



INSTYTUT FIZYKI MOLEKULARNEJ
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

– ZAŁĄCZNIK 3 –
Autoreferat w języku polskim

do wniosku o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego na podstawie
jednotematycznego cyklu publikacji pt.:

**Efekty dynamiczne i nielokalne w transporcie
przez układy kropek kwantowych**

Grzegorz Michałek

Poznań 2019

Spis treści

| | |
|--|----|
| I. Imię i nazwisko | 5 |
| II. Wykształcenie | 5 |
| III. Posiadane dyplomy i stopnie naukowe | 5 |
| IV. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych | 6 |
| V. Wskazanie osiągnięcia 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. 2018 r. poz. 1789) | 7 |
| A) Tytuł osiągnięcia naukowego | 7 |
| B) Publikacje naukowe będące podstawą osiągnięcia naukowego | 7 |
| C) Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania | 9 |
| VI. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych | 27 |

I. Imię i nazwisko

Grzegorz Michałek

II. Wykształcenie

1997 – 2001 Studia doktoranckie – Instytut Fizyki Molekularnej
Polskiej Akademii Nauk w Poznaniu

1992 – 1997 Studia wyższe magisterskie na kierunku fizyka – Wydział Fizyki
Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu

III. Posiadane dyplomy i stopnie naukowe

Stopień naukowy doktora nauk fizycznych w zakresie fizyki – teorii ciała stałego

23.10.2001 – Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk w Poznaniu

Tytuł rozprawy doktorskiej:

Transport jednoelektronowy w magnetycznych złączach tunelowych

Promotor: doc. dr hab. Bogdan R. Bułka

Tytuł magistra w zakresie fizyki teoretycznej

19.09.1997 – Wydział Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu

Tytuł pracy magisterskiej:

Teoria złącza Josephsona

Promotor: prof. dr hab. Leon Kowalewski

IV. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

Zatrudnienie

Zakład Teorii Ciała Stałego
Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk
ul. Mariana Smoluchowskiego 17
60-179 Poznań
tel.: (+48) 61 86 95 292
fax: (+48) 61 86 84 524
www.ifmpan.poznan.pl

Przebieg pracy zawodowej

- Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk w Poznaniu
Asystent: od 1.05.2012
- Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk w Poznaniu
Adiunkt: 1.09.2003 – 30.04.2012
- I. Institut für Theoretische Physik, Universität Hamburg (Niemcy)
Pracownik naukowy (staż podoktorski): 1.06.2002 – 31.08.2003
- I. Institut für Theoretische Physik, Universität Hamburg (Niemcy)
Pobyt gościnny w ramach współpracy naukowej: 1.05.2002 – 31.05.2002
- Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk w Poznaniu
Adiunkt: 1.12.2001–31.04.2002
- Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk w Poznaniu
Asystent: 1.10.2001 – 30.11.2001
- Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk w Poznaniu
Doktorant: 1.10.1997 – 30.09.2001
- Wydział Fizyki, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza w Poznaniu
Technik (1/2 etatu): 1.10.1995 – 30.09.1997

V. Wskazanie osiągnięcia 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. 2018 r. poz. 1789)

A) Tytuł osiągnięcia naukowego

Efekty dynamiczne i nielocalne w transporcie przez układy kropek kwantowych

B) Publikacje naukowe będące podstawą osiągnięcia naukowego

Sumaryczny *impact factor* publikacji naukowych będących podstawą osiągnięcia naukowego według listy *Journal Citation Reports (JCR)*, zgodnie z rokiem opublikowania wynosi **24,299**.

[H1] G. Michałek*, B. R. Bulka

Influence of inter-dot Coulomb repulsion and exchange interactions on conductance through double quantum dot
The European Physical Journal B **52**, 411 (2006).

[H2] G. Michałek*, B. R. Bulka

Tunnel magnetoresistance in quantum dots in the presence of singlet and triplet states
Journal of Physics: Condensed Matter **23**, 175305 (2011).

[H3] G. Michałek*, B. R. Bulka

Dynamical polarization processes in double quantum dots coupled in series
Journal of Physics: Condensed Matter **20**, 275244 (2008).

[H4] G. Michałek*, B. R. Bulka

Dynamical correlations in electronic transport through a system of coupled quantum dots
Physical Review B **80**, 035320 (2009).

[H5] G. Michałek, B. R. Bulka, T. Domański, K. I. Wysokiński

Interplay between direct and crossed Andreev reflections in hybrid nanostructures
Physical Review B **88**, 155425 (2013).

