

Katedra Fizyki Teoretycznej, Wydział Podstawowych Problemów Techniki
Politechnika Wrocławska

Autoreferat

Katarzyna Roszak

Wrocław, 16 września 2015

Spis treści

1	Imię i nazwisko	3
2	Posiadane stopnie naukowe i tytuły zawodowe	3
3	Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych	3
4	Wskazanie osiągnięcia naukowego wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz.U.nr 65, poz. 595 ze zm.).	3
4.1	Tytuł	3
4.2	Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego	3
4.3	Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.	4
4.3.1	Wstęp	4
4.3.2	Dekoherencja [H1, H8]	6
4.3.3	Korelacje kwantowe [H2, H3, H5, H6]	13
4.3.4	Wpływ fononów na pomiar kubitów spinowych typu singlet-tryplet w kropkach kwantowych przy pomocy kwantowego styku punktowego [H4, H7]	22
4.3.5	Podsumowanie	27
5	Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych	31
5.1	Dane bibliometryczne (stan na dzień 8 września 2015 r.)	31
5.2	Charakterystyka dorobku naukowego	31
5.3	Wykaz publikacji nie wchodzących w skład habilitacji	31
5.3.1	Przed uzyskaniem tytułu doktora	31
5.3.2	Po uzyskaniu tytułu doktora	32
5.4	Omówienie badań prowadzonych przed uzyskaniem tytułu doktora	33
5.5	Omówienie badań prowadzonych po uzyskaniu tytułu doktora, nie wchodzących w skład habilitacji	33
5.6	Nagrody i wyróżnienia	34
5.7	Kierowanie projektami badawczymi	34
5.8	Udział w projektach badawczych	34
5.9	Zaproszone referaty konferencyjne	35
5.10	Inne referaty konferencyjne	35
6	Współpraca międzynarodowa i krajowa	36
6.1	Doświadczenie naukowe zdobyte za granicą	36

1 Imię i nazwisko

Katarzyna Roszak

2 Posiadane stopnie naukowe i tytuły zawodowe

- 2008** Stopień doktora nauk fizycznych w zakresie fizyki teoretycznej,
Instytut Fizyki Politechniki Wrocławskiej
Temat rozprawy: Zaburzenia fononowe stanów ładunkowych i spinowych
w kropkach kwantowych
Promotor: prof. dr hab. inż. P. Machnikowski
- 2004** Stopień magistra inżyniera nauk fizycznych,
Wydział Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej
Temat rozprawy: Dekoherencja informacji kwantowej w technologii kropek
kwantowych
Promotor: prof. dr hab. inż. P. Machnikowski

3 Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

- 2004-2008** doktorantka w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej
2006-2007 stypendium badawcze DAAD w Instytucie Fizyki Ciała Stałego
na Uniwersytecie w Münster (w grupie prof. T. Kuhna)
2008-2010 asystent w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej
2009-2010 staż podoktorski na Wydziale Fizyki Ciała Stałego Uniwersytetu Karola
w Pradze (w grupie dra T. Novotnego)
2010-2014 specjalista w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej
2014 staż podoktorski na Wydziale Fizyki Ciała Stałego Uniwersytetu Karola
w Pradze (czerwiec - wrzesień, w grupie dra T. Novotnego)
2014-obecnie adiunkt w Katedrze Fizyki Teoretycznej Politechniki Wrocławskiej

4 Wskazanie osiągnięcia naukowego wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz.U.nr 65, poz. 595 ze zm.).

4.1 Tytuł

Jako osiągnięcie naukowe wskazuję cykl publikacji pt. *Wpływ otoczenia na koherencję i korelacje kwantowe w układach kropek kwantowych*.

4.2 Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego

Szczegółowa informacja o moim wkładzie własnym w publikacje wieloautorskie jest zawarta w wykazie opublikowanych prac naukowych.

[H1] K. Roszak, P. Machnikowski, *Phonon-induced dephasing of singlet-triplet superpositions in double quantum dots without spin-orbit coupling*, Phys. Rev. B **80** (2009) 195315.

[H2] K. Roszak, P. Horodecki, R. Horodecki, *Sudden death of effective entanglement*, Phys. Rev. A **81** (2010) 042308.

- [H3] K. Roszak, P. Mazurek, P. Horodecki, *Anomalous decay of quantum correlations of quantum-dot qubits*, Phys. Rev. A **87** (2013) 062308.
- [H4] Ł. Marcinowski, K. Roszak, P. Machnikowski, M. Krzyżosiak, *Phonon influence on the measurement of spin states in double quantum dots using the quantum point contact*, Phys. Rev. B **88** (2013) 125303.
- [H5] P. Mazurek, K. Roszak, R. W. Chhajlany, P. Horodecki, *Sensitivity of entanglement decay of quantum-dot spin qubits to the external magnetic field*, Phys. Rev. A **89** (2014) 062318.
- [H6] P. Mazurek, K. Roszak, P. Horodecki, *The decay of quantum correlations between quantum dot spin qubits and the characteristics of its magnetic-field dependence*, EPL **107** (2014) 67004.
- [H7] K. Roszak, Ł. Marcinowski, P. Machnikowski, *Decoherence-enhanced quantum measurement of a quantum-dot spin qubit*, Phys. Rev. A **91** (2015) 032118.
- [H8] K. Roszak, R. Filip, T. Novotný, *Decoherence control by quantum decoherence itself*, Sci. Rep. **5** (2015) 9796.

4.3 Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

4.3.1 Wstęp

Osiągnięcie naukowe rozprawy polega na zbadaniu wpływu oddziaływania z otoczeniem na dwa rodzaje kubitów w układach kropek kwantowych w kontekście ich zastosowań kwantowo-informatycznych. W zakres tego osiągnięcia wchodzi badanie charakterystyk kwantowo-informatycznych w wybranych układach pod wpływem zaburzeń fononowych [H2, H3] oraz oddziaływania nadsubtelnego z otoczeniem jądrowym [H5, H6], badanie mechanizmów dekoherencji fononowej [H1] oraz metod jej zapobiegania [H8]. Ponadto w zakres rozprawy zalicza się zbadanie negatywnego wpływu dekoherencji fononowej na pomiar stanu kubitów [H4] oraz określenie, w jakich warunkach wpływ dekoherencji może zwiększyć rozróżnialność mierzonych stanów przez układ pomiarowy [H7].

Kropki kwantowe. Układy kropek kwantowych [1, 2] stanowią bardzo wszechstronne medium do badania wpływu oddziaływania z otoczeniem oraz dekoherencji na kwantowe cechy ewolucji. Ponieważ kropki są zerowymiarowymi nanostrukturami, małe rozmiary (kwantyzacja we wszystkich trzech wymiarach) zapewniają występowanie charakterystycznych, kwantowych zachowań podczas ewolucji stanów elektronów i dziur związanych w kropkach, jak również ewolucji ich spinowych stopni swobody. Ponieważ jednak kropki są strukturami ciała stałymi znajdującymi się wewnątrz kryształu, nie są izolowane i nie da się uniknąć oddziaływań z otoczeniem. Natura tego oddziaływania zależy od badanego stanu kwantowego (oddziaływania dla stanów ładunkowych i spinowych związanych w kropkach kwantowych są bardzo różne) jak i parametrów materiałowych kropki i jej otoczenia, więc obserwowana dekoherencja może być różnorodna.

Ponadto, ponieważ kropki stanowią sztuczną fizyczną realizację trójwymiarowej studni potencjału, ich swobodną ewolucję można skutecznie opisywać w uproszczony sposób przypominający opis atomów. Jakkolwiek takie uproszczenie może się wydawać nadmierne przy opisie struktur, których wymiary są rzędu od kilku do kilkuset nanometrów i które w rzeczywistości składają się z tysięcy atomów, taki opis jest szeroko stosowany i wielokrotnie okazywało się, że wyniki uzyskiwane przy jego pomocy są ilościowo i jakościowo zgodne z wynikami eksperymentalnymi. Zdecydowaną zaletą traktowania kropek kwantowych podobnie do atomów jest (poza oszczędnością zasobów komputerowych) możliwość uzyskania prawie analitycznych wyników (zależność wyników od rzeczywistego kształtu i rozmiarów kropki wymaga wykonania

obliczeń numerycznych). Jakkolwiek dla wielu rodzajów badań naukowych postać analityczna wyników jest mało istotna, przy badaniu ewolucji korelacji kwantowych (i do pewnego stopnia dekoherencji) możliwość zastosowania analitycznego wzoru często pozwala osiągnąć głębsze zrozumienie fizycznej natury zachodzących procesów, które byłoby niemożliwe, gdyby ewolucja była liczona w pełni numerycznie.

Samorosnące i elektrostatyczne kropki kwantowe. Mianem kropek kwantowych określa się często bardzo różne układy. Do najbardziej egzotycznych należą koloidalne kropki kwantowe, które są zawiesiną nanokryształów w cieczy. Inne przykłady to płatki grafenu albo niewielkie zweżenia lub pogrubienia występujące w nanodrutach. Cechą wspólną nanostruktur, które określa się, jako kropki kwantowe jest dyskretna natura ich widma energetycznego przypominająca strukturę energetyczną atomów. W zakres przedstawianego osiągnięcia naukowego wchodzi badania tylko dwóch rodzajów półprzewodnikowych kropek kwantowych.

Pierwszy rodzaj stanowią tak zwane samorosnące kropki kwantowe [3, 4, 5], czyli niewielkie wysepki jednego rodzaju materiału półprzewodnikowego znajdujące się wewnątrz innego materiału półprzewodnikowego. Takie kropki tworzą się spontanicznie, podczas próby wyhodowania warstwy półprzewodnika na innym półprzewodniku, jeśli stałe sieci krystalicznej obu materiałów nieznacznie różnią się od siebie. Jeżeli warstwa hodowanego półprzewodnika nie przekroczy pewnej grubości, naprężenia występujące podczas wzrostu spowodują powstanie nieregularnej macierzy niejednorodnych kropek kwantowych. Co ciekawe, podczas hodowania drugiej warstwy samorosnących kropek kwantowych naprężenia związane z kropkami istniejącymi w pierwszej warstwie mogą powodować zwiększone prawdopodobieństwo, że kropki w drugiej warstwie będą się znajdowały dokładnie nad kropkami w pierwszej warstwie. Zatem w dwóch warstwach samorosnących kropek kwantowych naturalnie występują podwójne kropki (można w ten sposób uzyskać również szereg kropek kwantowych przy większej liczbie warstw).

Elektrostatyczne kropki kwantowe [6, 7, 8] są tworzone przy pomocy elektrod umieszczonych ponad dwuwymiarowym gazem elektronowym. Napięcie w elektrodach powoduje powstanie potencjału poniżej i ograniczenie swobody elektronów w dwuwymiarowym gazie elektronowym w pozostałych dwóch kierunkach, efektywnie tworząc trójwymiarową studnię potencjału. Kształt i wielkość tego rodzaju kropek kwantowych zależy od kształtu elektrod i wielkości, którą ograniczają (oraz od grubości studni kwantowej - rozumianej w sensie ciała stałego - w której jest dwuwymiarowy gaz elektronowy).

Jakkolwiek te dwa rodzaje kropek kwantowych znacząco różnią się pod względem budowy, wiele z ich własności jest zaskakująco podobnych. Dla badań przedstawionych poniżej najważniejszą paralełą pomiędzy obydwoma rodzajami kropek jest ich podatność na jednakowe mechanizmy oddziaływania z otoczeniem. Wynika to z tego, że oba rodzaje kropek znajdują się wewnątrz kryształu półprzewodnikowego (w przeciwieństwie do na przykład kropek koloidalnych). Główną różnicą pomiędzy tymi dwoma rodzajami kropek są metody wykorzystywane do manipulacji stanów w nich związanych. Samorosnące kropki kwantowe są zwykle wykorzystywane w eksperymentach, w których manipulacja stanami kropki, zarówno spinowymi jak i ładunkowymi, jest wykonywana optycznie. Elektrostatyczne kropki w naturalny sposób służą do eksperymentów, gdzie stany są kontrolowane elektrycznie (na przykład poprzez zmienianie kształtu potencjału wiążącego kropek kwantowych).

Kubity. Istnieją dwa podstawowe typy kubitów w kropkach kwantowych. Pierwszy rodzaj to kubity ładunkowe [9], dla których stany $|0\rangle$ i $|1\rangle$ są określone poprzez wybrane stany ładunków związanych w kropce kwantowej, na przykład poprzez stan podstawowy i pierwszy stan wzbudzony elektronu związanego w pojedynczej kropce, poprzez elektron znajdujący się w jednej z dwóch kropek tworzących podwójną kropkę kwantową, albo poprzez podstawowy stan ekscytonu wzbudzonego w kropce ($|1\rangle$) i brak ekscytonu ($|0\rangle$). Badania kubitów ładunkowych wchodzące w zakres tej rozprawy ograniczają się do kubitów ekscytonowych.

Drugi rodzaj stanowią kubity spinowe [10], dla których stany $|0\rangle$ i $|1\rangle$ są określone przez spin nośników ładunku związanych w kropkach. Przykładem takich kubitów są, poza najprostszym rodzajem kubitów spinowych określonych przez dwa stany spinowe elektronu związanego w kropce, tzw. kubity singletowo-trypletowe, gdzie mamy do czynienia z dwoma elektronami w dwóch kropkach kwantowych, których wspólny stan spinowy (singletowy bądź trypletowy) służy do wyznaczenia stanów bazowych kubitów. Badania nad obydwoma wspomnianymi kubitami spinowymi wchodzą w zakres tej rozprawy.

4.3.2 Dekoherencja [H1, H8]

Dekoherencja stanowi podstawowy problem w przypadku większości kubitów. Dla kubitów ciało stałych problem jest wyjątkowo dotkliwy, gdyż nie ma sposobu odizolowania kubitów od otaczającego go kryształu. Poniżej przedstawione są wybrane przykłady mechanizmów powodujących dekoherencję w kropkach kwantowych, które są szczególnie istotne dla rozpatrywanych rodzajów kubitów.

Dekoherencja fononowa kubitów ekscytonowych. Najszybszym mechanizmem dekoherencji kubitów ekscytonowych jest oddziaływanie z podłużnymi fononami akustycznymi poprzez potencjał deformacyjny [11]. Wpływ oddziaływania piezoelektrycznego (z podłużnymi i poprzecznymi fononami akustycznymi) jest zminimalizowany w przypadku ekscytonów, gdy funkcje falowe elektronu i dziury znacząco się przekrywają (zajmują podobny obszar przestrzeni). Wynika to stąd, że oddziaływanie piezoelektryczne jest związane z oddziaływaniem Coulombowskim pomiędzy rozkładem ładunków związanych w kropce i fononowym polem polaryzacji, więc składowe oddziaływania związane z elektronem i te związane z dziurą w dużej mierze się kasują (gdyż mają przeciwne znaki).

Dekoherencja wynikająca z tego mechanizmu to tak zwana czysta dekoherencja fazowa [12, 13, 14], czyli podczas ewolucji w wyniku oddziaływania z otoczeniem nie ulegają zmianie obsadzenia kubitów, natomiast zmniejsza się stopień koherencji, czyli amplituda pozadiagonalnego elementu macierzy gęstości. Taki typ dekoherencji nie zmienia statystycznych własności kubitów, ale zmniejsza jego zdolność do wykazywania zachowań kwantowych, redukując kwantową superpozycję stanów do ich klasycznej (wyłącznie probabilistycznej) mieszaniny. W przypadku dekoherencji fononowej czysta dekoherencja fazowa jest zawsze tylko częściowa, to znaczy, że oddziaływanie nie powoduje całkowitego zaniku pozadiagonalnych elementów macierzy gęstości, co wynika z nad-Ohmowej natury otoczenia fononowego.

Hamiltonian układu składającego się z pojedynczego kubitów ekscytonowego oddziałującego z otoczeniem fononowym to

$$H = \epsilon|1\rangle\langle 1| + \sum_{\mathbf{k}} \hbar\omega_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^{\dagger} b_{\mathbf{k}} + |1\rangle\langle 1| \sum_{\mathbf{k}} (f_{\mathbf{k}}^* b_{\mathbf{k}} + f_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^{\dagger}), \quad (1)$$

gdzie pierwszy człon opisuje energię ekscytonu związanego w kropce (ϵ to różnica energii pomiędzy stanami kubitów), drugi człon opisuje energie modów fononowych, a trzeci oddziaływanie między nimi. Stałe oddziaływania ekscytonowo-fononowego w równaniu (1) dane są przez

$$f_{\mathbf{k}} = (\sigma_e - \sigma_h) \sqrt{\frac{\hbar k}{2\rho V_N c}} \int_{-\infty}^{\infty} d^3\mathbf{r} \psi^*(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \psi(\mathbf{r}), \quad (2)$$

gdzie ρ to gęstość kryształu, V_N to objętość normalizacyjna układu fononowego, $\omega_{\mathbf{k}} = ck$ opisuje częstość modu fononowego o wektorze falowym \mathbf{k} (c to podłużna prędkość dźwięku), a $b_{\mathbf{k}}^{\dagger}$ i $b_{\mathbf{k}}$ to fononowe operatory kreacji i anihilacji. σ_e i σ_h to stałe potencjału deformacyjnego dla elektronu i dziury. Funkcje falowe ekscytonu $\psi(\mathbf{r})$ składają się z identycznych jednocząstkowych funkcji falowych elektronu i dziury.

Oddziaływanie ekscytonowo-fononowe jest liniowe w operatorach kreacji i anihilacji fononów i opisuje przesunięcie stanu równowagowego otoczenia fononowego w przypadku, kiedy w

kropce znajduje się ekscyton (kubit jest w stanie $|1\rangle$). Stan stacjonarny całego układu (kubit i otoczenia) kiedy kubit jest w stanie $|1\rangle$ odpowiada ekscytonowi otoczonemu koherentną chmurą fononów. Operacja, która generuje tę chmurę jest opisywana przez transformację $wb_{\mathbf{k}}w^\dagger = b_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}/(\hbar\omega_{\mathbf{k}})$, gdzie w to operator Weyla [D4] (działający tylko na stanach otoczenia),

$$w = \exp \left[\sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{f_{\mathbf{k}}}{\hbar\omega_{\mathbf{k}}} b_{\mathbf{k}}^\dagger - \frac{f_{\mathbf{k}}^*}{\hbar\omega_{\mathbf{k}}} b_{\mathbf{k}} \right) \right]. \quad (3)$$

Zatem hamiltonian (1) diagonalizuje się przy pomocy transformacji unitarnej $\mathbb{W} = |0\rangle\langle 0| \otimes \mathbb{I} + |1\rangle\langle 1| \otimes w$, gdzie \mathbb{I} to operator jedności, człony stojące po lewej stronie iloczynu tensorowego odnoszą się do stanów kropki kwantowej, a człony stojące po jego prawej stronie działają na otoczeniu fononowym.

