nat. Commun.* **6**, 6383 (2015).
- [18] M. Lostaglio, K. Korzekwa, D. Jennings i T. Rudolph, *Phys. Rev. X* **5**, 021001 (2015).
- [19] P. Ćwikliński, M. Studziński, M. Horodecki i J. Oppenheim, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 210403 (2015).
- [20] F. Brandão, M. Horodecki, N. Ng, J. Oppenheim i S. Wehner, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **112**, 3275 (2015).
- [21] M. Hillery, *Phys. Rev. A* **93**, 012111 (2016).
- [22] J. M. Matera, D. Egloff, N. Killoran i M. B. Plenio, *Quantum Sci. Technol.* **1**, 01LT01 (2016).
- [23] J. Åberg, *arXiv:quant-ph/0612146* (2006).
- [24] G. Gour i R. W. Spekkens, *New J. Phys.* **10**, 033023 (2008).
- [25] G. Gour, I. Marvian i R. W. Spekkens, *Phys. Rev. A* **80**, 012307 (2009).
- [26] S. Rana i M. Lewenstein, *J. Phys. A* **51**, 414002 (2018).
- [27] T. Theurer, A. Streltsov i M. B. Plenio, *arXiv:1804.09467* (2018).
- [28] E. Chitambar i G. Gour, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 030401 (2016).
- [29] E. Chitambar i G. Gour, *Phys. Rev. A* **94**, 052336 (2016).
- [30] E. Chitambar i G. Gour, *Phys. Rev. A* **95**, 019902 (2017).
- [31] E. Chitambar i M.-H. Hsieh, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 020402 (2016).
- [32] J. Ma, B. Yadin, D. Girolami, V. Vedral i M. Gu, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 160407 (2016).
- [33] E. Chitambar, D. Leung, L. Mančinska, M. Ozols i A. Winter, *Commun. Math. Phys.* **328**, 303 (2014).
- [34] C. H. Bennett, D. P. DiVincenzo, C. A. Fuchs, T. Mor, E. Rains, P. W. Shor, J. A. Smolin i W. K. Wootters, *Phys. Rev. A* **59**, 1070 (1999).
- [35] M. Horodecki, J. Oppenheim i A. Winter, *Nature* **436**, 673 (2005).
- [36] M. Horodecki, J. Oppenheim i A. Winter, *Commun. Math. Phys.* **269**, 107 (2007).
- [37] C. H. Bennett, H. J. Bernstein, S. Popescu i B. Schumacher, *Phys. Rev. A* **53**, 2046 (1996).
- [38] O. Fawzi i R. Renner, *Commun. Math. Phys.* **340**, 575 (2015).
- [39] R. Jozsa i N. Linden, *Proc. Roy. Soc. A* **459**, 2011 (2003).
- [40] E. Knill i R. Laflamme, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5672 (1998).
- [41] K.-D. Wu, Z. Hou, H.-S. Zhong, Y. Yuan, G.-Y. Xiang, C.-F. Li i G.-C. Guo, *Optica* **4**, 454 (2017).
- [42] T. Theurer, N. Killoran, D. Egloff i M. B. Plenio, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 230401 (2017).
- [43] Á. Rivas, S. F. Huelga i M. B. Plenio, *Rep. Prog. Phys.* **77**, 094001 (2014).
- [44] Á. Rivas, S. F. Huelga i M. B. Plenio, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 050403 (2010).
- [45] G. Vidal i R. F. Werner, *Phys. Rev. A* **65**, 032314 (2002).
- [46] K. Życzkowski, P. Horodecki, A. Sanpera i M. Lewenstein, *Phys. Rev. A* **58**, 883 (1998).