[H6] G. Michałek*, T. Domański, B. R. Bulka, K. I. Wysokiński

Novel non-local effects in three-terminal hybrid devices with quantum dot
Scientific Reports of the Nature Publishing Group **5**, 14572 (2015).

[H7] G. Michałek, T. Domański, K. I. Wysokiński

Cooper pair splitting efficiency in the hybrid three-terminal quantum dot
Journal of Superconductivity and Novel Magnetism **30**, 135 (2017).

*autor korespondencyjny

- [H8] **G. Michałek***, M. Urbaniak, B. R. Bułka, T. Domański, K. I. Wysokiński
Local and nonlocal thermopower in three-terminal nanostructures
Physical Review B **93**, 235440 (2016).
- [H9] **G. Michałek***, B. R. Bułka, T. Domański, K. I. Wysokiński
Statistics of tunneling events in three-terminal hybrid devices with quantum dot
Acta Physica Polonica A **133**, 391 (2018).

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

Motywacja

Rozwój nanotechnologii

Zainteresowanie **nanotechnologią** jest związane z powszechną tendencją do miniaturyzacji różnych urządzeń i nie wymaga wyjaśnień. Wiele zastosowań, *np.* w technikach informatycznych, czujnikach i układach logicznych, wymaga dokładnego poznania i wyjaśnienia zjawisk towarzyszących transportowi elektronów w nanostrukturach. Dlatego, wraz z rosnącą skalą integracji urządzeń elektronicznych, potrzebne jest nowe podejście do tych zjawisk, zarówno eksperymentalne jak i teoretyczne.

Kropki kwantowe

Spektakularny rozwój nowoczesnych metod fotolitografii i technik samoorganizacji materiałów przyczynił się do intensyfikacji badań (teoretycznych i eksperymentalnych) transportu elektronowego i spinowego w układach **kropek kwantowych** [1, 2]. Układy z kropkami kwantowymi są zarówno wymagającymi jak i fascynującymi obiektami badań, ponieważ manipulując parametrami makroskopowymi (*np.* rozmiar kropek, opory złącz tunelowych, napięcia, gradient temperatury, zewnętrzne pole magnetyczne) można kontrolować ich własności mikroskopowe (*np.* struktura poziomów energetycznych na kropkach kwantowych, siła różnorodnych lokalnych i nielokalnych efektów korelacyjnych) oraz transportowe (*np.* zmiana transportu z niekoherentnego, sekwencyjnego na balistyczny, koherentny). Małe rozmiary układów opartych na kropkach kwantowych a także niewielkie straty (dyssypacja) energii pozwalają przypuszczać, że układy te znajdą wkrótce zastosowanie jako sensory w urządzeniach spintronicznych i podstawowe elementy logiczne w przyszłych komputerach kwantowych [3].

Spintronika

Bardzo często transport elektronów w kropkach kwantowych jest rozpatrywany jako przeskoki pojedynczych elektronów (a nie makroskopowe prądy elektronowe). Sytuacja komplikuje się w układach magnetycznych gdzie transport elektronów może być kontrolowany nie tylko przez ich ładunek, ale również przez ich spin. Daje to nowe możliwości kontroli przepływu ładunku, *np.* pozwala zmieniać stan magnetyczny kropki kwantowej przez prądy spinowo spolaryzowane czy też prądy generowane w efekcie Halla. Badaniem i wykorzystaniem tego typu zjawisk zajmuje się **spintronika (magnetoelektronika)**. Spintronika jest obecnie jedną z najbardziej obiecujących i innowacyjnych dziedzin rozwoju fizyki ciała stałego ze względu na liczne już działające a także przyszłe możliwe zastosowania (*np.* grafen i izolatory topologiczne, spinowa kalorytronika) efektów spintronicznych (takich jak *np.* gigantyczny i tunelowy magnetoopór, generowanie mikrofal, przełączanie magnetyzacji polem magnetycznym lub spinowo spolaryzowanym prądem, spinowy efekt Halla, spinowy efekt Nernsta, efekt diody spinowej, wstrzykiwanie spinów, elektryczne manipulowanie momentami magnetycznymi i spinami, prądy spinowe) w branży IT, robotyce, różnego typu zaawansowanych precyzyjnych sensorach, urządzeniach nadawczo-odbiorczych (telefony komórkowe, smartfony, telewizory), *itp.* [4].