Powtarzając kroki przedstawione w pracy [D4] można znaleźć analityczny wzór na ewolucję stanów ekscytonowych kropki pod wpływem oddziaływania z fononami. Jeżeli początkowy stan kubitów jest czysty i dany przez

$$|\psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle, \quad (4)$$

a otoczenie znajduje się początkowo w stanie równowagi termicznej, ewolucja macierzy gęstości kubitów jest dana przez

$$\rho(t) = \begin{pmatrix} |a|^2 & a^* b e^{iEt/\hbar} \langle w^\dagger(t)w \rangle \\ ab^* e^{-iEt/\hbar} \langle w^\dagger(t)w \rangle & |b|^2 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

gdzie $E = \epsilon - \sum_{\mathbf{k}} |f_{\mathbf{k}}|^2 / (\hbar\omega_{\mathbf{k}})$ to przesunięta przez oddziaływanie energia ekscytonu. Średnia z operatorów Weyla dana jest przez

$$\langle w^\dagger(t)w \rangle = \exp \left[-i \sum_{\mathbf{k}} \left| \frac{f_{\mathbf{k}}}{\hbar\omega_{\mathbf{k}}} \right|^2 \sin \omega_{\mathbf{k}} t \right] \exp \left[\sum_{\mathbf{k}} \left| \frac{f_{\mathbf{k}}}{\hbar\omega_{\mathbf{k}}} \right|^2 (\cos \omega_{\mathbf{k}} t - 1) (2n_{\mathbf{k}} + 1) \right], \quad (6)$$

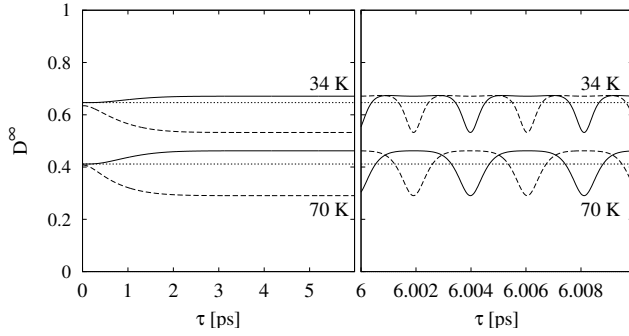
gdzie $n_{\mathbf{k}}$ oznacza rozkład Bosego-Einsteina.

W przypadku dwóch kubitów ekscytonowych oddziałujących z tym samym otoczeniem fononowym, opis ewolucji kubitów komplikuje się nieznacznie. Dwukubitowy hamiltonian jest postaci

$$\begin{aligned} H = & \epsilon_1 (|1\rangle\langle 1| \otimes \mathbb{I}) + \epsilon_2 (\mathbb{I} \otimes |1\rangle\langle 1|) + \Delta\epsilon (|1\rangle\langle 1| \otimes |1\rangle\langle 1|) + (|1\rangle\langle 1| \otimes \mathbb{I}) \sum_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}}^{(1)} (b_{\mathbf{k}}^\dagger + b_{-\mathbf{k}}) \\ & + (\mathbb{I} \otimes |1\rangle\langle 1|) \sum_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}}^{(2)} (b_{\mathbf{k}}^\dagger + b_{-\mathbf{k}}) + \sum_{\mathbf{k}} \omega_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Hamiltonian składa się z dwóch hamiltonianów jednokubitowych [jak w równaniu (1), przy czym energie i stałe sprzężenia odnoszące się do różnych kropek są rozróżnione przez indeksy 1 i 2] i dodatkowego członu odpisującego oddziaływanie pomiędzy kropkami w przypadku, kiedy w każdej znajduje się ekscyton ($\Delta\epsilon$ to tak zwane przesunięcie ekscytonowe). Stałe sprzężenia w przypadku identycznych kropek kwantowych są postaci $f_{\mathbf{k}}^{(1,2)} = f_{\mathbf{k}} e^{\pm i k_z d/2}$, gdzie $f_{\mathbf{k}}$ jest dane w równaniu (2), a d to odległość pomiędzy kropkami. Ponieważ obydwie kropki oddziałują z tym samym otoczeniem fononowym człon opisujący energie fononów występuje w hamiltonianie (7) tylko raz.

Hamiltonian (7) diagonalizuje się przy pomocy transformacji Weyla analogicznie jak w przypadku pojedynczej kropki kwantowej. Ewolucja macierzy gęstości podwójnej kropki jest wprowadzona w pracy [D3], gdzie można też znaleźć jawną postać wzorów, które ją opisują.



Rysunek 1: Asymptotyczny stopień koherencji jako funkcja czasu pomiaru dla dwóch temperatur. Lewy panel: Maksymalna (linia ciągła) i minimalna wartość (linia przerywana). Prawy panel: Oscylacje w przypadku wyniku pomiaru $|\psi\rangle$ (linia ciągła) i $|\psi_{\perp}\rangle$ (linia przerywana). Kropkowane linie odpowiadają asymptotycznemu stopniowi koherencji w przypadku braku dodatkowego pomiaru. Rysunek z pracy [H8].

Minimalizacja dekoherencji kubit ekscytonowego [H8]. Skoro wzbudzenie superpozycji ekscytonowej w kropce zmienia stan otoczenia fononowego, to wykonanie pomiaru albo serii pomiarów na kropce kwantowej zmieni ewolucję kropki pod wpływem dekoherencji fononowej, gdyż zmianie ulegnie stan początkowy otoczenia. Jak pokazaliśmy w pracy [H8], wykonanie dodatkowego pomiaru (albo ich serii) wpływa na asymptotyczny stopień koherencji kubit ekscytonowego, czyli minimalny poziom, do jakiego zmniejsza się amplituda pozadiagonalnego elementu macierzy gęstości pod wpływem otoczenia.

Dla prostoty wygodnie jest zamodelować pomiar na kropce kwantowej przy pomocy projektorów (zamiast optycznego pomiaru, który wykonuje się na samorosnących kropkach kwantowych)

$$P_+ = |\psi\rangle\langle\psi| \otimes \mathbb{I}, \quad (8)$$

$$P_- = |\psi_{\perp}\rangle\langle\psi_{\perp}| \otimes \mathbb{I}, \quad (9)$$

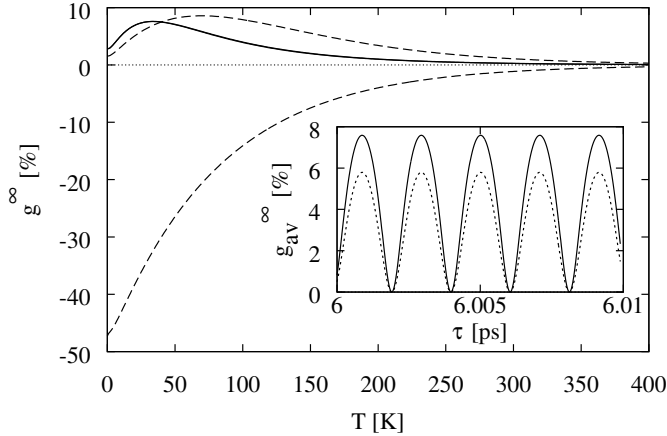
gdzie $|\psi\rangle$ to stan początkowy układu [ogólnie dany przez równanie (4)], a $|\psi_{\perp}\rangle = b^*|0\rangle - a^*|1\rangle$ to stan do niego ortogonalny. Pomiar jest wykonywany tylko na kubicie, więc na podukład fononowy działa operator jedności. Niezależnie od wyników pomiarów, w chwili ostatniego pomiaru, stopień koherencji jest taki sam jak w chwili początkowej ($D(t) = |\langle 0|\rho(t)|1\rangle|/|a^*b|$).

Macierz gęstości otoczenia w chwili ostatniego pomiaru oraz odpowiadającą mu ewolucję stopnia koherencji policzyliśmy w pracy [H8] przy pomocy rekurencyjnej metody. Ewolucja zależy od wyniku każdego z wykonanych pomiarów i ponadto macierz gęstości otoczenia komplikuje się bardzo szybko wraz z liczbą pomiarów. Dlatego wyniki przedstawione poniżej będą dotyczyć sytuacji kiedy wykonywany jest jeden pomiar w chwili τ po inicjalizacji stanu (4). Asymptotyczny stopień koherencji (D^{∞}) w tej sytuacji zależy tylko od chwili pomiaru, wyniku pomiaru oraz asymptotycznego stopnia koherencji, który osiąga kubit w sytuacji, kiedy nie jest wykonywany dodatkowy pomiar (D_0^{∞}). Jest on dany wzorem

$$D_{\pm}^{\infty}(\tau) = D_0^{\infty} \frac{|2 \pm e^{iE\tau} \pm (D_0^{\infty})^2 e^{-iE\tau}|}{2(1 \pm D_0^{\infty} \cos E\tau)}, \quad (10)$$

gdzie indeks \pm rozróżnia pomiędzy wynikami pomiarów.

Asymptotyczny stopień koherencji jako funkcja czasu pomiaru dla typowych małych, samorosnących kropek kwantowych jest pokazany na Rys. 1. Jak widać, ekstremalne wartości D_{\pm}^{∞} (lewy panel) stabilizują się po upływie kilku pikosekund (co odpowiada czasowi, w ciągu którego następuje ustalenie się dekoherencji fononowej w przypadku bez pomiaru), więc w celu uzyskania najsilniejszego efektu, zarówno korzystnego jak i niekorzystnego, kubit i otoczenie powinny mieć czas żeby wzajemnie zaburzyć swoje stany. Pełna dynamika D_{\pm}^{∞} (prawy panel) wykazuje silne oscylacje związane z koherentną ewolucją kropki kwantowej w chwili pomiaru. Jakkolwiek maksymalny zysk koherencji jest wyraźnie mniejszy niż maksymalna strata, widać, że zysk jest bardziej prawdopodobny od straty i punkt przecięcia krzywych odpowiadających



Rysunek 2: Zależność zysku asymptotycznego stopnia koherencji od temperatury. Przerywane linie odpowiadają minimalnej wartości zysku oraz wartości przy ortogonalnym wyniku pomiaru wykonanego w tej samej chwili. Przerywana linia odpowiada punktowi przecięcia krzywych odpowiadających obydwu wynikom pomiarowym. Wstawka: Zysk asymptotycznego stopnia koherencji uśredniony po prawdopodobieństwach uzyskania danego wyniku pomiarowego. Rysunek z pracy [H8].

różnym wynikiem pomiaru znajduje się po stronie zysku. Ponadto oscylacje prawdopodobieństwa uzyskania danego pomiaru są synchroniczne z oscylacjami D_{\pm}^{∞} w taki sposób, że bardziej prawdopodobny jest pomiar, któremu odpowiada większy zysk koherencji.

Rys. 2 pokazuje zależność zysku asymptotycznego stopnia koherencji, $g_{\infty} = (D_{\infty} - D_{\infty}^0)/(1 - D_{\infty}^0)$, od temperatury. Zaskakująco, zależność temperaturowa dla czasów pomiaru odpowiadających różnym przesunięciom fazowym $e^{iE\tau}$ ma maksima w różnych temperaturach. Konsekwencją tego jest fakt, że dla niskich temperatur największy zysk koherencji osiąga się dla czasu pomiaru, dla którego prawdopodobieństwo obydwu pomiarów jest sobie równe.

Na Rys. 2 pokazane są również oscylacje zysku asymptotycznego stopnia koherencji uśrednionego po prawdopodobieństwach uzyskania danego wyniku pomiarowego, $g_{av}^{\infty} = p_+g_+^{\infty} + p_-g_-^{\infty}$. Ponieważ zysk jest ujemny, kiedy asymptotyczny stopień koherencji osiągnięty po wykonaniu dodatkowego pomiaru jest mniejszy niż stopień koherencji bez dodatkowego pomiaru, należałoby oczekiwać, że funkcja g_{av}^{∞} będzie okresowo przyjmować ujemne wartości, jednak wartości te są zawsze nieujemne. Oznacza to, że zgodność oscylacji stopnia koherencji oraz prawdopodobieństw danego pomiaru powodują, że wykonanie dodatkowego pomiaru jest zawsze korzystne ze względu na minimalizowanie dekoherencji fononowej.

Dekoherencja fononowa kubitów spinowych. Kubity spinowe są zazwyczaj mniej podatne na dekoherencję niż kubity ładunkowe. W kropkach kwantowych wynika to w dużej mierze stąd, że nie ma bezpośredniego oddziaływania spinowo-fononowego. Oddziaływania fononowe mogą zaburzyć stan spinowy tylko przy pomocy dodatkowego oddziaływania, które sprzęga stan spinowy ładunku związanego w kropce kwantowej z jego stanem orbitalnym, takim jak oddziaływanie spin-orbita. Jednak oddziaływanie spin-orbita jest zazwyczaj niewielkie, co przekłada się na to, że typowo wpływ fononów na stany spinowe jest bardzo mały [15, 16, 17, 18, 19, 20].

Dekoherencja fononowa singletowo-trypletowych kubitów spinowych [H1]. Poniżej prezentuję mechanizm opisany w pracy [H1], powodujący dekoherencję fazową superpozycji dwuelektronowych kubitów spinowych w podwójnej kropce kwantowej, gdzie stany $|0\rangle$ i $|1\rangle$ kubitów to singlet spinowy o najmniejszej energii i tryplet spinowy (elektrony znajdują się w różnych kropkach). Dekoherencję powoduje oddziaływanie pomiędzy elektronami i fononami (które nie zależy od spinu elektronu) w układzie, gdzie jest możliwe tunelowanie elektronów pomiędzy kropkami. Wynika ona z tego, że zasada Pauliego nie pozwala na przetunelowanie elektronów do tej samej kropki tylko wtedy, jeśli symetria spinowa elektronów jest trypletowa (pod uwagę brane są tylko podstawowe stany orbitalne elektronów). Tym samym, zasada Pauliego powoduje rozróżnialność pomiędzy singletowymi i trypletowymi dwuelektronowymi

symetriami spinowymi, co prowadzi do czystej dekoherencji fazowej również w niskich temperaturach, kiedy fonony nie mają wystarczającej energii żeby spowodować tunelowanie elektronów pomiędzy kropkami. Wynikającej z przedstawianego mechanizmu dekoherencji nie da się uniknąć poprzez odpowiedni wybór materiałów kropki i otoczenia w przeciwieństwie do dekoherencji spinowej związanej z oddziaływaniem nadsztylnym nie występującym w materiałach o zerowych spinach jądrowych i oddziaływaniem spin-orbita.

Energetycznie najniższe stany dwóch elektronów związanych w podwójnej kropce kwantowej to takie stany, dla których każdy elektron znajduje się w innej kropce (ze względu na oddziaływanie Coulombowskie). Możliwe konfiguracje spinowe tych stanów to singlet spinowy oraz tryplet spinowy. Dla singletu spinowego orbitalna część funkcji falowej jest symetryczna i możliwe są przejścia do stanów, w których obydwa elektrony znajdują się w tej samej kropce (mają one wyższe energie) [21]. W przypadku trypletu orbitalna część funkcji falowej jest antysymetryczna, więc analogiczne przejścia, którym nie towarzyszy zmiana symetrii spinowej, są zabronione. Przy bardzo niskich temperaturach, w których są wykonywane eksperymenty na spinach w kropkach kwantowych, procesy tunelowe pomiędzy kropkami są bardzo nieefektywne i praktycznie nie zachodzą, jednak dozwolone są wirtualne procesy dwufononowe, podczas których fonony są rozpraszane na stanach podwójnej kropki kwantowej [22, 23]. Podczas takich procesów, przejścia do stanów o wyższej energii zachodzą tylko wirtualnie i rozpraszane fonony nie muszą mieć energii wystarczającej żeby spowodować tunelowanie elektronu. Rozpraszanie zachodzi więc w dowolnie niskich temperaturach, ale tylko jeśli elektrony mają konfigurację singletową, natomiast kropki z elektronami w konfiguracji trypletowej są przezroczyste dla fononów. W ten sposób stan otoczenia jest inny w zależności od spinowego stanu podwójnej kropki kwantowej, czyli teoretycznie pomiar na otoczeniu mógłby dostarczyć informacji na temat stanu kubitu singletowo-trypletowego. Taka rozróżnialność prowadzi zawsze do czystej dekoherencji fazowej [24, 25].

Jakściowy i ilościowy opis tego procesu dekoherencji wymaga wprowadzenia hamiltonianu. Hamiltonian składa się z trzech części,

$$H = H_{\text{DQD}} + H_{\text{ph}} + H_{\text{int}}. \quad (11)$$

Pierwsza część opisuje podwójną kropkę kwantową

$$H_{\text{DQD}} = -t_1 \sum_s \left(a_{\text{L}s}^\dagger a_{\text{R}s} + \text{h.c.} \right) + \frac{1}{2} \sum_{s,s'} \sum_{i,j,k,l} V_{ijkl} a_{is}^\dagger a_{js'}^\dagger a_{ks'} a_{ls}, \quad (12)$$

gdzie a_{is}, a_{is}^\dagger to operatory anihilacji i kreacji elektronu w kropce $i = \text{L, R}$, o spinie $s = \uparrow, \downarrow$. W tym przypadku pierwszy człon odpowiada za procesy tunelowania elektronów pomiędzy kropkami. Drugi człon służy do opisu oddziaływania Coulombowskiego, przy czym $V_{ijkl} = V_{jikl} = V_{klij} = V_{lkji}$.