Nadprzewodnictwo: układy hybrydowe

Nanostruktury hybrydowe są to układy w których przynajmniej jeden z elementów (*np.* kropka kwantowa, elektroda i inne) jest w stanie nadprzewodzącym. Pozostałe elementy mogą być zbudowane z dowolnych innych materiałów, *np.* półprzewodników, metali, izolatorów,

które są w stanie normalnym. W układach hybrydowych elektrony, które w wyniku nielokalnych procesów Andrejewa przechodzą przez międzywierzchnię oddzielającą obszar normalny od nadprzewodnika typu BCS (gdzie tworzą maksymalnie splątany stan singletowy) łączą się w pary Coopera, i odwrotnie pary Coopera są rozdzielane na pojedyncze elektrony [5]. Efektywność tego procesu można wzmocnić wprowadzając między elektrody kropki kwantowe [6]. W pracy [7] postulowano, że największa efektywność rozdzielacza będzie w układzie podwójnej kropki kwantowej z dużym oddziaływaniem kulombowskim na każdej z kropek kwantowych. Rozdzielanie par Coopera można wykryć badając przewodność nielokalną wywołaną procesami Andrejewa [7]. Korelacje w prądach elektrycznych, które wskazują na splątanie obserwowano eksperymentalnie zarówno w układach z bezpośrednim kontaktem elektrod normalnych i nadprzewodzących (złączach planarnych) [8, 9] jak również połączonych przez 2 lub 3 kropki kwantowe [10].

Układy hybrydowe składające się z kropek kwantowych połączonych z normalnymi (lub ferromagnetycznymi) i nadprzewodzącymi elektrodami mają bardzo wiele interesujących własności fizycznych [6], mogą być również wykorzystane w układach spintronicznych i urządzeniach informatyki kwantowej [11]. Szczególnie użyteczne są układy trójterminalowe gdyż pozwalają na bardzo efektywne rozdzielanie par Coopera [10, 12], są dobrymi filtrami spinowymi [13], mogą być źródłem prądów skorelowanych [14] lub spinowych [15, 16], pozwalają rozdzielić prądy ładunkowe i cieplne [17], pozwalają obserwować egzotyczne stany Weyl’a oraz kwazicząstki Majorany [18], *itd.*

Szumy (korelacje) prądowe

Szumy śrutowe (z ang. *shot noise*) są to zależne od czasu fluktuacje prądu elektrycznego, które są bezpośrednią konsekwencją kwantowania ładunku. Badania szumów prądowych są bardzo ważne ponieważ dostarczają informacji o układzie i oddziaływaniach, niedostępnych w pomiarze przewodności [19]. Szumy prądowe są bardzo czułe na efekty oddziaływań kulombowskich między elektronami i można je wykorzystać do badania korelacji pomiędzy elektronami przewodnictwa [19]. Badania szumów (korelacji) prądowych w układach mezoskopowych dostarczają istotnych informacji na temat mechanizmów transportu, różnych procesów relaksacji a także pomagają określić ładunek i statystykę kwazicząstek odpowiedzialnych za transport [19]. W szczególności, w układach kropek kwantowych połączonych z wieloma elektrodami zewnętrznymi badania lokalnych i nielokalnych szumów prądowych dostarczają istotnych informacji na temat korelacji między prądami, które płyną w różnych kanałach przewodnictwa lub w różnych gałęziach układu.

Efekty termoelektryczne w nanoskali

Szczegółowy opis transportu elektronowego w nanoukładach, które nie znajdują się w stanie równowagi termicznej jest bardzo ważny z punktu widzenia zastosowań takich urządzeń jako termometrów, konwerterów ciepła na elektryczność, mikroelementów chłodzących, *itd.* [20, 21, 22]. **Własności termoelektryczne** były przeważnie badane w urządzeniach dwu-terminalowych [23], w których współczynnik Seebecka (termosiła) jest zdefiniowany w unikalny (jednoznaczny) sposób przez napięcie potrzebne do zrównoważenia prądu indukowanego przez gradient temperatury między elektrodami. Współczynnik Seebecka dostarcza informacji, które uzupełniają te otrzymane z pomiarów przewodności. Przewodność jest czuła na stany elektronowe na poziomie Fermiego, podczas gdy termosiła zależy od nachylenia gęstości stanów w pobliżu poziomu Fermiego, przez co próbuje asymetrię elektron-dziura [23].

Parametrem charakteryzującym wydajność urządzeń, które wykorzystują zjawiska termoelektryczne jest bezwymiarowa wielkość, efektywność termoelektryczna (z ang. *figure of merit*): $ZT = \sigma S^2 T / \kappa$, gdzie σ oznacza elektryczne przewodnictwo właściwe, S – termosiłę, T – temperaturę a κ – przewodnictwo cieplne. Ponieważ $ZT \propto S^2$ to poszukuje się materiałów

makroskopowych oraz heterostruktur o dużym współczynniku Seebecka (S). Z tego powodu nanostruktury wieloterminalowe ze zwiększoną wydajnością termoelektryczną [24, 25, 26], w szczególności takie gdzie złamana jest symetria odwrócenia w czasie [27, 28], są bardzo obiecujące. Urządzenia z dobrą wydajnością termoelektryczną, wykorzystujące nielocalne efekty termoelektryczne, mogą znaleźć zastosowanie w pozyskiwaniu energii odpadowej (*np.* ciepła) [21, 25, 29].

Oddziaływania

Szczególne interesujące i ważne jest zrozumienie wpływu:

- **oddziaływań kulombowskich** – między elektronami na kropkach kwantowych,
- **oddziaływań wymiany** – pomiędzy momentami magnetycznymi (spinami) elektronów znajdujących się na tej samej lub na różnych kropkach kwantowych,

jak również korelacji między tunelującymi elektronami na transport ładunku, spinu i ciepła. W wyniku oddziaływań na kropkach kwantowych tworzą się stany wieloelektronowe (*np.* stan singletowy i stany trypletowe), które bardzo mocno modyfikują ich własności transportowe.

Oprócz wyżej wymienionych korelacji między nośnikami odpowiedzialnymi za transport, w zakresie nieliniowym (dla dużych napięć) należy uwzględnić **dalekozasięgowe oddziaływania kulombowskie**, które modyfikują potencjały chemiczne elektrod. Z kolei oddziaływanie spinów elektronów zlokalizowanych na kropkach kwantowych z elektronami przewodnictwa z elektrod indukuje **korelacje typu Kondo**, które znacznie modyfikują przewodnictwo w zakresie liniowym (małych napięć). Ponadto zastąpienie elektrod niemagnetycznych lub ferromagnetycznych przez elektrody nadprzewodzące pozwala badać nowe zjawiska wynikające ze współzawodnictwa oraz współdziałania oddziaływań kulombowskich i wymiany z **nadprzewodzącym efektem bliskości**. Nadprzewodzący efekt bliskości jest odpowiedzialny za kondensację nośników ładunku na kropkach kwantowych do stanu nadprzewodzącego.

Problemy naukowe rozpatrywane w rozprawie habilitacyjnej

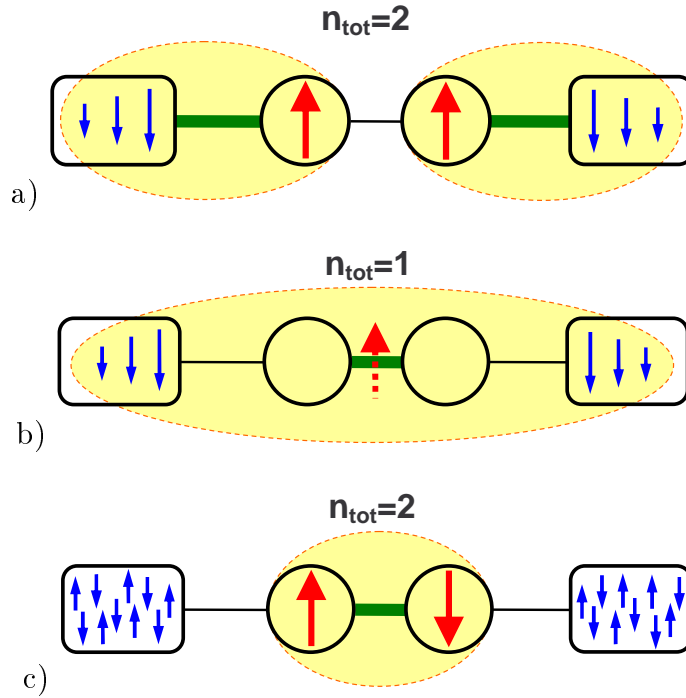
1. Rola oddziaływań wymiany [H1, H2]

Od podwójnego rezonansu Kondo do limitu molekularnego

W pracy [H1] zbadano transport koherentny w modelowym układzie dwóch kropek kwantowych połączonych szeregowo z elektrodami zewnętrznymi w obecności nielokalnych (między kropkami) oddziaływań kulombowskich. W modelu uwzględniono również wpływ oddziaływań wymiany (zarówno anty- jak i ferromagnetycznych).