Hamiltonian ten można zdiagonalizować analitycznie i dla identycznych kropek kwantowych stanami własnymi hamiltonianu H_{DQD} są trzy stany trypletowe

$$|(1, 1)T_s\rangle = a_{\text{L}s}^\dagger a_{\text{R}s}^\dagger |0\rangle, \quad s = \uparrow, \downarrow, \quad (13a)$$

$$|(1, 1)T_0\rangle = \frac{a_{\text{L}\uparrow}^\dagger a_{\text{R}\downarrow}^\dagger - a_{\text{R}\uparrow}^\dagger a_{\text{L}\downarrow}^\dagger}{\sqrt{2}} |0\rangle \quad (13b)$$

o jednakowej energii własnej $V_{\text{LRRL}} - V_{\text{LRLR}}$ (równej różnicy energii Coulombowskiej kiedy elektrony znajdują się w różnych kropkach i energii Coulombowskiego oddziaływania wymien-

nego). Singletowe stany własne to

$$|(-)S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|(2, 0)S\rangle - |(0, 2)S\rangle) \quad (14a)$$

$$|S_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi^2}} [|(+)S\rangle + \xi|(1, 1)S\rangle], \quad (14b)$$

$$|S_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi^2}} [(1, 1)S\rangle - \xi|(+)S\rangle], \quad (14c)$$

gdzie $|(p, q)S\rangle$ oznacza stan o singletowej symetrii spinowej z liczbą p elektronów w lewej kropce i q elektronów w prawej kropce, a $|(+)S\rangle = (|(2, 0)S\rangle + |(0, 2)S\rangle) / \sqrt{2}$. Współczynnik odpowiedzialny za skład superpozycji singletowych stanów własnych to

$$\xi = \frac{2\sqrt{2}t}{U + \sqrt{U^2 + 8t^2}},$$

gdzie $U = V_{LLLL} + V_{LLRR} - V_{LRRL} - V_{LRLR}$, a $t = \sqrt{2}(V_{RLLL} - t_1)$. Energie własne stanów singletowych to $E_{(-)S} = V_{LLLL} - V_{LLRR}$ oraz $E_{\pm} = \bar{E} \pm \sqrt{U^2 + 8t^2}/2$, gdzie $\bar{E} = (V_{LLLL} + V_{LLRR} + V_{LRRL} + V_{LRLR})/2$. W reżimie małego tunelowania, $t \ll U$, współczynnik $\xi \ll 1$ i $|S_+\rangle \approx |(+)S\rangle$, $|S_-\rangle \approx |(1, 1)S\rangle$. Stanami o najniższej energii (które stanowią kubit) jest dowolny stan trypletowy oraz stan singletowy $|S_-\rangle$.

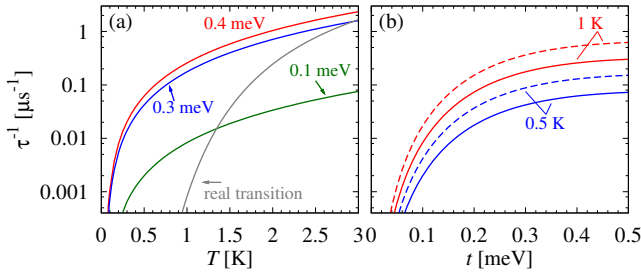
Druga część to hamiltonian fononowy, identyczny do hamiltonianu fononowego występującego w równaniu (1). Oddziaływanie pomiędzy elektronami i fononami (przy założeniu, że przekrycie funkcji falowych pomiędzy kropkami jest na tyle małe, że człony oddziaływania powodujące przejścia pomiędzy kropkami można pominąć) jest postaci

$$H_{\text{int}} = \sum_{s,i} \sum_{\mathbf{k},\lambda} F_i^{(\lambda)}(\mathbf{k}) a_{is}^\dagger a_{is} (b_{\mathbf{k},\lambda} + b_{-\mathbf{k},\lambda}^\dagger), \quad (15)$$

gdzie $F_{L/R}^{(\lambda)}(\mathbf{k}) = F^{(\lambda)}(\mathbf{k}) \exp[\pm ik_x d/2]$ to stałe oddziaływania, a d to odległość między kropkami. Jakkolwiek postać tego oddziaływania jest analogiczna do oddziaływania w przypadku ekscytonów występującego w hamiltonianach (1) i (7), tutaj stałe sprzężenia muszą uwzględnić zarówno oddziaływanie przez potencjał deformacyjny z podłużnymi fononami akustycznymi jak i oddziaływanie piezoelektryczne z podłużnymi i poprzecznymi fononami akustycznymi (które można pominąć w przypadku ekscytonów). Pełną postać stałych oddziaływania można znaleźć w pracach [26, H1]. Należy zwrócić uwagę, że oddziaływanie elektronów z fononami zachowuje symetrię spinową, a więc nie ma sprzężenia fononowego pomiędzy żadnymi singletowymi i trypletowymi stanami spinowymi.

Aby znaleźć ewolucję superpozycji trypletu spinowego i singletu spinowego $|S_-\rangle$ (dwóch stanów kubit) w pracy [H1] użyliśmy tak zwanej metody projektorów prowadzącej do równań opisujących ewolucję bez splotu czasowego [27]. Uwzględnienie rozwinięcia perturbacyjnego czwartego rzędu w ramach tej metody pozwala opisać procesy dwufononowe, które są odpowiedzialne za badany efekt.

Szybkości czystego defazowania wynikającego z procesów dwufononowych (rozpraszanie fononów) są przedstawione na Rys. 3(a) jako funkcja temperatury dla różnych wartości parametru tunelowania t . Szara linia odpowiada szybkości czystego defazowania wynikającej z procesów jednofononowych (związanych z rzeczywistymi przejściami pomiędzy różnymi stanami singletowymi) dla $t = 0.3$ meV. Dla niskich temperatur, istotnych w badaniach eksperymentalnych takich układów, procesy jednofononowe są nieefektywne, gdyż fonony mają zbyt niskie energie, żeby spowodować przejścia pomiędzy singletami o różnej energii. Dominującym mechanizmem powodującym dekoherencję stają się wtedy procesy dwufononowe, gdyż podczas procesu rozpraszania fononów na kropce w stanie singletowym fonony nie muszą dostarczyć



Rysunek 3: Szybkość czystej dekoherencji fazowej wynikającej z rozpraszania fononów: (a) Jako funkcja temperatury (b) Jako funkcja parametru tunelowego t . Szara linia zaznacza szybkości dekoherencji fazowej wynikające z procesów jednofononowych dla $t = 0.3$ meV. Ciągłe linie odpowiadają odległości $d = 200$ nm między kropkami, a linie przerywane odległości $d = 300$ nm. Rysunek z pracy [H1].

brakującej energii. Takie procesy związane z wirtualnymi przejściami pomiędzy różnymi stanami singletowymi są więc dużo bardziej odporne na zmniejszanie temperatury i związana z nimi dekoherencja fazowa jest stosunkowo efektywna nawet w niskich temperaturach.

Na Rys. 3(b) pokazane są szybkości dekoherencji jako funkcja parametru tunelowego t dla dwóch różnych odległości pomiędzy kropkami. Dekoherencja fazowa zachodzi tylko jeśli tunelowanie jest możliwe i zwiększa się szybko wraz ze zwiększaniem parametru tunelowego. Na rysunku widać również, że zwiększanie odległości pomiędzy kropkami powoduje szybszą dekoherencję fazową, co jest typową cechą dekoherencji fazowej związanej z rozpraszaniem [24, 25].

Oddziaływanie nadsubtelne. Głównym źródłem dekoherencji kubitów spinowych w przypadku kropek z materiałów o niezerowym spinie jądrowym (takich jak arsenek galu) jest oddziaływanie nadsubtelne pomiędzy spinem elektronu w kropce a spinami jąder atomów tworzących kropkę (jest to opisane dokładniej w artykułach przeglądowych [28, 29, 30]). Oddziaływanie to powoduje czystą dekoherencję fazową, kiedy przyłożone są stosunkowo wysokie pola magnetyczne. Dla małych pól proces dekoherencji jest bardziej złożony i dekoherencji fazowej towarzyszy redystrybucja obsadzeń spinu elektronu związanego w kropce kwantowej. Obliczenie ewolucji spinu elektronu pod wpływem oddziaływania nadsubtelnego jest trudne dla małych pól, gdyż w tym reżimie nie można oddziaływania nadsubtelnego traktować perturbacyjnie [30, 29]. Ponadto problem komplikuje silna zależność stałych sprzężenia od położenia danego jądra oraz dyskretne widmo otoczenia jądrowego [31].

Hamiltonian pojedynczego spinu elektronowego w kropce kwantowej z oddziaływaniem nadsubtelnym opisuje hamiltonian

$$H = -g\mu_B\hat{S}^z B + \sum_k A_k \hat{S}^z \hat{I}_k^z + \frac{1}{2} \sum_k A_k \left(\hat{S}^+ \hat{I}_k^- + \hat{S}^- \hat{I}_k^+ \right). \quad (16)$$

Pierwszy człon to rozszczepienie Zeemana, gdzie g to elektrywny czynnik Landégo, μ_B oznacza magneton Bohra, \hat{S}^z to składowa spinu elektronu równoległa do pola magnetycznego, a B oznacza przyłożone pole magnetyczne. Pozostałe dwa człony opisują oddziaływanie nadsubtelne. Drugi człon jest diagonalny ze względu na operatory spinowe elektronu i jąder (człon Overhausera) i prowadzi do czystego defazowania spinu elektronu. Ostatni człon opisuje procesy, podczas których jednocześnie zmieniają się spin elektronu i spin jądra; człon ten powoduje zarówno dekoherencję fazową jak i prowadzi do niwelowania różnicy obsadzeń pomiędzy stanem elektronu ze spinem „w dół” i ze spinem „w górę” (równoległym i antyrównoległym do przyłożonego pola magnetycznego). Tutaj operatory $\hat{\mathbf{I}}_k$ opisują spin poszczególnych jąder (indeks k rozróżnia pomiędzy poszczególnymi jądrami), \hat{I}_k^z to ich składowe równoległe do pola magnetycznego, a $\hat{I}_k^\pm = \hat{I}_k^x \pm i\hat{I}_k^y$ to operatory odpowiednio zwiększające i zmniejszające spin. Analogiczne operatory dla spinu elektronu to $\hat{S}^\pm = \hat{S}^x \pm i\hat{S}^y$.

Stałe sprzężenia oddziaływania nadsubtelnego zależą od położenia danego jądra względem funkcji falowej elektronu oraz rodzaju atomu do którego należy jądro,

$$A_k = A_k^0 v_0 |\Psi(\mathbf{r}_k)|^2. \quad (17)$$

Stałe $A_k^0 = \frac{2}{3}\mu_0\gamma_e\gamma_k$ zależą tylko od rodzaju atomu k , przy czym μ_0 to przenikalność magnetyczna próżni, γ_e i γ_k to stosunki żyromagnetyczne elektronu i jąder, a v_0 objętość komórki elementarnej kryształu. $\Psi(\mathbf{r})$ to funkcja falowa elektronu znajdującego się w kropce, a \mathbf{r}_k oznacza położenie k -tego jądra.

Rozszczepienie Zeemana spinów jądrowych oraz oddziaływanie dipolowe pomiędzy jądrami zostały pominięte, ponieważ skale energetyczne obu oddziaływań są zwykle tak małe, że nawet dla niskich temperatur, w których są wykonywane eksperymenty (mniejszych od 0.1 K) są dużo mniejsze niż energia termiczna $k_B T$ [32, 30]. Przykładowo w arsenku galu jądrowe rozszczepienia Zeemana są rzędu dziesiątek nanoelektronowoltów na tesłę, a stałe sprzężenia dipolowego są rzędu 0.1 neV. Z tego samego powodu otoczenie spinowe w stanie stermalizowanym można opisywać macierzą gęstości dla nieskończonej temperatury (czyli proporcjonalną do jedności) [30, 31].

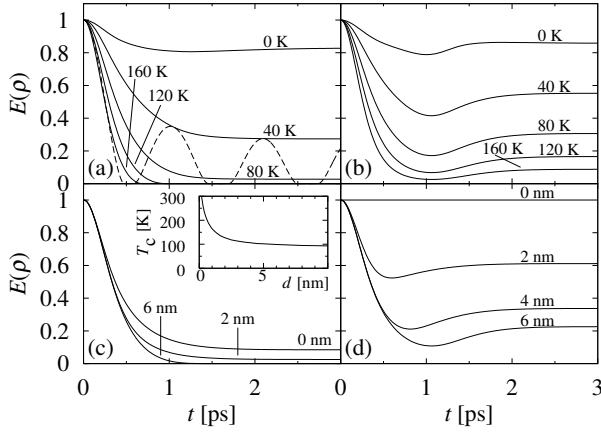
Dla dużych pól magnetycznych, czyli kiedy $g\mu_B B > A = \sum_k A_k$, trzeci człon hamiltonianu (16) można pominąć i znalezienie ewolucji spinu elektronu z uwzględnieniem rzeczywistego rozkładu stałych sprzężenia oddziaływania nadsubtelnego, A_k , dla realistycznej liczby jąder N , która jest rzędu 10^5 , jest możliwe. Dla stanu początkowego otoczenia, odpowiadającemu nieskończonej temperaturze, czysta dekoherencja fazowa spinu elektronu wynikająca z oddziaływania jest proporcjonalna do funkcji $\exp(-t^2/T_2^{*2})$ [32], gdzie stała czasowa $T_2^* \approx \sqrt{\frac{6}{I(I+1)}}\sqrt{N}/A$, w przypadku jednakowego spinu wszystkich jąder I .

Żeby znaleźć ewolucję spinu w kropce kwantowej przy mniejszych polach magnetycznych stosuje się tak zwany „model pudełkowy”, którego stosowalność jest ograniczona do krótkich czasów. Przez krótkie czasy rozumiane są czasy mniejsze niż N/A [33] (gdzie N to liczba jąder w kropce) i wszystkie ewolucje charakterystyk kwantowych uzyskane przy pomocy „modelu pudełkowego” przedstawiane później mieszczą się poniżej tego ograniczenia. Wyniki uzyskane przy pomocy „modelu pudełkowego” dla dużych pól magnetycznych są zgodne z wynikami uzyskanymi metodą przedstawioną powyżej.

W „modelu pudełkowym” przybliża się stałe sprzężenia oddziaływania nadsubtelnego stałą wartością, $A_k = \alpha = A/N$, co umożliwi analityczną diagonalizację hamiltonianu (16) i znacząco upraszcza znalezienie ewolucji spinu w kropce kwantowej. Rodzaj dekoherencji, któremu podlega spin elektronu, silnie zależy od wartości pola magnetycznego. Przy bardzo małych polach magnetycznych koherencja (amplituda pozadiagonalnego elementu macierzy gęstości pomiędzy stanami $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$) i różnica obsadzeń stanów $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$ zanikają w podobny sposób i z podobną szybkością. Wpływ otoczenia na różnicę obsadzeń szybko zanika wraz ze zwiększającym się polem magnetycznym, podczas gdy wpływ otoczenia na koherencję pozostaje silny, przy czym zanik koherencji zaczyna przypominać zanik wykładniczy. Jak wspomniano powyżej, duże pola magnetyczne powodują, że obsadzenia pozostają niezmiennie a dekoherencja fazowa jest wykładnicza i proporcjonalna do $\exp(-t^2/T_2^{*2})$.

4.3.3 Korelacje kwantowe [H2, H3, H5, H6]

Splątanie. Splątanie [34, 35] stanowi jedną z najbardziej fundamentalnych cech teorii kwantowej. Korelacji pomiędzy wynikami odpowiednio wybranych pomiarów na stanach splątanych nie da się wytłumaczyć przy pomocy żadnej klasycznej teorii [36]. Poza ważną rolę, jaką odgrywa splątanie przy próbach zrozumienia, jak działa świat opisywany przez mechanikę kwantową, splątanie może być wykorzystane praktycznie przy kwantowym przetwarzaniu informacji [37]. Bez splątania niemożliwa byłaby teleportacja [38], supergęste kodowanie [39], ani kwantowa dystrybucja kluczy kryptograficznych [40].



Rysunek 4: Ewolucja splątania dla różnych temperatur i odległości między kropkami $d = 6$ nm (a,b) oraz dla różnych odległości przy $T = 100$ K (c,d). Rys. (a,c) przedstawia wyniki dla stanu początkowego (20a), a Rys. (b,d) dla stanu (20b). Wstawka: Najniższa temperatura dla jakiej zachodzi nagła śmierć splątania jako funkcja odległości między kropkami. Linie ciągłe: $\Delta E = 0$ (brak przesunięcia bieksytonowego), linia przerywana: $\Delta E/\hbar = 6$ ps $^{-1}$, $T = 40$ K. Rysunek z pracy [D3].

Zachowanie splątania wymaga utrzymania koherencji stanu dwu- lub więcej-kubitowego, przy czym splątane podukłady mogą być od siebie znacznie oddalone. Takie nielocalne superpozycje stanów są bardziej wrażliwe na dekoherencję niż lokalna koherencja jednokubitowa [41, 42, 43]. Dodatkowo, zanik splątania jest szybszy, jeśli splątane kubity oddziałują z różnymi otoczeniami [42]. Ważną właściwością splątania jest tak zwana nagła śmierć splątania [44, 43, 45], czyli zjawisko polegające na całkowitym zaniku splątania pod wpływem dekoherencji podczas gdy sama dekoherencja jest tylko częściowa. Nagła śmierć splątania wynika z geometrii stanów splątanych i przy czystej dekoherencji fazowej może zajść tylko dla niektórych początkowych stanów splątanych.

Ilościowy opis zaniku splątania wymaga zastosowania miary splątania, którą można obliczyć bezpośrednio z macierzy gęstości splątanych układów. Dla stanów czystych dobrą miarą splątania jest entropia von Neumanna [46], jednak nie można jej stosować dla stanów mieszanych. W przypadku stanów mieszanych nie istnieje unikatowa, dobra miara splątania [47, 48] i trzeba dokonać wyboru pomiędzy istniejącymi, niedoskonałymi miarami. Jednym z możliwych wyborów jest splątanie formacji, czyli średnia entropia von Neumanna układu zminimalizowana po wszystkich możliwych sposobach przygotowania danego stanu ze stanów czystych [48].