Przewodność i inne własności (akumulacja ładunkowa, korelacje spinowe) obliczono wykorzystując metodę funkcji Greena [30]. Rozszerzona metoda bozonów pomocniczych Kotliara–Rückensteina w przybliżeniu pola średniego (SBMFA – z ang. *slave boson mean field approach*) [31] poprawnie opisuje fluktuacje spinowe w reżimie Kondo [32]. Metoda SBMFA Kotliara–Rückensteina posłużyła do uwzględnienia w obliczeniach oddziaływań kulombowskich elektronów znajdujących się na różnych kropkach kwantowych oraz oddziaływań wymiany. W pracy [H1] metodę SBMFA Kotliara–Rückensteina zastosowano w zakresie liniowym (małych napięć) i niskich temperatur. Bozony pomocnicze wprowadzono zarówno dla stanów lokalnych (jednoelektronowych) jak i dla stanów nielokalnych (wieloelektronowych): stanu singletowego i stanów trypletowych.

W pracy [H1] przeanalizowano zależność przewodności od współzawodnictwa między poszerzeniem poziomów (sprzężeniem kropka kwantowa – elektroda) a transmisją między kropkami kwantowymi (sprzężeniem między kropkami kwantowymi). Badania przeprowadzono w trzech różnych reżimach: Kondo (poziomy jednoelektronowe na kropkach położone głęboko poniżej poziomu Fermiego), mieszanej walencyjności (poziomy na kropkach kwantowych w pobliżu poziomu Fermiego) i pustego orbitalu (poziomy na kropkach kwantowych położone dużo powyżej poziomu Fermiego w elektrodach).



Rysunek 1: Schematyczne przedstawienie: podwójnego efektu Kondo dla dwóch elektronów w limicie słabego sprzężenia między kropkami kwantowymi (a); efektu Kondo dla jednego elektronu w limicie silnego sprzężenia między kropkami kwantowymi (b); stanu singletowego, który tworzą elektrony na orbitalu wiążącym (c).

W *limicie atomowym*, gdy sprzężenie między kropkami kwantowymi jest o wiele mniejsze niż sprzężenia kropek kwantowych z elektrodami, można zaniedbać hybrydyzację między kropkami kwantowymi. W tym przypadku elektrony obsadzają poziomy lokalne na kropkach kwantowych, a same kropki kwantowe można rozpatrywać oddzielnie (niezależnie). W limicie atomowym, z kształtu krzywych przewodności w funkcji napięcia bramki wywnioskowano, że w układzie pojawia się **podwójny efekt Kondo**. W tym przypadku, gdy na każdej z kropek kwantowych znajduje się 1 dodatkowy elektron, lokalny moment magnetyczny jest ekranowany przez elektrony przewodnictwa sąsiedniej elektrody. Na obu kropkach kwantowych tworzą się stany rezonansowe (stany singletowe Kondo) a transport jest zdominowany przez przeskok elektronów między tymi rezonansami (opisanymi sprzężeniem między kropkami).

W przypadku odwrotnym (tzw. *limicie molekularnym*), gdy układ kropek kwantowych można traktować jak sztuczną cząsteczkę, przewodność zanika (efekt Kondo jest niszczone) gdy poziom kropki jest położony wystarczająco głęboko (dla dużych ujemnych napięć bramki). W tym przypadku znaleziono, że przewodność i akumulacja ładunkowa w układzie kropek kwantowych są bardzo czułe na oddziaływania kulombowskie między kropkami jak również na położenie lokalnych poziomów energetycznych na kropkach kwantowych (zależne od napięcia bramki). W limicie molekularnym również znaleziono efekt Kondo, ale dla pojedynczego elektronu. Zaobserwowano również, że obszar transportu rezonansowego (Kondo) poszerza się wraz ze wzrostem oddziaływań kulombowskich między kropkami kwantowymi a także wraz ze zmniejszaniem oddziaływań wymiany.

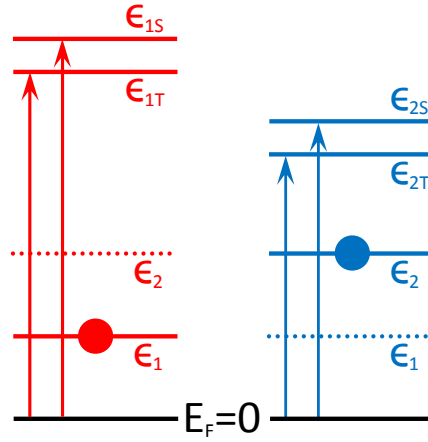
Magnetoopór tunelowy w obecności stanu singletowego i stanów trypletowych

W badaniach **magnetooporu tunelowego** (TMR – z ang. *tunnel magnetoresistance*) brano zwykle pod uwagę wyłącznie stany jednoelektronowe zaniedbując stany wieloelektronowe takie jak stan singletowy i stany trypletowe. Zainteresowanie stanami singletowymi i trypletowymi wiąże się z ich potencjalnym zastosowaniem jako kubity spinowe w komputerach kwantowych [33, 34].

W pracy [35] przedstawiono badania prądu płynącego przez stan singletowy i stany trypletowe dwupoziomowej kropki kwantowej sprzężonej z elektrodami ferromagnetycznymi w limicie współtunelowania (z ang. *cotunneling*) (małe napięcia, w obszarze blokady kulombowskiej). Natomiast transport sekwencyjny przez stan singletowy i stany trypletowe był analizowany w pracy [36], chociaż autorzy nie badali roli tych stanów na transport.

Praca [H2] jest pierwszą, w której przeanalizowano wpływ stanu singletowego i stanów trypletowych na TMR w limicie tunelowania sekwencyjnego.

W pracy [H2] przeanalizowano wpływ oddziaływania kulombowskiego (między elektronami na różnych poziomach energetycznych) jak i oddziaływania wymiany na transport przez dwupoziomą kropkę kwantową sprzężoną z elektrodami ferromagnetycznymi. Skupiono się na wpływie stanów singletowych i trypletowych (ich różnej symetrii) na charakterystyki transportowe, w szczególności na TMR w funkcji napięcia przyłożonego do układu. Badania przeprowadzono w niskich temperaturach. Zaniedbano procesy z odwróceniem spinu (z ang. *spin-flip*). Przystudiowano wpływ siły oddziaływania wymiany i jego charakteru (anty- lub ferromagnetyczny) na prawdopodobieństwa obsadzeń kropki kwantowej, akumulację spinową i prądy tunelowe w przypadku antyrównoległej oraz równoległej konfiguracji magnetyzacji elektrod. Zbadano również wpływ stanu podstawowego (kropka pusta lub pojedynczo obsadzona). W przypadku gdy kropka kwantowa obsadzona jest pojedynczym elektronem w układzie występuje **blokada międzykanałowa (blokada spinowa)**, która silnie modyfikuje jego własności transportowe. Szczegółowo przeanalizowano współzawodnictwo różnych procesów tunelowych aby pokazać rolę konfiguracji spinowej układu na akumulację spinową i transport. Znaleziono, że asymetria w sprzężeniu kropki kwantowej do obu elektrod jest odpowiedzialna za zjawisko ujemnego oporu różniczkowego (NDR – z ang. *negative differential resistance*) oraz wystą-



Rysunek 2: Diagram: energia (dla oddziaływania wymiany o charakterze ferromagnetycznym), której potrzebuje drugi elektron by przetunelować na kropkę kwantową w przypadku takiego samego (czerwony) lub przeciwnego (niebieski) zwrotu namagnesowania w elektrodach: $\epsilon_{1T} = \epsilon_2 + U_{12} - J/4$, $\epsilon_{1S} = \epsilon_2 + U_{12} + 3J/4$, $\epsilon_{2T} = \epsilon_1 + U_{12} - J/4$, $\epsilon_{2S} = \epsilon_1 + U_{12} + 3J/4$, gdzie U_{12} – oddziaływanie kulombowskie, J – oddziaływanie wymiany.

pienie ujemnego TMR. Inne konfiguracje spinowe stanu singletowego i stanów trypletowych wprowadzają asymetrię, która jest widoczna w szybkościach tunelowania dla różnych procesów tunelowych występujących w układzie magnetycznym. W zależności od charakteru oddziaływania wymiany (anty- lub ferromagnetyczne) stan singletowy i stany trypletowe włączają się dla różnych napięć i w różnej kolejności co ma wpływ na TMR. Pokazano że magnetoopór tunelowy ma odmienne charakterystyki w zależności od wzajemnego położenia stanów singletowych i trypletowych.

W przypadku gdy oddziaływanie wymiany ma charakter ferromagnetyczny najpierw włączają się stany trypletowe. Aktywacja kolejnych stanów powoduje, że pojawiają się również procesy tunelowania wstecznego (z ang. *backscattering*). Pogłębia to asymetrię, która wraz ze współzawodnictwem między procesami tunelowania przez stan singletowy i stany trypletowe wywołuje pojawienie się niewielkiej akumulacji spinowej nawet dla równoległego ustawienia magnetyzacji w elektrodach. Aktywacja stanów trypletowych powoduje również wzrost TMR.