Splątanie formacji można obliczyć z macierzy gęstości układu $\rho(t)$ dla dwóch kubitów [49, 50]. Jest ono dane wzorem

$$E[\rho(t)] = -x_+ \log_2 x_+ - x_- \log_2 x_-, \quad (18)$$

gdzie $x_{\pm} = (1 \pm \sqrt{1 - C^2[\rho(t)]})/2$, a $C[\rho(t)]$ to tak zwana zbieżność. Zbieżność jest również miarą splątania i jest dana równaniem

$$C[\rho(t)] = \max(0, \lambda_0 - \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3), \quad (19)$$

gdzie λ_i to pierwiastki wartości własnych macierzy $\rho(t)(\sigma_y \otimes \sigma_y) \rho^*(t)(\sigma_y \otimes \sigma_y)$ ułożone malejąco. $\rho^*(t)$ oznacza sprzężenie zespolone macierzy $\rho(t)$.

Zanik splątania dwóch kubitów ekscytonowych Układ dwóch kubitów ekscytonowych oddziałujących z otoczeniem fononowym jest opisany hamiltonianem (7). Ewolucję kubitów znajduje się przy pomocy metody operatorów Weyla (3). Znając ewolucję dwukubitowej macierzy gęstości można znaleźć wartość splątania przy pomocy zbieżności (19) lub splątania formacji (18).

Ewolucja splątania formacji pary kubitów dla maksymalnie splątanych stanów początkowych

$$|\psi_0\rangle = \frac{1}{2}(|00\rangle + |01\rangle + |10\rangle - |11\rangle), \quad (20a)$$

$$|\psi_B\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle - |10\rangle) \quad (20b)$$

jest pokazana na Rys. 4 [D3]. Kiedy przesunięcie bieksytonowe jest równe zeru, $\Delta E = 0$, zanik splątania stanu (20a) następuje w przeciągu kilku pikosekund (a, c). Dla niskich temperatur, albo dla blisko położonych kropek kwantowych zanik splątania przypomina zanik koherencji obserwowany w tym układzie [11]. Jednak przy dużych odległościach pomiędzy kropkami (oddziaływanie kubitów z różnymi otoczeniami fononowymi) lub przy wystarczająco dużych temperaturach (silne oddziaływanie z fononami) następuje nagła śmierć splątania, mimo że dekoherencja fazowa jest zawsze tylko częściowa. W przypadku początkowego stanu Bella (20b), nagła śmierć splątania nie następuje w żadnych warunkach.

Możliwość zajścia nagłej śmierci splątania występuje tylko dla niektórych stanów początkowych pod wpływem czystej dekoherencji fazowej. Aby to zrozumieć należy zastosować wzór na zbieżność dany równaniem (19). Jeśli stan jest całkowicie zdefazowany (macierz gęstości jest diagonalna) i $\lambda_0 - \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 < 0$ to z warunku ciągłości wynika, że ten stan musi być otoczony stanami o zerowej zbieżności (czyli o zerowym splątaniu). Dla stanu całkowicie zdefazowanego mamy $\lambda_0 - \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 = -2 \min(\rho_{00}\rho_{11}, \rho_{01}\rho_{10})$, gdzie ρ_{ij} oznacza diagonalny element macierzy gęstości odpowiadający stanowi $|ij\rangle$, więc powyższy warunek może być spełniony dla stanu (20a), ale nie dla stanu (20b). Co więcej, aby nagła śmierć splątania mogła zostać spowodowana przez czystą dekoherencję fazową, stan początkowy musi mieć wszystkie cztery diagonalne elementy macierzy gęstości różne od zera.

Zanik efektywnego splątania dwóch kubitów ekscytonowych [H2]. Zazwyczaj teoretyczne badania nad ewolucją splątania prowadzi się zakładając, że możliwy jest pomiar wartości każdego elementu dwukubitowej macierzy gęstości (można wykonać pełną tomografię kwantową). Dla wielu kubitów ten warunek jest trudny bądź niemożliwy do spełnienia. Poniżej przedstawione są wyniki przedstawione w pracy [H2] i obrazujące ewolucję splątania w sytuacji, kiedy możliwości pomiarowe są ograniczone i badane jest efektywne splątanie, czyli splątanie zminimalizowane po wszystkich nieznanych elementach dwukubitowej macierzy gęstości.

W pracy [H2] badaliśmy dwa kubity ekscytonowe oddziałujące z otoczeniem fononowym jak wyżej, ale znajomość ich stanu jest ograniczona do pomiarów, które można wykonać na kropkach przy pomocy tranzystorów jednoelektronowych [51, 52]. Układy pomiarowe są modelowane nierealistycznie przy pomocy pomiarów projektorowych i każdy z czterech badanych pomiarów dostarcza następujących obserwabli,

$$x = \langle 00|\rho|00\rangle + \langle 01|\rho|01\rangle, \quad (21a)$$

$$y = \langle 00|\rho|00\rangle + \langle 10|\rho|10\rangle, \quad (21b)$$

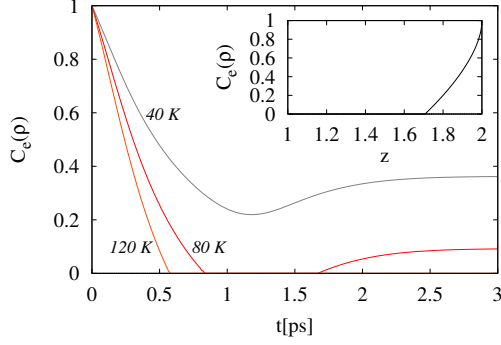
$$z = \langle 01|\rho|01\rangle + \langle 10|\rho|10\rangle + 2\text{Re}\langle 01|\rho|10\rangle, \quad (21c)$$

$$d = \langle 11|\rho|11\rangle. \quad (21d)$$

To, jakie położenia tranzystorów jednoelektronowych względem podwójnej kropki kwantowej pozwalają na przedstawione pomiary, jest dokładnie omówione w pracy [H2]. Należy zwrócić uwagę, że przy pomocy tych pomiarów można zmierzyć wszystkie diagonalne elementy macierzy gęstości, ale tylko pomiar obserwabli (21c) pozwala zyskać ograniczoną informację o elementach pozadiagonalnych (i kiedy wszystkie pomiary zostają wykonane, znaleźć część rzeczywistą jednego pozadiagonalnego elementu macierzy gęstości).

Jeśli ewolucja macierzy gęstości jest mierzona przy pomocy wszystkich dostępnych pomiarów, informacja o stanie dwukubitowym jest niepełna tylko, jeśli chodzi o elementy pozadiagonalne. Oznacza to, że zmierzone efektywne splątanie będzie często niższe niż prawdziwa wartość splątania (zbiór efektywnie splątanych stanów czystych jest mniejszy niż zbiór splątanych stanów czystych), ale jakościowo ewolucja splątania efektywnego jest podobna do ewolucji prawdziwej wartości splątania. Zbiór stanów, dla których niemożliwa jest nagła śmierć splątania pod wpływem czystego defazowania nie zmienia się dla efektywnego splątania [D3].

Następnie warto rozpatrzyć sytuację, kiedy liczba tranzystorów jednoelektronowych jest ograniczona do dwóch, przy czym ich lokalizacja względem kropki kwantowej pozwala na po-



Rysunek 5: Ewolucja efektywnego splątania stanu początkowego $|+\rangle$ pod wpływem oddziaływania z fononami dla różnych temperatur. Wstawka: Efektywne splątanie jako funkcja obserwabli z . Rysunek z pracy [H2].

miar obserwabli x i z . Wynik pomiaru $x \in [0, 1]$, a wynik $z \in [0, 2]$, ale można łatwo pokazać, że efektywne splątanie jest zawsze zerowe dla $z < 1$. Warto rozważyć ewolucję efektywnego splątania maksymalnie splątanych stanów początkowych $|\pm\rangle = (|01\rangle \pm |10\rangle)/\sqrt{2}$ pod wpływem czystej dekoherencji fazowej. Stan $|+\rangle$ ma wartości obserwabli $x = 0.5$ i $z = 2$, więc efektywna zbieżność $C_e(|+\rangle\langle+|) = 1$ (początkowe efektywne splątanie jest maksymalne, tak samo jak rzeczywiste splątanie). Czysta dekoherencja fazowa nie zmienia obserwabli x , natomiast stopniowo zmniejsza obserwabłą z wraz ze zmniejszaniem się jedynej niezerowej koherencji. Jeśli koherencja zostanie wystarczająco zredukowana, nastąpi nagła śmierć splątania, mimo że dla rzeczywistego splątania nie może to nigdy nastąpić przy dekoherencji tego typu. Zatem zbiór stanów, dla których można zaobserwować nagłą śmierć efektywnego splątania różni się dla badanego pomiaru od zbioru stanów, dla których można zaobserwować nagłą śmierć splątania. W przypadku stanu $|-\rangle$ obserwabie przyjmują wartości $x = 0.5$ i $z = 0$, więc $C_e(|-\rangle\langle-|) = 0$, czyli efektywne splątanie jest równe zeru, mimo że stan jest maksymalnie splątany.

Najprostszy układ pomiarowy zawiera tylko jeden tranzystor mierzący obserwabłą z . Ilość informacji uzyskana przy pomocy tego pomiaru jest niewielka, ale pozwala na wykrycie efektywnego splątania niektórych stanów. Zależność efektywnego splątania od czasu przy dekoherencji fononowej jest pokazana na Rys. 5 dla stanu początkowego $|+\rangle$ dla różnych temperatur. Efektywne splątanie zanika szybciej niż fizyczne splątanie. Ponadto dla wystarczająco dużych temperatur następuje nagła śmierć splątania, co jest niemożliwe dla fizycznego splątania.

Zanik splątania kubitów spinowych [H5]. W tej części przedstawione są wyniki badań zaniku splątania dwóch kubitów spinowych pod wpływem oddziaływania nadształnego opublikowane w pracy [H5]. Każdy kubit jest określony przez spin elektronu związanego w kropce kwantowej (stan $|0\rangle$ i $|1\rangle$ kubitów to spin ustawiony równolegle i antyrównolegle do przyłożonego pola magnetycznego). Kropki są oddalone od siebie na tyle, że każdy kubit jest opisywany hamiltonianem (16), a ewolucje są znajdowane przy pomocy „modelu pudełkowego” omówionego wcześniej.

Badana jest ewolucja splątania początkowych stanów Bella,

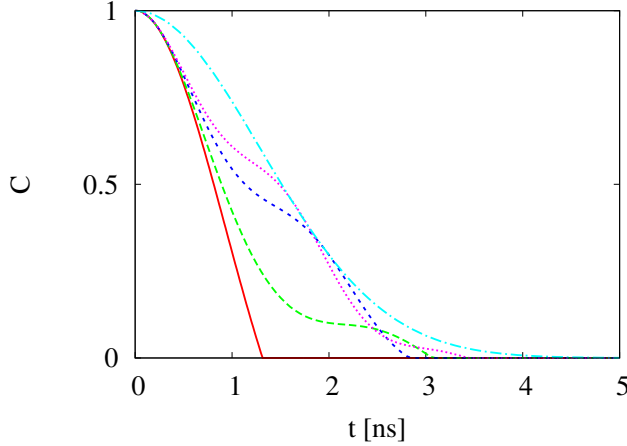
$$|\Psi^\pm\rangle = 1/\sqrt{2}(|1\rangle \pm |2\rangle), \quad (22a)$$

$$|\Phi^\pm\rangle = 1/\sqrt{2}(|0\rangle \pm |3\rangle), \quad (22b)$$

gdzie $|0\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle$, $|1\rangle = |\uparrow\downarrow\rangle$, $|2\rangle = |\downarrow\uparrow\rangle$ i $|3\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle$. Ewolucja koherencji dowolnego z tych stanów początkowych ogranicza się do jednego pozadiagonalnego elementu dwukubitowej macierzy gęstości, który jest niezerowy w danym stanie Bella, podczas gdy pozostałe koherencje są stale równe zeru. Z kolei oddziaływanie z otoczeniem wpływa na wszystkie cztery diagonalne elementy macierzy gęstości (z wyjątkiem reżimu dużego pola magnetycznego, kiedy dekoherencja ogranicza się do czystego defazowania). Postać ogólna macierzy gęstości dwóch kropek kwantowych jest więc uproszczona i można znaleźć analityczny wzór na zbieżność,

$$C(\rho_{DQD}) = 2 \max\{0, |\rho_{ij}| - \sqrt{\rho_{kk}\rho_{ll}}\}. \quad (23)$$

Tutaj indeksy i, j to 1, 2 lub 0, 3 w zależności od stanu początkowego, oraz $k \neq l$, $k \neq i$, $k \neq j$, $l \neq i$, $l \neq j$. jak widać z równania (23) nagła śmierć splątania nastąpi, kiedy $|\rho_{ij}| < \sqrt{\rho_{kk}\rho_{ll}}$



Rysunek 6: Ewolucja splątania dla różnych wartości pola magnetycznego: $B = 0$ - czerwona linia ciągła, $B = 11$ mT - przerywana linia zielona, $B = 16.5$ mT - przerywana linia niebieska, $B = 20$ mT - kropkowana linia różowa, $B = 1$ T - przerywana linia jasnoniebieska (reżim dużego pola magnetycznego). Rysunek z pracy [H5].

i należy jej oczekiwać tylko dla umiarkowanych pól magnetycznych. Ponieważ kubity oddziałują z osobnymi otoczeniami znajdującymi się w wysokotemperaturowym stanie równowagi termicznej, ewolucja splątania jest identyczna w przypadku wszystkich stanów Bella.

Na Rys. 6 pokazany jest zanik splątania dla różnych wartości pola magnetycznego. Czerwona linia ($B = 0$) ogranicza wszystkie pozostałe krzywe ewolucji od dołu i kończy się nagłą śmiercią splątania. Jasnoniebieska linia (reżim dużego pola magnetycznego) ogranicza inne krzywe od góry i jej zanik jest wykładniczy. Dla pośrednich wartości pola magnetycznego obserwowany zanik splątania jest bardziej skomplikowany i widoczne są okresy przyspieszonego i zwolnionego zaniku splątania związane ze zmianami obsadzeń stanów dwukubitowych. Oscylacje robią się szybsze wraz ze wzrostem pola magnetycznego, ale również stają się mniej wyraźne. Całkowity zanik oscylacji świadczy o osiągnięciu reżimu wysokich pól magnetycznych, kiedy nie występuje nagła śmierć splątania. Zmiana pola magnetycznego powoduje zatem przejście pomiędzy dwoma reżimami ewolucji i tylko dla niskich pól nagła śmierć splątania jest możliwa dla początkowych stanów Bella.

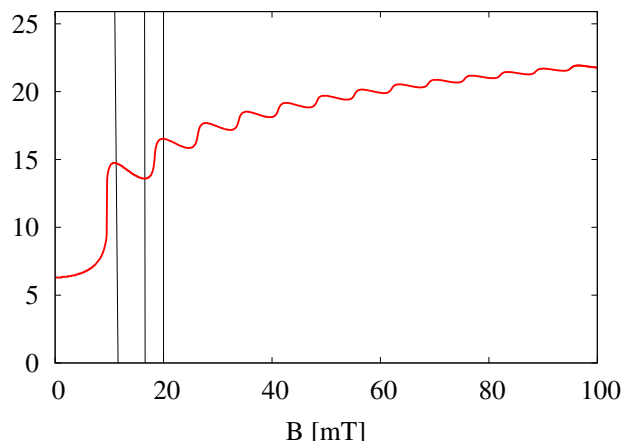
Oscylacje podczas ewolucji splątania widoczne dla umiarkowanych wartości pola magnetycznego powodują, że czas nagłej śmierci splątania nie jest monotoniczną funkcją pola magnetycznego, jak widać na Rys. 7. Oscylacje zaczynają się dla pól magnetycznych większych niż około 10 mT (dla badanych kropek elektrostatycznych z arsenku galu). Poniżej tej wartości następuje silny monotoniczny wzrost czasu nagłej śmierci, który może zostać wykorzystany praktycznie do dokładnego pomiaru małych pól magnetycznych w zakresie między 5 a 10 mT.

Okazuje się, że dla dowolnego początkowego stanu Bella wartość

$$W(t) = F - \frac{1}{2} = \langle \Psi_- | \rho(t) | \Psi_- \rangle - \frac{1}{2} \quad (24)$$

jest świadkiem splątania, ponieważ stan staje się separowalny kiedy wierność F spada do $1/2$ (co dzieje się w chwili nagłej śmierci). Uzasadnienie tego faktu można znaleźć w pracy [H5]. Okazuje się, że ten świadek splątania jest mierzalny bezpośrednio dla stanu początkowego $|\Psi^- \rangle$ i pomiar wierności takiego stanu został zademonstrowany eksperymentalnie w pracach [53, 54].

Dysonans kwantowy. Dysonans kwantowy [55, 56] jest miarą korelacji kwantowych różnych od splątania przy czym możliwa jest sytuacja kiedy splątanie jest równe zero (stan jest separowalny) lecz dysonans kwantowy wskazuje na istnienie pewnych korelacji kwantowych w takim stanie. Nie istnieje również zjawisko nagłej śmierci dysonansu kwantowego ponieważ zbiór stanów o zerowym dysonansie ma zerową objętość [57]. Zatem ciągły proces dekoherencji, taki jak czysta dekoherencja fazowa, nie może prowadzić do nagłego i trwałego zaniku korelacji kwantowych opisywanych przez dysonans w trakcie ewolucji (czyli zanim osiągnięty zostanie stan całkowitej dekoherencji fazowej). Fakt ten sugeruje, że nagła śmierć splątania nie świadczy o zaniku wszelkich korelacji kwantowych, lecz o przekroczeniu granicy pewnej



Rysunek 7: Czas nagłej śmierci splątania t_{SD} jako funkcja pola magnetycznego. Pionowe linie zaznaczają wartości pola magnetycznego dla których wyrysowane są ewolucje na Rys. 6 (z wyjątkiem $B = 0$ i $B = 1$ T). Pomiedzy polami 5 and 10 mT czas nagłej śmierci jest dobrym miernikiem wartości pola magnetycznego. Rysunek z pracy [H5].

małej ilości korelacji pozostałych w układzie. Poniżej tej granicy niemożliwe jest wykonanie wielu operacji wymagających korelacji kwantowych, ale już wykazano, że istnieją procedury kwantowo-informatyczne, które można przeprowadzić przy pomocy stanów separowalnych o niezerowej wartości dysonansu kwantowego [58, 59, 60]. W szczególności wykazano eksperymentalnie, że możliwe jest splątanie odległych kubitów za pośrednictwem takich stanów [61].

Splątanie mówi o korelacjach obecnych w stanach, których nie da się wytworzyć przy pomocy lokalnych (jednokubitowych) operacji i klasycznej komunikacji. Dysonans jest związany z ilością informacji na temat stanu jednokubitowego, którą da się uzyskać przy pomocy pomiarów na tym kubicie. Dysonans jest równy zero, kiedy cała informacja o stanie kubitów jest zawarta w jednokubitowej macierzy gęstości (i w tym sensie nie ma korelacji kwantowych). Dla wielu stanów, obecność dysonansu kwantowego jest równoważna z obecnością splątania w układzie, jednak istnieją mieszane stany separowalne, których dysonans jest różny od zera.

Dysonans kwantowy jest zdefiniowany jako różnica pomiędzy dwiema definicjami informacji wzajemnej, które są równoważne dla stanów klasycznych [55]. Okazuje się jednak, że obliczenie dysonansu dla dowolnej macierzy gęstości jest bardzo trudne nawet dla stanów dwukubitowych. Wielkością prostszą do stosowania praktycznego jest geometryczny dysonans kwantowy [62], który definiuje się jako najmniejszą odległość Hilberta-Schmidta pomiędzy badanym stanem a zbiorem stanów o zerowym dysonansie. Jakkolwiek nie istnieje formuła pozwalająca obliczyć geometryczny dysonans z dowolnej dwukubitowej macierzy gęstości, istnieją takie formuły pozwalające znaleźć dolną [62] i górną granicę dysonansu geometrycznego [63]. Dolna granica jest dana przez

$$D'_S = \max(\text{Tr}[K_x] - k_x, \text{Tr}[K_y] - k_y), \quad (25)$$

gdzie k_x to największa wartość własna macierzy $K_x = |x\rangle\langle x| + TT^T$, a k_y to największa wartość własna macierzy $K_y = |y\rangle\langle y| + T^T T$. $|x\rangle$ and $|y\rangle$ oznaczają lokalne wektory Blocha, których składowe są dane przez $x_i = \text{Tr}[\rho_{AB}(\sigma_i \otimes \mathbb{I})]$ i $y_i = \text{Tr}[\rho_{AB}(\mathbb{I} \otimes \sigma_i)]$. T to macierz korelacji w dwukubitowej reprezentacji Blocha, której elementy to $T_{i,j} = \text{Tr}[\rho_{AB}(\sigma_i \otimes \sigma_j)]$. Górną granicę znajduje się stosując wzór

$$D''_S = \min(\text{Tr}[K_x] - k_x + \text{Tr}[L_y] - l_y, \text{Tr}[K_y] - k_y + \text{Tr}[L_x] - l_x), \quad (26)$$

gdzie l_x i l_y to największe wartości własne odpowiednio macierzy $L_x = |x\rangle\langle x| + T|\hat{k}_y\rangle\langle\hat{k}_y|T^T$ i $L_y = |y\rangle\langle y| + T^T|\hat{k}_x\rangle\langle\hat{k}_x|T$, przy czym $|\hat{k}_x\rangle$ and $|\hat{k}_y\rangle$ to unormowane wektory własne odpowiadające wartości własnej k_x macierzy K_x i wartości własnej k_y macierzy K_y .

Dysonans geometryczny może być stosowany aby rozróżnić stany o zerowym i niezerowym dysonansie kwantowym, ale wartości dysonansu uzyskane przy jego pomocy mogą być zaburzone, ponieważ odległość Hilberta-Schmidta zależy od czystości badanego stanu. Zatem dwa stany od takiej samej wartości dysonansu kwantowego ale różnej czystości będą miały różną wartość dysonansu geometrycznego. Co za tym idzie, dysonans geometryczny może zostać

zwiększony pod wpływem nieunitarnych ewolucji na jednym z kubitów [64, 65], mimo że takie operacje nie mogą zwiększać ilości korelacji kwantowych dowolnego rodzaju.

Jednym z możliwych rozwiązań tego problemu jest uniezależnienie odległości Hilberta-Schmidta od czystości stanów. Można to osiągnąć dzieląc macierze gęstości, pomiędzy którymi liczona jest odległość przez ich normę Hilberta-Schmidta [66]. Przeskalowana miara odległości jest dana przez

$$d_T(\rho_1, \rho_2) = \left\| \frac{\rho_1}{\|\rho_1\|} - \frac{\rho_2}{\|\rho_2\|} \right\|, \quad (27)$$

gdzie $\|\cdot\|$ to norma Hilberta-Schmidta. Przeskalowany dysonans kwantowy definiuje się jako najmniejszą odległość (27) pomiędzy badanym stanem a zbiorem stanów o zerowym dysonansie i dla stanu dwukubitowego jest postaci

$$D(\rho) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\sqrt{3}}{2} \right)^{-1} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{D_S(\rho)}{2 \text{Tr} \rho^2}} \right], \quad (28)$$

gdzie $D_S(\rho)$ oznacza dysonans geometryczny, a $\text{Tr} \rho^2$ to czystość badanego stanu.

Ewolucja dysonansu kwantowego dwóch kubitów ekscytonowych [H3] W pracy [H3] zbadaliśmy ewolucję dolnej i górnej granicy dysonansu geometrycznego [danych przez równania (25) i (26)] dwóch kubitów ekscytonowych oddziałujących z otoczeniem fononowym. Układ jest opisany przez hamiltonian (7), a jego ewolucję znajduje się przy pomocy metody operatorów Weyla opisanej wcześniej. Mimo że badaną wielkością jest dysonans geometryczny, wyniki są jakościowo poprawne, a uzyskanie wartości przeskalowanego dysonansu (28) wymagałoby zaledwie ich przeskalowania przy pomocy czystości badanego stanu (w czasie kiedy powstała praca [H3] nie stworzono jeszcze przeskalowanego dysonansu).

Okazuje się, że dla początkowych stanów Bella dysonans geometryczny w trakcie czystej dekoherencji fazowej jest równy $D_S(t) = 2|\rho_{ij}(t)|^2$ (górne i dolne granice dysonansu są sobie równe). ρ_{ij} oznacza tutaj ten pozadiagonalny element dwukubitowej macierzy gęstości, który jest różny od zera. Oznacza to, że dysonans geometryczny jest równy (z dokładnością do unormowania) kwadratowi zbieżności (19).

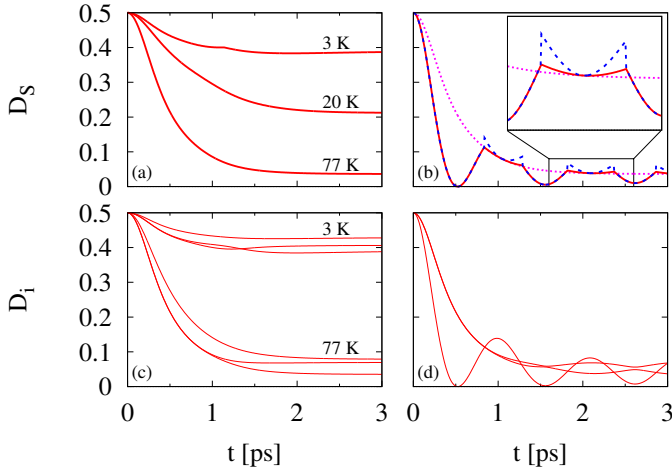
Ciekawsze zachowanie dysonansu można zaobserwować badając ewolucję stanu początkowego typu X, którego ewolucja jest dana przez

$$\rho = \begin{pmatrix} a & 0 & 0 & ag_{03}(t) \\ 0 & b & bg_{12}(t) & 0 \\ 0 & bg_{12}^*(t) & b & 0 \\ ag_{03}^*(t) & 0 & 0 & a \end{pmatrix}, \quad (29)$$

gdzie $g_{ij}(t)$ to funkcje opisujące dekoherencję fononową, przy czym $g_{ij}(0) = 1$. Ewolucja dysonansu geometrycznego stanu początkowego tego typu jest znacznie prostsza w opisie (a zatem i prostsza do zrozumienia) niż ewolucja stanu początkowego, którego wszystkie koherencje są niezerowe, przy czym już wykazuje pewne zachowania charakterystyczne dla bardziej skomplikowanych stanów początkowych. Splątanie stanu (29) mierzone przez zbieżność (19) to $C(t) = \max\{0, b|g_{12}(t)| - a, a|g_{03}(t)| - b\}$; jak widać może ono ulec nagłej śmierci. Wartość kwantowego dysonansu geometrycznego dana jest przez

$$D_S(t) = \begin{cases} (a|g_{03}(t)| - b|g_{12}(t)|)^2 + (a - b)^2, & \text{dla } |a - b| < a|g_{03}(t)| + b|g_{12}(t)| \\ 2a^2|g_{03}(t)|^2 + 2b^2|g_{12}(t)|^2, & \text{dla } |a - b| > a|g_{03}(t)| + b|g_{12}(t)|. \end{cases} \quad (30)$$

Jeżeli $a \neq b$, wystarczająco silna dekoherencja spowoduje przejście pomiędzy dwoma krzywymi zaniku dysonansu (nie istnieje prosta relacja pomiędzy czasem, w którym następuje przejście pomiędzy reżimami różnego typu zaniku dysonansu, a czasem nagłej śmierci splątania). Parametry macierzy gęstości, przy których następuje przejście, odpowiadają parametrom dla jakich



Rysunek 8: Ewolucja kwantowego dysonansu geometrycznego dla stanu początkowego (31) (a,b) dla różnych temperatur przy przesunięciu bieksytonowym $\Delta E/\hbar = 0$ (granice dysonansu są zbieżne) (a) i w temperaturze 77 K dla $\Delta E/\hbar = 6 \text{ ps}^{-1}$ (czerwona ciągła linia - dolna granica, niebieska przerywana linia - górna granica, różowa kropkowa linia - $\Delta E = 0$) (b). Odpowiadające im wartości D_i są pokazane na rysunkach (c, d). Rysunek z pracy [H3].

następuje przejście pomiędzy reżimami klasycznej i kwantowej dekoherencji wprowadzonymi w artykule [67].

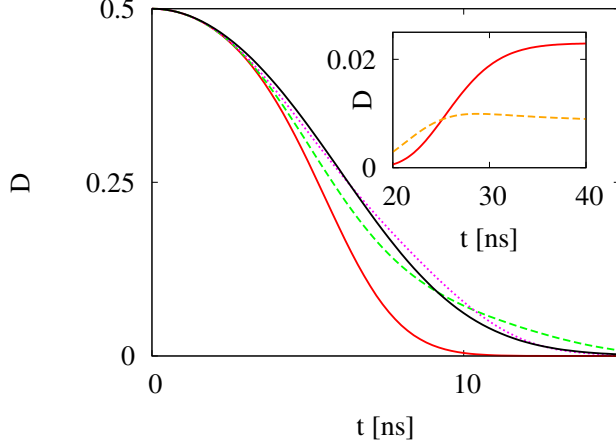
Naturalnym kolejnym krokiem jest zbadanie ewolucji dysonansu geometrycznego maksymalnie splątanego stanu początkowego

$$|\psi\rangle = \frac{1}{2} (|00\rangle + |01\rangle + |10\rangle - |11\rangle). \quad (31)$$

Ewolucje dysonansu geometrycznego dla tego stanu początkowego są pokazane na Rys. 8 (a) dla różnych temperatur przy zerowym przesunięciu biexcytonowym. Na krzywej odpowiadającej temperaturze 3 K wyraźnie widać punkt, w którym zanik dysonansu nie jest gładki. Żeby to zrozumieć, na Rys. 8 (c) przedstawiono ewolucje trzech wartości $D_i = \text{Tr}[K_x] - k_i$, gdzie k_i to trzy wartości własne macierzy K_x (minimum D_i daje wartość dolnej granicy dysonansu geometrycznego) dla temperatur 3 K i 77 K. W temperaturze 3 K dla pewnej chwili czasu następuje przecięcie dwóch krzywych D_i związane z interferencją fononowych paczek falowych, które nie jest obserwowane w wyższej temperaturze.

Na Rys. 8 (b) pokazana jest ewolucja dolnej i górnej granicy dysonansu geometrycznego dla stanu początkowego (31) w temperaturze 77 K w przypadku, kiedy przesunięcie bieksytonowe jest różne od zera. Obecność przesunięcia bieksytonowego powoduje (przy braku dekoherencji fononowej) oscylacje pomiędzy stanem początkowym a separowalnym stanem $|\psi_{\text{sep}}\rangle = 1/2(|0\rangle + |1\rangle) \otimes (|0\rangle + |1\rangle)$, co powoduje analogiczne oscylacje dysonansu kwantowego i splątania. W połączeniu z czystą dekoherencją fazową związaną z oddziaływaniem fononowym oscylacje dysonansu przestają przypominać oscylacje splątania [przedstawione na Rys. 4 (a)]. Jak można się spodziewać, nie ma dłuższych okresów czasu, dla których dysonans byłby równy zero (które są związane ze zjawiskiem nagłej śmierci w przypadku splątania). Po drugie, ewolucja dysonansu geometrycznego związana z przesunięciem bieksytonowym prowadzi do sytuacji, kiedy wartość dysonansu może być większa niż odpowiednia wartość w przypadku ewolucji nie uwzględniającej przesunięcia bieksytonowego. Ponieważ dla danej chwili czasu czystość stanu nie zależy od przesunięcia bieksytonowego, wiadomo, że to zachowanie nie jest artefaktem związanym ze złymi właściwościami odległości Hilberta-Schmidta i byłoby obserwowane również gdyby badany był przeskalowany dysonans. Oznacza to, że zależność dysonansu kwantowego od czynników fazowych badanego stanu jest dużo bardziej nietrywialna niż analogiczna zależność splątania.

Ewolucja dysonansu kwantowego kubitów spinowych [H6]. Powróćmy do badania układu dwóch spinów elektronów związanych w osobnych kropkach kwantowych i oddziałujących z otoczeniem jądrowym, gdzie każdy kubit jest opisywany przez hamiltonian (16). Poniżej badana jest ewolucja początkowych stanów Bella (22), przy czym ewolucja dysonansu



Rysunek 9: Ewolucja przeskalowanego dysonansu początkowego stanu Bella dla różnych pól magnetycznych: $B = 0$ - czerwona linia ciągła, $B = 11$ mT - przerywana zielona linia, $B = 16.5$ mT - kropkowana fioletowa linia, $B = 1$ T - czarna ciągła linia. Wstawka: Długoczasowa ewolucja przeskalowanego dysonansu dla małych pól magnetycznych: $B = 0$ - ciągła czerwona linia, $B = 3$ mT - przerywana pomarańczowa linia. Rysunek z pracy [H6].

kwantowego nie zależy od badanego stanu Bella (podobnie jak ewolucja splątania). W dowolnej chwili czasu t dwukubitowa macierz gęstości jest postaci [H6]

$$\rho_{DQD}(t) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} - a(t) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a(t) & b(t) & 0 \\ 0 & b^*(t) & a(t) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} - a(t) \end{pmatrix}. \quad (32)$$

Początkowe wartości współczynników to $a(0) = 1/2$ i $b(0) = \pm 1/2$, przy czym stany bazowe macierzy gęstości (32) są ułożone w kolejności $|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ dla stanów początkowych (22a) i w kolejności $|1\rangle, |0\rangle, |3\rangle, |2\rangle$ dla stanów początkowych (22b). Dla stanów postaci (32) górna i dolna granica dysonansu geometrycznego (a zatem i przeskalowanego dysonansu) są sobie zawsze równe i przyjmują wartość

$$D_S(\rho_{DQD}(t)) = \begin{cases} 2|b(t)|^2 & \text{dla } g(t) \leq 1, \\ \left[\frac{1}{2} - 2a(t)\right]^2 + |b(t)|^2 & \text{dla } g(t) \geq 1, \end{cases} \quad (33)$$

gdzie

$$g(t) = \frac{2|b(t)|}{|1 - 4a(t)|}. \quad (34)$$

Czystość potrzebna do obliczenia przeskalowanego dysonansu (28) jest dana równaniem

$$P(\rho_{DQD}(t)) = 2 \left[\left(\frac{1}{2} - a(t) \right)^2 + a^2(t) \right] + 2|b(t)|^2. \quad (35)$$

Na Rys. (9) przedstawiona jest ewolucja przeskalowanego dysonansu początkowego stanu Bella przy różnych wartościach pola magnetycznego. W przeciwieństwie do ewolucji splątania tych samych stanów (Rys. 6) ewolucja dysonansu praktycznie nie oscyluje. Ponadto, jakkolwiek wartości dysonansu są ograniczone od dołu przez krzywą o $B = 0$, nie są ograniczone od góry przez krzywą odpowiadającą dużym wartościom pola magnetycznego. Wynika to stąd, że podczas ewolucji stan dwukubitowy zawsze znajduje się w reżimie $g(t) \leq 1$ (rozważania energetyczne, które tłumaczą ten fakt, są zawarte w pracy [H6]) i dysonans zależy głównie od wartości koherencji $|b(t)|$. Dla długich czasów następuje niewielkie odrodzenie dysonansu przy bardzo małych wartościach pola magnetycznego, jak widać na Rys. (9), które wynika z niewielkiego wzrostu koherencji charakterystycznego dla badanego typu dekoherencji.

Długoczasowa wartość przeskalowanego dysonansu zależy bardzo silnie od pola magnetycznego dla małych pól i może być podstawą do pomiaru pól w zakresie $0 - 5$ mT, które są niedostępne dla pomiarów związanych z ewolucją splątania [H5]. Pomiar tego typu można również wykonać przy pomocy separowalnego stanu X (29), o dysonansie różnym od zera.

Powyższa idea nie stanowi jedynej możliwości pomiaru pola magnetycznego wykorzystując korelacje kwantowe opisywane przy pomocy dysonansu. W pracy [H6] przedstawione są również inne metody.