W przypadku gdy oddziaływanie wymiany ma charakter antyferromagnetyczny najpierw włącza się stan singletowy. Jeżeli kropka kwantowa jest obsadzona przez jeden elektron to pojawia się dynamiczna blokada spinowa, która powoduje, że tylko elektron o spinie przeciwnym może przetunelować na kropkę. Ogranicza to liczbę możliwych procesów tunelowych i wprowadza asymetrię. W rezultacie charakterystyki TMR w funkcji napięcia są inne niż te obserwowane dla przypadku oddziaływania wymiany o charakterze ferromagnetycznym. Znalezione, że transport przez stan singletowy silnie redukuje TMR.

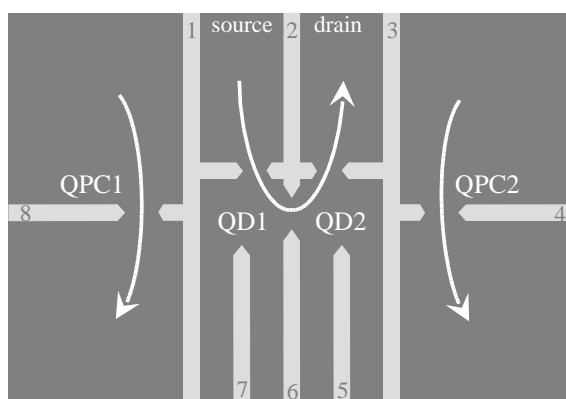
Jeżeli napięcie bramki jest skonfigurowane w taki sposób, że stanem podstawowym jest stan kropki kwantowej z jednym elektronem to transport odbywa się wyłącznie przez stan singletowy i stany trypletowe i jest bardzo silnie zmodyfikowany (w tym TMR). Dla małych napięć stan singletowy i stany trypletowe są poza oknem transportowym z powodu międzykanałowej blokady kulombowskiej, której źródłem jest obsadzenie kropki kwantowej przez pojedynczy elektron. Gdy oba poziomy jednoelektronowe położone są poniżej poziomu Fermiego, asymetria między sprzężeniami tunelowymi kropki z elektrodami powoduje pojawienie się ujemnego TMR w przypadku gdy prawa bariera potencjału jest słabsza niż lewa bariera potencjału. Odwrotnie, gdy to lewa bariera potencjału jest słabsza niż prawa bariera potencjału, w układzie obserwuje się szereg zjawisk typu NDR: pojedynczy NDR, wielokrotny NDR a także sekwencję spadków i wzrostów prądu.

2. Wpływ oddziaływań kulombowskich na efekty dynamiczne [H3, H4]

Efekt dynamicznego przełączania polaryzacji

W pracy [H3], w limicie sekwencyjnego tunelowania, zbadano procesy polaryzacji w układzie kropek kwantowych połączonych szeregowo. W badaniach uwzględniono oddziaływania kulombowskie ładunków akumulowanych na obu kropkach kwantowych. Znalezione, że współzawodnictwo procesów tunelowania między kropkami kwantowymi oraz procesów tunelowania z kropek do elektrod prowadzi do niemonotonicznego ładowania (obsadzania) kropek kwantowych. W rezultacie w układzie pojawia się bardzo ciekawy efekt, który nazwano **dynamicznym przełączaniem polaryzacji** (DPS – z ang. *dynamical polarization switching*). Zjawisko polega na zmianie polaryzacji (różnicy obsadzeń kropek kwantowych) z dodatniej na ujemną (lub odwrotnie) wraz ze wzrostem napięcia. Podobne efekty, związane z niemonotonicznym obsadzaniem kropek kwantowych, znaleziono wcześniej w limicie koherentnym [37, 38].

W pracy [H3] wskazano zakres parametrów, dla których występuje efekt DPS oraz przeanalizowano zależność efektu DPS od makroskopowych parametrów układu takich jak pojemności i opory złącz tunelowych między kropkami kwantowymi i elektrodami. Pokazano, że efekt DPS zachodzi dla napięcia przy którym nie otwiera się (nie zamyka się) żaden nowy kanał transportowy. Badania wykazały, że efekt DPS jest rezultatem współzawodnictwa między procesami tunelowymi zachodzącymi w różnych kanałach transportowych (które dają zarówno dodatni jak i ujemny wkład do polaryzacji), a w zasadzie współzawodnictwa między różnymi szybkościami tunelowania. W szczególności, efekt DPS wynika z różnicy między energią ładowania potrzebną do przeniesienia elektronu między kropkami kwantowymi a energiami ładowania potrzebnymi do przeniesienia elektronu z elektrod do kropek kwantowych.