4.3.4 Wpływ fononów na pomiar kubitów spinowych typu singlet-tryplet w kropkach kwantowych przy pomocy kwantowego styku punktowego [H4, H7]

Słaby pomiar stanów ładunkowych. Kwantowy styk punktowy znajdujący się blisko kropki kwantowej może być wykorzystany do pomiaru ładunków, które są w niej związane [68]. Mechanizm takiego pomiaru opiera się na odpychaniu Coulombowskim pomiędzy elektronami znajdującymi się w kropce a elektronami tunelującymi przez kwantowy styk punktowy. Natężenie prądu płynącego przez styk zależy zatem od stanu ładunkowego kropki i jest różny w przypadku, kiedy kropka jest pusta, i w przypadku, kiedy w kropce znajduje się elektron [69, 51].

Opisywany pomiar, będący przykładem realizacji tak zwanego słabego pomiaru [37], nie jest natychmiastowy i proces redukcji mierzonego stanu do jednego ze stanów pomiarowych jest rozciągnięty w czasie. Uzyskanie danych pomiarowych (zmierzenie prądu płynącego przez styk punktowy) potrzebnych do rozróżnienia pomiędzy możliwymi wynikami pomiaru również wymaga skończonej ilości czasu. Drugim czynnikiem kluczowym przy słabych pomiarach jest rozróżnialność mierzonych stanów i nawet w przypadku nieskończonego długiego pomiaru nie zawsze da się rozróżnić stany pomiarowe z dowolną dokładnością. Z drugiej strony, słaby pomiar ma zazwyczaj dużo słabszy wpływ na badany układ, a często stanowi jedyną dostępną możliwość uzyskania wyników pomiarowych (na przykład w wielu układach realizowanych w ciele stałym).

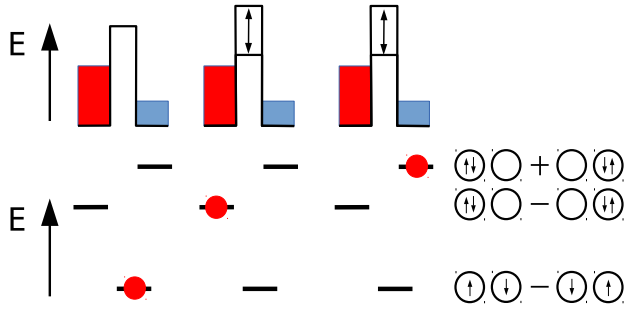
Kwantowy styk punktowy jest standardowo wykorzystywany do pomiaru ładunków związanych w kropkach kwantowych w bardzo niskich temperaturach [70, 71, 72, 73, 74, 75, 6]. Ten typ pomiaru jest odporny na zaburzenia związane z oddziaływaniami fononowymi, gdyż fonony wpływają na czasy koherencji stanów ładunkowych, ale nie na czas redukcji mierzonego stanu do bazy stanów pomiarowych ani na rozróżnialność stanów bazowych [E4].

Pomiar stanów spinowych typu singlet-tryplet. Pomiar stanów spinowych przy pomocy kwantowego styku punktowego jest bardziej skomplikowany i zazwyczaj wymaga przetransformowania stanu spinowego na stan ładunkowy przed wykonaniem pomiaru stanu ładunkowego opisanego powyżej [71, 74, 6, 8].

Alternatywna metoda bezpośredniego pomiaru stanu spinowego, która działa dla dwuelektronowych qubitów singletowo-trypletowych (w podwójnej kropce kwantowej) została zaproponowana w artykule [69]. Idea pomiaru opiera się na tym, że szum prądu płynącego przez kwantowy styk punktowy usytuowany przy jednej z dwóch kropek jest inny, kiedy elektrony w kropce tworzą singlet spinowy i kiedy tworzą tryplet spinowy. Różnica jest związana z zasadą Pauliego, dzięki której podwójne obsadzenie każdej kropki jest możliwe tylko jeśli elektrony są w spinowym stanie singletowym. Liczba elektronów w kropce, której obsadzenie mierzy styk punktowy będzie więc fluktuować tylko w przypadku stanu singletowego powodując fluktuacje odpychania Coulombowskiego pomiędzy elektronami związanymi w kropce i tymi przepływającymi przez styk punktowy, co powoduje inną statystykę szumu prądu przepływającego przez styk.

Hamiltonian podwójnej kropki kwantowej, w której są związane dwa elektrony jest podany w równaniu (12). Stany własne tego hamiltonianu to trzy stany trypletowe (13), dla których elektrony znajdują się w różnych kropkach kwantowych i trzy stany singletowe (14) dopuszczające konfiguracje z dwoma elektronami w jednej kropce.

Kwantowy styk punktowy jest ulokowany przy prawej kropce w taki sposób, że prąd przez niego płynący zależy tylko od obsadzenia tej kropki. Oddziaływanie pomiędzy tą kropką i



Rysunek 10: Na górze rysunku pokazana jest wysokość bariery w kwantowym styku punktowym odpowiadająca danej konfiguracji singletowej podwójnej kropki kwantowej. Energia odpowiedniej konfiguracji jest zaznaczona w dolnej części rysunku (pod odpowiednią wysokością bariery), a schematyczna konfiguracja spinów w kropkach kwantowych jest narysowana po prawej stronie na wysokości energii danego stanu. Rysunek z pracy [H4].

stykiem punktowym jest dane hamiltonianem

$$H_{\text{tun}} = \sum_{p,q,\sigma} (T_{pq} + \chi_{pq} n_R) a_{S p \sigma}^\dagger a_{D q \sigma} + \text{H.c.}, \quad (36)$$

który opisuje tunelowanie elektronów przez styk i zawiera czynnik zależny od obsadzenia prawej kropki n_R . Część prądu płynąca przez styk punktowy niezależnie od stanu kropki kwantowej jest związana ze stałymi tunelowymi T_{pq} , natomiast tunelowanie na które ma wpływ oddziaływanie Coulombowskie ze stanem kropki kwantowej opisują stałe tunelowe χ_{pq} , przy czym stosowane jest założenie, że stałe słabo zależą od energii tunelujących elektronów (w tym zakresie energii, gdzie tunelowanie jest dozwolone) i można je traktować jak stałe [76, 69]. $a_{n p \sigma}$ i $a_{n p \sigma}^\dagger$ to operatory kreacji i anihilacji elektronów o modzie p i spinie σ znajdujących się odpowiednio w źródle i drenie $n = S, D$ kwantowego styku punkowego.

Jeżeli napięcie przyłożone do styku punkowego jest wystarczająco duże, żeby elektrony tunelujące przez styk punktowy mogły powodować przejścia pomiędzy stanami singletowymi kropki o różnych energiach (dzięki wymianie energii między elektronami pod wpływem oddziaływania Coulombowskiego), szum prądu płynącego przez styk punktowy będzie inny zależnie od konfiguracji spinowej kropki. Zjawisko to opisuje się przy pomocy równania Lindblada,

$$\dot{\rho}(t) = \mathcal{L}(\rho) = -\frac{i}{\hbar} [H_{\text{DQD}}, \rho] + \frac{1}{\hbar^2} \left(\sum_i^3 \frac{1}{2} (C_i^\dagger C_i \rho + \rho C_i^\dagger C_i) + \sum_i^3 C_i \rho C_i^\dagger \right) \quad (37)$$

gdzie operatory Lindblada są dane przez [69]

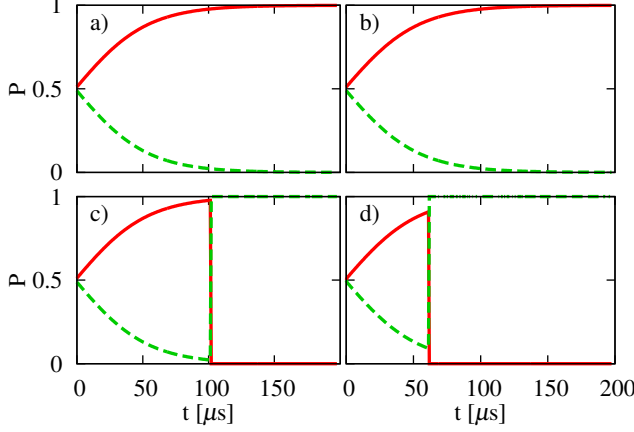
$$C_1 = \nu \sqrt{\frac{V - \Delta}{\hbar}} \sin \frac{\theta}{2} |(-)S\rangle \langle S_-|, \quad (38a)$$

$$C_2 = \nu \sqrt{\frac{V + \Delta}{\hbar}} \sin \frac{\theta}{2} |S_- \rangle \langle (-)S|, \quad (38b)$$

$$C_3 = \sqrt{\frac{V}{\hbar}} \left[(\mathcal{T} + \nu) \mathbb{I} + \nu \cos \frac{\theta}{2} (|S_+ \rangle \langle (-)S| + |(-)S \rangle \langle S_+|) \right], \quad (38c)$$

przy czym $V = (\mu_S - \mu_D)$ to napięcie przyłożone do styku punkowego, $\mathcal{T} = \sqrt{4\pi g_S g_D T}$ to stała tunelowa, ($T = T_{pq}$), a $\nu = \sqrt{4\pi g_S g_D \chi}$ stała tunelowa związana z obsadzeniem prawej kropki ($\chi = \chi_{pq}$). g_i to gęstość stanów źródła i drenu ($i = S, D$). Δ to różnica energii pomiędzy stanami $|S_- \rangle$ i $|(-)S \rangle$.

Wpływ fononów na pomiar kubitów spinowych typu singlet-tryplet [H4]. W pracy [H4] zbadaliśmy oddziaływanie elektronów w kropce kwantowej z fononami modeluje się przy pomocy hamiltonianu (15). W tym przypadku istotne są rzeczywiste przejścia pomiędzy



Rysunek 11: Przykładowe ewolucje prawdopodobieństw znalezienia podwójnej kropki kwantowej w stanie singletowym (zielona, przerywana linia) i trypletowym (czerwona, ciągła linia) dla trypletowego stanu końcowego (a, b) i singletowego stanu końcowego (c, d). Rysunki (a) i (c) nie uwzględniają wpływu fononów. Rysunek z pracy [H4].

stanami singletowymi, które mogą nastąpić dzięki oddziaływaniu. Można zatem opisać wpływ fononów na podwójną kropkę kwantową przy pomocy równania Lindblada tak samo, jak w przypadku elektronów tunelujących przez kwantowy styk punktowy.

Uwzględnienie oddziaływania fononowego wymaga dodania członu fononowego,

$$\mathcal{L}_{ph}(t) = \frac{1}{\hbar^2} \left(\sum_i^4 \frac{1}{2} (B_i^\dagger B_i \rho + \rho B_i^\dagger B_i) + \sum_i^4 B_i \rho B_i^\dagger \right), \quad (39)$$

do pierwotnego równania Lindblada (37). Fononowe operatory Lindblada w przybliżeniu wirującej fali przyjmują postać,

$$B_1 = \sqrt{\gamma_{02}} |S_-\rangle \langle (-)S|, \quad (40a)$$

$$B_2 = \sqrt{\gamma_{20}} |(-)S\rangle \langle S_-| = \sqrt{\gamma_{02} e^{-(U+J)/k_B T}} |(-)S\rangle \langle S_-|, \quad (40b)$$

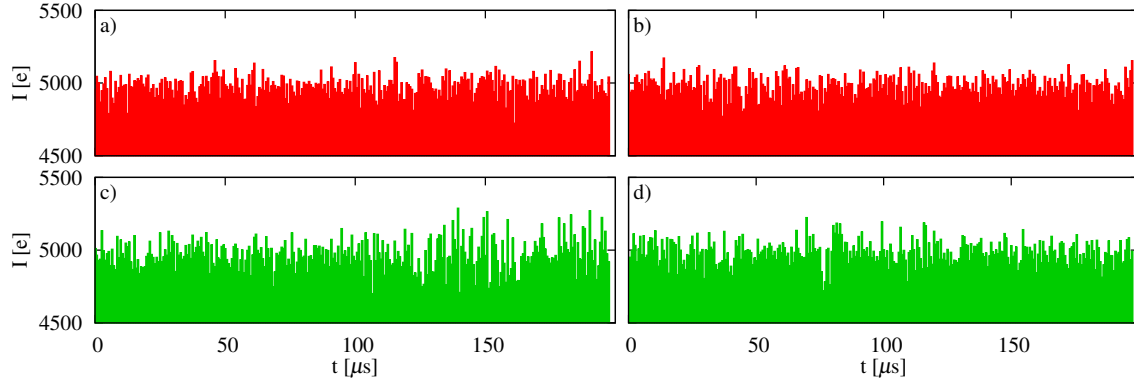
$$B_3 = \sqrt{\gamma_{12}} |S_+\rangle \langle (-)S| = \sqrt{\gamma_{21} e^{-J/k_B T}} |S_+\rangle \langle (-)S|, \quad (40c)$$

$$B_4 = \sqrt{\gamma_{21}} |(-)S\rangle \langle S_+|, \quad (40d)$$

gdzie szybkości przejść liczone są przy pomocy złotej reguły Fermiego $\gamma_{ij} = 2\pi R_{ij}(\omega_{ij})$, a $\hbar\omega_{ij}$ to różnica energii pomiędzy odpowiednimi stanami singletowymi. Potrzebne gęstości spektralne są podane w pracy [H1]. Kiedy temperatura $T = 0$ fonony powodują tylko przejścia, podczas których stany kropek kwantowych zmniejszają swoją energię i $\gamma_{20} = \gamma_{12} = 0$. Rozwiązanie równania Lindblada pozwala znaleźć ewolucję stanu podwójnej kropki kwantowej uśrednioną po możliwych przebiegach pojedynczego procesu pomiarowego oraz stany stacjonarne elektronów w kropkach. Aby jednak zaobserwować przebiegi poszczególnych pomiarów, potrzebne jest zastosowanie stochastycznej metody symulacji przedstawionej w pracach [77, 27, 78, 51, 69, H4].

Wyniki przedstawione w pracy [H4] są ograniczone do temperatury $T = 0$, gdyż pomiary na podobnych układach są wykonywane w temperaturach nie przekraczających 0.1 K, kiedy przejścia fononowe ze stanów o niższej energii do stanów o wyższej energii można pominąć. Na Rys. 11 pokazane są przykładowe ewolucje prawdopodobieństwa znalezienia podwójnej kropki kwantowej w stanie singletowym i trypletowym dla dwóch możliwych wyników pomiaru z uwzględnieniem wpływu fononów i bez. Stan początkowy wszystkich rysunków to równa superpozycja dowolnego stanu trypletowego i stanu singletowego $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)$. Jak widać, ciągła ewolucja zawsze prowadzi do zmierzenia stanu trypletowego; żeby wynikiem pomiaru był singlet, musi nastąpić nieciągły skok kwantowy, który jest związany z tunelowaniem elektronu przez kwantowy styk punktowy.

Histogramy na Rys. 12 przedstawiają przykładowy przepływ prądu przez kwantowy styk punktowy, kiedy podwójna kropka kwantowa jest w stacjonarnym stanie trypletowym lub singletowym. W przeciwieństwie do wyników przedstawionych na Rys. 11, gdzie nie da się



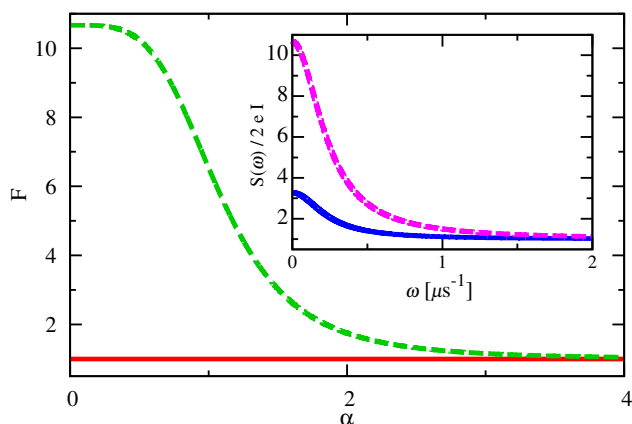
Rysunek 12: Przykładowe histogramy tunelowania elektronów przez kwantowy styk punktowy dla trypletowego stanu stacjonarnego (a, b) i singletowego stanu stacjonarnego (c, d). Rysunki (a) i (c) nie uwzględniają wpływu fononów. Krok czasowy użyty przy przygotowywaniu histogramów to $0.66 \mu s$. Rysunek z pracy [H4].

zauważyć różnicę pomiędzy sytuacją uwzględniającą i nie uwzględniającą fononów, histogram przedstawiający przepływ prądu w stanie singletowym bez fononów (c) wykazuje największe fluktuacje liczby elektronów tunelujących w jednym kroku czasowym. Szum nie jest zwiększony przez cały czas trwania ewolucji, lecz tylko kiedy kropki kwantowe są w jednym ze stanów singletowych o większej energii; na histogramie (c) następuje to po 110 mikrosekundzie. Na histogramie (d) trudniej jest „gołym okiem” zauważyć okresy kiedy, kropki są w wyżej energetycznych stanach singletowych. Fonony nie mają wpływu na szum stanów trypletowych. Oznacza to, że rozróżnienie stanów singletowych od trypletowych jest dużo łatwiejsze jeśli zaburzenia fononowe są małe.

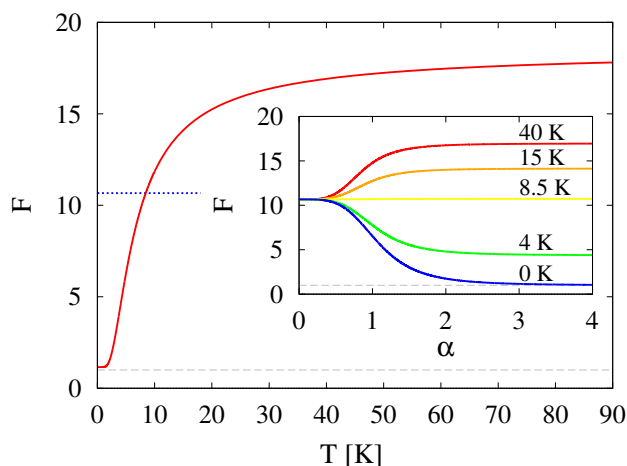
Do rygorystycznego rozróżnienia pomiędzy wynikami pomiaru (oraz analiza szkody jaką wyrządza pomiarowi oddziaływanie fononowe) potrzebna jest miara szumu. Taką miarą jest faktor Fano [79, 80], który definiuje się jako iloczyn mocy szumu o zerowej częstotliwości dzielonej przez moc, jaką miałby ten szum gdyby przepływ prądu był Poissonowski, $F = S(0)/2e\bar{I}$, gdzie \bar{I} oznacza średnie natężenie prądu. Ponieważ fonony nie mają wpływu na czas, w jakim następuje redukcja mierzonego stanu do bazy stanów pomiarowych, i zaburzeniu ulega tylko rozróżnialność stanów singletowych i trypletowych, analizę wpływu fononów na pomiar można ograniczyć do porównania faktorów Fano singletowego i trypletowego stanu stacjonarnego. Ponadto przepływ prądu w dowolnym stanie trypletowym jest procesem Poissona, więc trypletowy faktor Fano jest zawsze równy jedności.

Widmo mocy szumu prądu w stacjonarnym stanie singletowym można znaleźć metodami przedstawionymi w artykułach [78, 69]. Rys. 13 pokazuje zależność faktor Fano jako funkcję względnej siły oddziaływania elektronowo-fononowego i oddziaływania elektronów w kropkach kwantowych z elektronami tunelującymi przez kwantowy styk punktowy. W celu uwzględnienia realistycznych ograniczeń związanych z układami eksperymentalnymi nie są zmieniane stałe sprzężenia fononowego, lecz parametry tunelowe kwantowego styku punktowego. Parametr $\alpha = \frac{\mathcal{T}_0}{\mathcal{T}} = \frac{\nu_0}{\nu}$, gdzie $\mathcal{T}_0 = 0.1$ i $\nu_0 = 2.25 \cdot 10^{-3}$ opisujący jak silne jest jedno sprzężenie w porównaniu do drugiego, jest wybrany w taki sposób, że dla $\alpha = 1$ oddziaływania są porównywalne, czyli $\sqrt{\gamma_{02}} = \nu_0 \sqrt{V/\hbar}$. Fonony dominują kiedy parametr α jest duży na czym cierpi rozróżnialność pomiędzy stanami singletowymi i trypletowymi, natomiast dla małych wartości α wpływ fononów nie utrudnia pomiaru. Wyniki przedstawiane wcześniej miały parametr $\alpha = 2.5$.

Pomiar kwantowy wspomagany dekoherencją [H7]. W pracy [H7] badaliśmy, jakie warunki muszą być spełnione, żeby dekoherencja wspomagala pomiar. Rys. 14 zawiera zależność



Rysunek 13: Faktor Fano prądu płynącego przez kwantowy styk punktowy, kiedy kropki są w jednym z dwóch stanów stacjonarnych, singletowym (zielona, przerywana linia) lub trypletowym (czerwona, ciągła linia) jako funkcja względnej siły oddziaływania elektronowo-fononowego w stosunku do oddziaływania z kwantowym stykiem punktowym. Wstawka: Spektrum mocy szumu przy singletowym stanie stacjonarnym bez fononów (fioletowa, przerywana linia) i przy oddziaływaniu z fononami odpowiadającemu parametrowi $\alpha = 1.5$ (niebieska, ciągła linia). Rysunek z pracy [H4].



Rysunek 14: Faktor Fano jako funkcja temperatury (czerwona, ciągła linia) dla $\alpha = 3$ i faktor Fano bez oddziaływania z fononami (niebieska, kropkowana linia). Wstawka: Faktor Fano jako funkcja parametru α dla różnych temperatur. Szara przerywana linia oznacza Faktor fano $F = 1$ (szum Poissonowski) na obydwu rysunkach. Rysunek z pracy [H7].

faktora Fano dla singletowego stanu stacjonarnego od temperatury, dla stosunkowo silnego oddziaływania fononowego $\alpha = 3$. Trypletowy faktor Fano jest zaznaczony na tym samym rysunku szarą, przerywaną linią. Dla $T = 0$ takie oddziaływanie fononowe całkowicie niweluje możliwość rozróżnienia stanów trypletowych i singletowych przy pomocy kwantowego styku punktowego. Sytuację może naprawić już niewielki wzrost temperatury, co przywraca możliwość rozróżniania mierzonych stanów. Dalszy wzrost temperatury powoduje odzyskanie rozróżnialności osiąganą bez fononów i dla stosunkowo niewielkich temperatur można ten stopień rozróżnialności przekroczyć; w tym reżimie oddziaływanie z fononami, które powoduje dekoherencję stanów podwójnej kropki kwantowej, jednocześnie wspomaga pomiar. Rys. 14 zawiera wyniki obliczone dla typowej elektrostatycznej kropki kwantowej zrobionej na dwuwymiarowym gazie elektronowym w arsenku galu. Dla tego układu temperatura graniczna pomiędzy reżimami, gdzie fonony mają destruktywny i konstruktywny wpływ na pomiar, wynosi około 8.5 K.

Mechanizm, który pozwala na wspomaganie rozróżnialności stanów kropki kwantowej przez styk punktowy jest związany z tym, że dla wyższych temperatur dozwolone są przejścia fononowe ze stanów singletowych o niższej energii do stanów singletowych o wyższej energii. Ponieważ oddziaływanie z fononami powoduje dokładnie te same przejścia pomiędzy stanami singletowymi co oddziaływanie z kwantowym stykiem punktowym, obecność fononów o wyższych energiach powoduje, że prawdopodobieństwo, że kropka kwantowa o singletowej symetrii spinowej będzie się znajdować w wysokoenergetycznym stanie (dla którego fluktuacje prądu w kwantowym styku punktowym są większe), wzrasta. Zatem zwiększenie temperatury powoduje,

że oddziaływanie fononowe efektywnie powoduje taki sam efekt jak zwiększenie oddziaływania z kwantowym stykiem punktowym (czyli urządzeniem pomiarowym).

4.3.5 Podsumowanie

Przedstawionym powyżej osiągnięciem naukowym jest cykl publikacji pt. „Wpływ otoczenia na koherencję i korelacje kwantowe w układach kropek kwantowych”. Składa się on z ośmiu prac, w których omówione zostały różnorodne zagadnienia związane z oddziaływaniem stanów spinowych i ładunkowych związanych w kropkach kwantowych z otoczeniem fononowym oraz z otoczeniem spinów jądrowych. Wybór tych dwóch rodzajów oddziaływań był związany z tym, że stanowią one najbardziej podstawowe kwantowe źródła dekoherencji dla kubitów w kropkach kwantowych. Dominacja danego rodzaju dekoherencji zależy od badanego kubitów i prowadzi do jakościowo innych ewolucji koherencji, splątania, i dysonansu kwantowego, jak również innych metod przeciwdziałania lub wykorzystywania dekoherencji.

W pracach [H2, H3, H8] badaliśmy dekoherencję fononową kubitów ekscytonowych. Dekoherencja ta prowadzi do charakterystycznego częściowego defazowania i procesy, które ją powodują nie są procesami Markowa. W pracach [H1, H4, H7] wyprowadziliśmy i zbadaliśmy w kontekście pomiaru kwantowego procesy jedno- i dwufononowe, które prowadzą do czystej dekoherencji fazowej (procesy dwufononowe) i do relaksacji (procesy jednofononowe) spinowych kubitów singletowo-trypletowych. Czystej dekoherencji fazowej wynikającej z procesów dwufononowych nie da się uniknąć nawet w bardzo niskich temperaturach. W pozostałych dwóch pracach, [H5, H6], badaliśmy dekoherencję kubitów określonych na pojedynczych spinach wynikającą z oddziaływania nadsubtelnego ze spinami jądrowymi atomów tworzących kropkę kwantową. Dekoherencja ta nie ma charakteru czystej dekoherencji fazowej.

Pod względem omawianych zagadnień prace dzielą się w odmienny sposób. Prace [H2, H4, H5, H6, H7, H8] wszystkie dotyczą zjawiska pomiaru kwantowego. W pracy [H2] pokazaliśmy jaką informację na temat korelacji kwantowych można uzyskać mając do dyspozycji ograniczone dane pomiarowe (nie znając ewolucji wszystkich elementów macierzy gęstości). W pracach [H4, H7] zbadaliśmy wpływ dekoherencji na samo zjawisko pomiaru (przy pomocy kwantowego styku punkтового) i znaleźliśmy sposób wykorzystania dekoherencji aby wspomagała pomiar zamiast mu przeszkadzać. W pracach [H5, H6] pokazaliśmy jak wykorzystać zjawisko dekoherencji i zaniku korelacji kwantowych do pomiaru zewnętrznego pola magnetycznego. W pracy [H8] pokazaliśmy z kolei jak wykorzystać zjawisko pomiaru do zapobiegania dekoherencji. W pracach [H2, H5] badany był zanik korelacji kwantowych opisywanych przez splątanie, natomiast w pracach [H3, H6] zbadany został zanik korelacji kwantowych, które są opisywane przez dysonans kwantowy. W pracy [81] został wyprowadzony i opisany mechanizm prowadzący do fononowej dekoherencji stanów spinowych, którego nie można zniwelować poprzez odpowiedni dobór parametrów materiałowych, ani obniżenie temperatury, natomiast w pracy [H7] opisana została sytuacja, w której dekoherencja ma pozytywny wpływ na zjawisko kwantowego pomiaru.

Prace uwzględnione w opisywanym osiągnięciu naukowym stanowią zatem, mimo swojej różnorodności, spójny zbiór. Doświadczenia związane z badaniem różnych zagadnień pozwoliły mi na głębsze zrozumienie fizyki i procesów prowadzących do dekoherencji, oraz mechanizmów powodujących ewolucję i zanik korelacji kwantowych. To z kolei pozwoliło na znalezienie metod konstruktywnego wykorzystywania procesów związanych z dekoherencją oraz jej zapobiegania.

Literatura

- [1] L. Jacak, P. Hawrylak, and A. Wojs, *Quantum Dots* (Springer Verlag, Berlin, 1998).
- [2] *Quantum Dots: Research Developments*, edited by P. A. Ling (Nova Science, NY, 2005).

- [3] M. Kroutvar, Y. Ducommun, D. Heiss, M. Bichler, D. Schuh, G. Abstreiter, and J. J. Finley, *Nature* **432**, 81 (2004).
- [4] A. Grelich, M. Schwab, T. Berstermann, T. Auer, R. Oulton, D. R. Yakovlev, M. Bayer, V. Stavarache, D. Reuter, and A. Wieck, *Phys. Rev. B* **73**, 045323 (2006).
- [5] N. Y. Kim, K. Kusudo, C. Wu, N. Masumoto, A. Loffler, S. Hofling, N. Kumada, L. Worschech, A. Forchel, and Y. Yamamoto, *Nature Physics* **7**, 681 (2011).
- [6] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. Willems van Beveren, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen, and L. P. Kouwenhoven, *Nature* **430**, 431 (2004).
- [7] R. Hanson, L. H. W. van Beveren, I. T. Vink, J. M. Elzerman, W. J. M. Naber, F. H. L. Koppens, L. P. Kouwenhoven, and L. M. K. Vandersypen, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 196802 (2005).
- [8] J. R. Petta, A. C. Johnson, J. M. Taylor, E. A. Laird, A. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, *Science* **309**, 2180 (2005).
- [9] P. Zanardi and F. Rossi, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4752 (1998).
- [10] D. Loss and D. P. DiVincenzo, *Phys. Rev. A* **57**, 120 (1998).
- [11] B. Krummheuer, V. M. Axt, and T. Kuhn, *Phys. Rev. B* **65**, 195313 (2002).
- [12] P. Borri, W. Langbein, S. Schneider, U. Woggon, R. L. Sellin, D. Ouyang, and D. Bimberg, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 157401 (2001).
- [13] A. Vagov, V. M. Axt, and T. Kuhn, *Phys. Rev. B* **67**, 115338 (2003).
- [14] A. Vagov, V. M. Axt, T. Kuhn, W. Langbein, P. Borri, and U. Woggon, *Phys. Rev. B* **70**, 201305(R) (2004).
- [15] V. N. Golovach, A. Khaetskii, and D. Loss, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 016601 (2004).
- [16] A. V. Khaetskii and Y. V. Nazarov, *Phys. Rev. B* **64**, 125316 (2001).
- [17] J. I. Climente, A. Bertoni, G. Goldoni, M. Rontani, and E. Molinari, *Phys. Rev. B* **75**, 081303(R) (2007).
- [18] J. I. Climente, A. Bertoni, G. Goldoni, M. Rontani, and E. Molinari, *Phys. Rev. B* **76**, 085305 (2007).
- [19] K. Shen and M. W. Wu, *Phys. Rev. B* **76**, 235313 (2007).
- [20] V. N. Golovach, A. Khaetskii, and D. Loss, *Phys. Rev. B* **77**, 045328 (2008).
- [21] A. Grodecka, P. Machnikowski, and J. Förstner, *Phys. Rev. B* **78**, 085302 (2008).
- [22] E. A. Muljarov and R. Zimmermann, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 237401 (2004).
- [23] E. A. Muljarov, T. Takagahara, and R. Zimmermann, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 177405 (2005).
- [24] K. Hornberger and J. E. Sipe, *Phys. Rev. A* **68**, 012105 (2003).
- [25] P. Machnikowski, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 140405 (2006).
- [26] G. D. Mahan, in *Polarons in Ionic Crystals and Polar Semiconductors*, edited by J. T. Devreese (North-Holland, Amsterdam, 1972).

- [27] H.-P. Breuer and F. Petruccione, *The Theory of Open Quantum Systems* (Oxford University Press, Oxford, 2002).
- [28] W. A. Coish and J. Baugh, Phys. Stat. Sol. B **246**, 2203 (2009).
- [29] W. A. Coish, J. Fischer, and D. Loss, PHYSRB **81**, 165315 (2010).
- [30] Ł. Cywiński, Acta Phys. Pol. A **119**, 576 (2011).
- [31] A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism* (Oxford University Press, New York, 1983).
- [32] I. A. Merkulov, A. L. Efros, and M. Rosen, PHYSRB **65**, 205309 (2002).
- [33] Ł. Cywiński, W. M. Witzel, and S. Das Sarma, PHYSRB **79**, 245314 (2009).
- [34] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
- [35] E. Schrödinger, Proc. Cambridge Philos. Soc. **31**, 555 (1935).
- [36] J. S. Bell, Physics **1**, 195 (1964).
- [37] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).
- [38] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. **70**, 1895 (1993).
- [39] C. H. Bennett and S. J. Wiesner, Phys. Rev. Lett. **69**, 2881 (1992).
- [40] A. K. Ekert, Phys. Rev. Lett. **67**, 661 (1991).
- [41] T. Yu and J. H. Eberly, Phys. Rev. B **66**, 193306 (2002).
- [42] T. Yu and J. H. Eberly, Phys. Rev. B **68**, 165322 (2003).
- [43] T. Yu and J. H. Eberly, Phys. Rev. Lett. **93**, 140404 (2004).
- [44] K. Życzkowski, P. Horodecki, M. Horodecki, and R. Horodecki, Phys. Rev. A **65**, 012101 (2001).
- [45] P. J. Dodd and J. J. Halliwell, Phys. Rev. A **69**, 052105 (2004).
- [46] C. H. Bennett, H. J. Bernstein, S. Popescu, and B. Schumacher, Phys. Rev. A **53**, 2046 (1996).
- [47] C. H. Bennett, G. Brassard, S. Popescu, B. Schumacher, J. A. Smolin, and W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. **76**, 722 (1996).
- [48] C. H. Bennett, D. P. DiVincenzo, J. A. Smolin, and W. K. Wootters, Phys. Rev. A **54**, 3824 (1996).
- [49] S. Hill and W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. **78**, 5022 (1997).
- [50] W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. **80**, 2245 (1998).
- [51] T. M. Stace, S. D. Barrett, H.-S. Goan, and G. J. Milburn, Phys. Rev. B **70**, 205342 (2004).
- [52] T. M. Stace and S. D. Barrett, Phys. Rev. Lett. **92**, 136802 (2004).

- [53] J. Medford, J. Beil, J. M. Taylor, S. D. Bartlett, A. C. Doherty, E. I. Rashba, D. P. DiVincenzo, H. Lu, A. C. Gossard, and C. M. Marcus, *Nature Nanotechnology* **8**, 654 (2013).
- [54] B. M. Maune, M. G. Borselli, B. Huang, T. D. Ladd, P. W. Deelman, K. S. Holabird, A. A. Kiselev, I. Alvarado-Rodriguez, R. S. Ross, A. E. Schmitz, M. Sokolich, C. A. Watson, M. F. Gyure, and A. T. Hunter, *Nature* **481**, 344 (2012).
- [55] H. Olliver and W. Żurek, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 017901 (2001).
- [56] L. Henderson and V. Vedral, *Journal of Physics A: Mathematical and General* **34**, 6899 (2001).
- [57] A. Ferraro, L. Aolita, D. Cavalcanti, F. M. Cucchietti, and A. Acín, *Phys. Rev. A* **81**, 052318 (2010).
- [58] E. Knill and R. Laflamme, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5672 (1998).
- [59] B. Meurer, D. Heitmann, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1371 (1992).
- [60] G. Passante, O. Moussa, D. A. Trottier, and R. Laflamme, *Phys. Rev. A* **84**, 044302 (2011).
- [61] C. Silberhorn, *Physics* **6**, 132 (2013).
- [62] B. Dakić, V. Vedral, and Č. Brukner, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 190502 (2010).
- [63] A. Miranowicz, P. Horodecki, R. W. Chhajlany, J. Tuziemski, and J. Sperling, *Phys. Rev. A* **86**, 042123 (2012).
- [64] M. Piani, *Phys. Rev. A* **86**, 034101 (2012).
- [65] T. Tufarelli, D. Girolami, R. Vasile, S. Bose, and G. Adesso, *Phys. Rev. A* **86**, 052326 (2012).
- [66] T. Tufarelli, T. MacLean, D. Girolami, R. Vasile, and G. Adesso, *J. Phys. A* **46**, 275308 (2013).
- [67] L. Mazzola, J. Piilo, and S. Maniscalco, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 200401 (2010).
- [68] C. Beenakker and H. van Houten, *Solid State Physics* **44**, 1 (1991).
- [69] S. D. Barrett and T. M. Stace, *Phys. Rev. B* **73**, 075324 (2006).
- [70] D. V. Averin and E. V. Sukhorukov, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 126803 (2005).
- [71] T. Meunier, I. T. Vink, L. H. W. van Beveren, F. H. L. Koppens, H. P. Tranitz, W. Wegscheider, L. P. Kouwenhoven, and L. M. K. Vandersypen, *Phys. Rev. B* **74**, 195303 (2006).
- [72] M. C. Rogge, B. Harke, C. Fricke, F. Hohls, M. Reinwald, W. Wegscheider, and R. J. Haug, *Phys. Rev. B* **72**, 233402 (2005).
- [73] C. Barthel, D. J. Reilly, C. M. Marcus, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 160503 (2009).
- [74] M. C. Cassidy, A. S. Dzurak, R. G. Clark, K. D. Petersson, I. Farrer, D. A. Ritchie, and C. G. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 222104 (2007).
- [75] J. Bylander, T. Duty, and P. P. Delsing, *Nature* **434**, 361 (2005).

- [76] S. A. Gurvitz and Y. S. Prager, Phys. Rev. B **53**, 15932 (1996).
- [77] P. Meystre and M. Sargent, *Elements of Quantum Optics* (Springer-Verlag, Berlin, 2007).
- [78] H.-S. Goan and G. J. Milburn, Phys. Rev. B **64**, 235307 (2001).
- [79] U. Fano, Phys. Rev. **72**, 26 (1947).
- [80] Y. M. Blanter and M. Büttiker, Physics Reports **336**, 1 (2000).
- [81] K. Roszak and P. Machnikowski, Phys. Rev. B **80**, 195315 (2009).

5 Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

5.1 Dane bibliometryczne (stan na dzień 8 września 2015 r.)

Liczba opublikowanych artykułów naukowych: 29

Liczba cytowań: 215

Liczba cytowań bez autocytowań: 175

Całkowity impact factor (wg. JCR): 48.963

Indeks Hirscha (wg. Web of Science): 7

5.2 Charakterystyka dorobku naukowego

	Publikacje z listy filadelfijskiej		Artykuły w materiałach konferencyjnych	Artykuły i rozdziały przeglądowe	RAZEM
	≥ 35 punktów	Pozostałe			
Publikacje łącznie	12	12	3	2	29
Po doktoracie (2009-2014)	9	7	2	1	19
Przed doktoratem (2004-2008)	3	5	1	1	10

5.3 Wykaz publikacji nie wchodzących w skład habilitacji

5.3.1 Przed uzyskaniem tytułu doktora

Publikacje w recenzowanych czasopismach naukowych:

- [D1] K. Roszak, V. M. Axt, T. Kuhn, P. Machnikowski, *Exciton spin decay in quantum dots to bright and dark states*, Phys. Rev. B **76** (2007) 195324.
- [D2] K. Roszak, P. Machnikowski, L. Jacak, *Decay of entanglement due to pure dephasing: the role of geometry of entangled states*, Open Sys. Inf. Dyn. **14** (2007) 63.
- [D3] K. Roszak, P. Machnikowski, *Complete disentanglement by partial pure dephasing*, Phys. Rev. A **73** (2006) 022313.
- [D4] K. Roszak, P. Machnikowski, *“Which path” decoherence in quantum dot experiments*, Phys. Lett. A **351** (2006) 251-256.
- [D5] K. Roszak, P. Machnikowski, L. Jacak, *Phonon-induced disentanglement of confined excitons*, Phys. Stat. Sol. (b) **243** (2006) 2261.

- [D6] K. Roszak, P. Machnikowski, L. Jacak, *Phonon-induced dephasing in quantum dots - interpretation in terms of information leakage*, Acta Phys. Pol. A **110** (2006) 325.
- [D7] K. Roszak, P. Machnikowski, L. Jacak, *Complete and partial loss of entanglement due to a phonon-assisted dephasing process*, Acta Phys. Pol. A **110** (2006) 331.
- [D8] K. Roszak, A. Grodecka, P. Machnikowski, T. Kuhn, *Phonon-induced decoherence for a quantum dot spin qubit operated by Raman passage*, Phys. Rev. B **71** (2005) 1953331-17.

Rozdziały przeglądowe:

- [D9] A. Grodecka, L. Jacak, P. Machnikowski, K. Roszak, *Phonon impact on the coherent control of quantum states in semiconductor quantum dots*, w: Quantum Dots: Research Developments, red. P. A. Ling, Nova Science Publishers, New York, 2005, pp. 47-88.

Opublikowane prezentacje konferencyjne:

- [D10] K. Roszak, P. Machnikowski, L. Jacak, *“Which way” interpretation of the dephasing of charge qubits in quantum dots*, J. Phys. Conf. Series **30** (2006) 52-55.

5.3.2 Po uzyskaniu tytułu doktora

Publikacje w recenzowanych czasopismach naukowych:

- [E1] K. Roszak, Ł. Cywiński, *Characterization and measurement of qubit-environment entanglement generation during pure dephasing*, Phys. Rev. A **92** (2015) 032310.
- [E2] N. Ubbelohde, K. Roszak, F. Hohls, N. Maire, R. J. Haug, T. Novotný, *Strong quantum memory at resonant Fermi edges revealed by shot noise*, Scientific Reports **2** (2012) 374.
- [E3] K. Roszak, T. Novotný, *Non-Markovian effects at the Fermi-edge singularity in quantum dots*, Physica Scripta **T151** (2012) 014053.
- [E4] Ł. Marcinowski, M. Krzyżosiak, K. Roszak, P. Machnikowski, *Phonon effects on the weak measurement of charge states in quantum dots with a quantum point contact*, Acta Phys. Pol. A **119** (2011) 640-643.
- [E5] P. Machnikowski, K. Roszak, A. Sitek, *Collective luminescence and phonon induced processes in double quantum dots*, Acta Phys. Pol. **116** (2009) 818.
- [E6] Ł. Marcinowski, K. Roszak, P. Machnikowski, *Singlet-triplet dephasing in asymmetric quantum dot molecules*, Acta Phys. Pol. **116** (2009) 874.
- [E7] K. Roszak, P. Machnikowski, *Phonon induced pure dephasing of two electron spin states in vertical quantum dot molecules*, Acta Phys. Pol. **116** (2009) 877.
- [E8] K. Roszak, P. Machnikowski, V. M. Axt, T. Kuhn, *Exciton spin decay in quantum dots: single and double phonon assisted transitions*, Phys. Stat. Sol. (c) **6** (2009) 537.
- [E9] K. Roszak, P. Machnikowski, V.M. Axt, T. Kuhn, *One and two phonon assisted transitions between exciton spin states in a quantum dot*, Acta Phys. Pol. **114** (2008) 1329.

Nieopublikowane prace dostępne na archiwum arXiv.org:

- [E10] K. Roszak, Ł. Cywiński, *The relation between the quantum discord and quantum teleportation: the physical interpretation of the transition point between different quantum discord decay regimes*, arXiv:1505.05741 (2015).

Rozdziały przeglądowe:

[E11] P. Karwat, K. Gawarecki, K. Roszak, A. Sitek, P. Machnikowski, *Phonon-assisted processes and spontaneous emission in double quantum dots*, w: Quantum Dot Molecules, red. J. Wu, Z. M. Wang, Springer New York, New York, 2014, pp. 281-331.

Opublikowane prezentacje konferencyjne:

[E12] N. Ubbelohde, K. Roszak, F. Hohls, N. Maire, R. J. Haug, T. Novotný, *Shot-Noise at a Fermi-Edge Singularity: Non-Markovian Dynamics*, AIP Conf. Proc. **1566** (2013) pp. 225-226.

[E13] K. Roszak, P. Machnikowski, V. M. Axt, T. Kuhn, *Spin decoherence of a confined exciton due to one- and two-phonon assisted transitions*, AIP Conf. Proc. **1199** (2010) pp. 413-414.

5.4 Omówienie badań prowadzonych przed uzyskaniem tytułu doktora

Pracę naukową rozpoczęłam przed podjęciem studiów doktoranckich od badań dekoherencji fononowej bramek jednokubitowych wykonywanych przy pomocy procedury STIRAP [D8]. Polegały one na analizie błędów, które powstają w wyniku oddziaływania z otoczeniem. Głównym wynikiem tej pracy było zidentyfikowanie zakresów wartości parametrów, dla których błędy te są minimalne.

Po rozpoczęciu studiów doktoranckich kontynuowałam badanie oddziaływania kropek kwantowych z otaczającą je siecią krystaliczną, zarówno w kontekście kwantowo-informatycznym jak i w kontekście badania oddziaływania z układami otwartymi. Na przykładzie pojedynczej kropki kwantowej, w której oddziaływanie z fononami prowadzi do typowej, częściowej utraty koherencji fazowej stanu wzbudzonego w niej ekscytonu, pokazałam, że proces odpowiedzi sieci krystalicznej można ilościowo zinterpretować jako transfer informacji o stanie podukładu ładunkowego do jego otoczenia [D4]. Układ dwóch kropek kwantowych pozwolił mi na zbadanie zaniku splątania przy częściowym defazowaniu i zaobserwowanie różnicy zachowań w kropkach oddziałujących z tym samym oraz z różnymi rezerwuarami fononowymi. Została również określona grupa stanów splątanych, dla których częściowe defazowanie może doprowadzić do całkowitej utraty splątania [D3].

Oddziaływanie stanów spinowych w kropkach kwantowych z fononami jest mniej bezpośrednie niż w przypadku stanów ładunkowych i manifestuje się tylko w wypadkach, kiedy mamy do czynienia z dwoma uzupełniającymi się oddziaływaniami. Przykładem tego w przypadku ekscytonów jest współgranie oddziaływania Bira-Pikusa (sprzęgającego stany dziur o różnym całkowitym momencie pędu w obecności fononów) i krótkozasięgowego oddziaływania wymiennego. Prowadzi ono do relaksacji spinu jasnego stanu ekscytonu do stanów ciemnych, o rząd szybszej niż w przypadku innych dotąd zbadanych mechanizmów [D1]. Takie szybkości relaksacji muszą być brane pod uwagę przy projektowaniu urządzeń spintronicznych, lub pamięci komputerów kwantowych.

5.5 Omówienie badań prowadzonych po uzyskaniu tytułu doktora, nie wchodzących w skład habilitacji

Praca [E2] zawiera eksperymentalny i teoretyczny opis szumu prądu płynącego przez kropkę kwantową w sytuacji, kiedy poziomy energetyczne kropki są zbliżone do granicy morza Fermiego jednego z przewodów. Opis szumu w tej sytuacji nie jest możliwy w przybliżeniu Markowa, jednak wyniki teoretyczne nie korzystające z niego pozwalają uzyskać bardzo dobrą zgodność z krzywymi eksperymentalnymi. Szczegółowy opis zastosowanych metod teoretycznych oraz analiza wyników w różnych zakresach parametrów jest treścią pracy [E3].

Badania prowadzone przeze mnie obecnie ciągle znajdują się na granicy pomiędzy fizyką kropek kwantowych, a informatyką kwantową. Praca [E10] zajmuje się badaniem fizycznego znaczenia przejścia dysonansu kwantowego pomiędzy reżimami tak zwanej klasycznej i kwantowej dekoherencji. Jest to możliwe przy pomocy minimalnej bądź maksymalnej wierności

teleportacji wykonywanej przy pomocy stanu mieszanego. Okazuje się, że stan który jest najtrudniej (najprościej) przeteleportować zmienia się dla tych samych parametrów dwukubitowej macierzy gęstości, dla których następuje przejście pomiędzy reżimami koherencji.

Praca [E1] odpowiada na pytanie, kiedy tworzy się splątanie pomiędzy stanem kubitu i otoczenia dla dowolnego procesu powodującego czystą dekoherencję fazową. Ponadto przy tych badaniach udało się wykazać, że dla szerokiej gamy stanów początkowych otoczenia da się ustalić, czy istnieje splątanie pomiędzy kubitem i jego otoczeniem wykonując pomiary tylko na stanie otoczenia.

5.6 Nagrody i wyróżnienia

- 2006** Stypendium Badawcze DAAD dla młodych naukowców
- 2009** Nagroda Prezesa Rady Ministrów za pracę doktorską
- 2009** Nagroda Rektora Politechniki Wrocławskiej
- 2011** Stypendium START Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej
- 2012** Udział w Spotkaniu z Laureatami Nagrody Nobla w Lindau
(ze wskazania Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej)

5.7 Kierowanie projektami badawczymi

Projekty w toku realizacji:

- Projekt badawczy NCN (Narodowe Centrum Nauki) wniosek nr 2012/05/B/ST3/02875
Kwantowe efekty pomiaru w układach kropek kwantowych
Instytut Fizyki, Politechnika Wroclawska, 2012-2015
- kierownik

5.8 Udział w projektach badawczych

Projekty w toku realizacji:

- Projekt badawczy NCN (Narodowe Centrum Nauki) wniosek nr 2012/07/B/ST3/03616
Dynamika splątania zlokalizowanych spinów w półprzewodnikach z zastosowaniem do spektroskopii szumu środowiskowego
Instytut Fizyki, Polska Akademia Nauk, 2013-2016
- główny wykonawca
- Projekt badawczy NCN (Narodowe Centrum Nauki) wniosek nr 2011/01/B/ST2/05459
Wrażliwość skorelowanych układów kropek kwantowych na zewnętrzne pole magnetyczne wywołana oddziaływaniem z otoczeniem
Katedra Fizyki Teoretycznej i Informatyki Kwantowej, Politechnika Gdańska, 2011-2015
- główny wykonawca

Ukończone projekty:

- Projekt badawczy NCN (Narodowe Centrum Nauki) wniosek nr 2011/01/B/ST3/02415
Kolektywna luminescencja kropek kwantowych
Instytut Fizyki, Politechnika Wroclawska, 2011-2014
- główny wykonawca
- Projekt TEAM Fundacji na rzecz Nauki Polskiej (TEAM/2009-4/7)
Semiconductor nanostructures for renewable energy, information processing and communication technologies
Instytut Fizyki Politechniki Wroclawskiej, 2010-2014
- wykonawca

- Project badawczy (Research Group Linkage Grant) Fundacji Alexandra von Humboldta
Optical properties, quantum optical control and dephasing in semiconductor nanostructures
Instytut Fizyki Politechniki Wrocławskiej, 2010-2012
- wykonawca
- Projekt badawczy 202/07.J051 (Bilateral Czech-German Grant)
Full counting statistics in non-markovian nano-systems
Uniwersytet Karola w Pradze, Wydział Fizyki Ciała Stałego, 2009-2010
- wykonawca
- Projekt badawczy N N202 1336 33
Ultraszybka kinetyka i nieliniowa odpowiedź optyczna niskowymiarowych struktur półprzewodnikowych: podwójnych kropek i studni kwantowych
Instytut Fizyki Politechniki Wrocławskiej, 2007-2009
- wykonawca

5.9 Zaproszone referaty konferencyjne

1. K. Roszak, P. Machnikowski
Phonon induced decoherence of two-electron spin states in a double quantum dot
Nonequilibrium Nanostructures, International Workshop, Drezno, Niemcy (2008)
2. K. Roszak, P. Machnikowski, P. Horodecki, R. Horodecki
Entanglement measurement in dephased systems
Symposium KCIK, Sopot (2010)
3. K. Roszak, P. Mazurek, R. W. Chhajlany, and P. Horodecki
Magnetic field dependence of quantum dot spin qubit entanglement decay
EMN Fall, Orlando, USA (2013)

5.10 Inne referaty konferencyjne

1. K. Roszak, P. Machnikowski, L. Jacak
Which way interpretation of the dephasing of charge qubits in quantum dots
The 9th International School on Theoretical Physics: Symmetry and Structural Properties of Condensed Matter, Myczkowce (2005)
2. K. Roszak, P. Machnikowski, L. Jacak
Phonon-induced dephasing in quantum dots
“Jaszowiec” International School and Conference on the Physics of Semiconductors, Jaszowiec (2006)
3. K. Roszak, R. Filip, T. Novotný
Reducing partial pure dephasing in quantum dots by a quantum-Zeno-like effect
International Workshop on the Optical Properties of Nanostructures, Münster, Niemcy (2012)
4. K. Roszak, P. Mazurek, R. W. Chhajlany, P. Horodecki
Magnetic field dependence of quantum dot spin qubit entanglement decay
“Jaszowiec” International School and Conference on the Physics of Semiconductors, Wisła (2013)
5. K. Roszak, P. Mazurek, R. W. Chhajlany, P. Horodecki
Magnetic field dependence of quantum dot spin qubit entanglement decay

International Conference of Theoretical Physics: Coherence and Correlations in nanosystems, Ustroń (2014)

6. K. Roszak, R. Filip, T. Novotný
Decoherence control by quantum decoherence itself
“Jaszowiec” International School and Conference on the Physics of Semiconductors, Wisła (2015)

6 Współpraca międzynarodowa i krajowa

1. Institut für Festkörperteorie, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Niemcy
 - prof. Tilmann Kuhn - 2 wspólne publikacje
2. Krajowe Centrum Informatyki Kwantowej, Uniwersytet Gdański
 - prof. Ryszard Horodecki - 1 wspólna publikacja
 - prof. Paweł Horodecki - 4 wspólne publikacje, wspólny grant
3. Physikalisches Institut, Universität Bayreuth, Niemcy
 - prof. Vollrath Martin Axt - 1 wspólna publikacja
4. Wydział Fizyki Ciała Stałego, Uniwersytet Karola w Pradze, Czechy
 - dr Tomáš Novotný - 3 wspólne publikacje, wspólny grant
5. Katedra Optyki, Uniwersytet Palackiego, Olomuniec, Czechy
 - dr Radim Filip - 1 wspólna publikacja
6. Instytut Fizyki, PAN Warszawa
 - dr Łukasz Cywiński - wspólny grant, 2 wspólne publikacje
7. NTH Nano, Leibniz Universität Hannover
 - prof. Rolf Haug - 1 wspólna publikacja

6.1 Doświadczenie naukowe zdobyte za granicą

2002	Uniwersytet w Hanowerze - stypendium programu Socrates-Erasmus (staż studencki)
2006/2007	Uniwersytet w Münster - stypendium DAAD dla młodych naukowców (staż doktorski)
2009/2010	Uniwersytet Karola w Pradze - staż podoktorski (18 miesięcy)
2014	Uniwersytet Karola w Pradze - staż podoktorski (3 miesiące)

K. Roszak