Rysunek 3: Schemat układu pomiarowego do badania dynamicznych efektów ładunkowych w dwuwymiarowym gazie elektronowym (2DEG – z ang. *two-dimensional electron gas*), gdzie: QPC – kwantowy kontakt punktowy (z ang. *quantum point contact*), source (drain) – elektroda źródła (drenu), 1...8 – elektrody metaliczne.

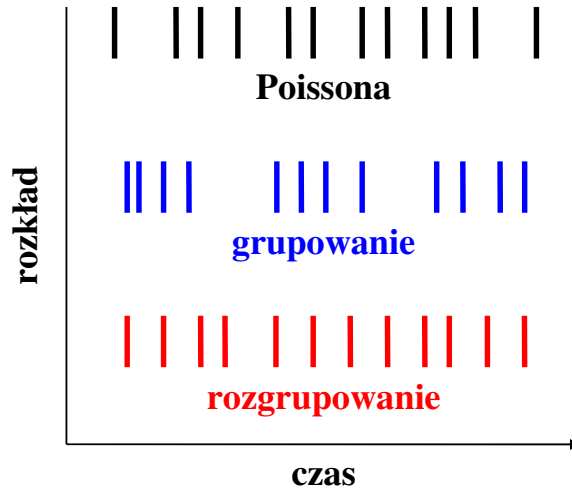
Znaleziono, że efekt DPS zanika zarówno dla bardzo słabych jak i dla bardzo silnych oddziaływań kulombowskich między kropkami kwantowymi. Ponadto, amplituda efektu DPS maleje wraz ze wzrostem oporu złącza tunelowego między kropkami kwantowymi czyli wraz ze zmniejszaniem sprzężenia tunelowego między nimi. Pokazano, że efekt DPS można zaobserwować w niskich temperaturach. W wyższych temperaturach włączają się dodatkowe kanały transportowe dające zarówno dodatni jak i ujemny wkład do polaryzacji co może doprowadzić do zaniku efektu DPS. W pracy [H3] opisano efekt DPS w układzie symetrycznym. Efekt DPS można również obserwować w układach asymetrycznych, chociaż jego zachowanie może być w takich układach bardziej złożone. W pracy [H3] przedyskutowano również efekt DPS w funkcji napięć przyłożonych do elektrod bramek sprzężonych z kropkami kwantowymi. Rezultaty są

jakościowo zgodne z wynikami otrzymanymi dla napięć transportowych.

Ponieważ efekt DPS powinien być powszechnie obserwowany w układach kropek kwantowych, w pracy [H3] zaproponowano schemat układu pomiarowego, w którym można zweryfikować wyżej wymienione rezultaty.

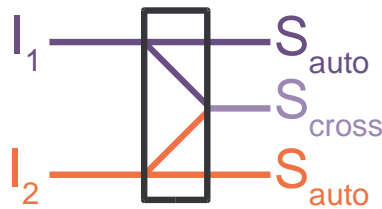
Lokalne i nielocalne korelacje prądowe

Rezultaty pomiarów szumów prądowych S (lokalnych: autokorelacji i nielokalnych: krzyżowych) w układzie dwóch, sprzężonych elektrostatacznie kropek kwantowych (2QDs) były przedstawione w pracach [39, 40]. W tych pierwszych eksperymentach pokazano pewne aspekty korelacji prądowych w 2QDs, takie jak grupowanie (zagęszczanie – z ang. *bunching*) i rozgrupowanie (rozrzedzanie – z ang. *antibunching*) rozpraszanych elektronów. Eksperymenty [39, 40] przeprowadzono w funkcji napięć przyłożonych do elektrod bramek dołączonych do kropek kwantowych oraz dla małych napięć (w pobliżu granicy oddzielającej różne obszary blokady kulombowskiej). Zaobserwowano, że prądowe korelacje krzyżowe zmieniają znak na granicy oddzielającej obszary z różną liczbą dodatkowych elektronów w układzie. Prace eksperymentalne [39, 40] stanowiły motywację do podjęcia badań opisanych w pracy [H4].



Rysunek 4: Schematyczne przedstawienie rozkładu Poissona, grupowania i rozgrupowania elektronów.

Badania przedstawione w pracy [H4] mają bardziej uniwersalny charakter niż w pracach [39, 40] koncentrując się na dynamicznych aspektach korelacji prądowych dla dużych napięć elektrycznych (poza obszarami blokady kulombowskiej).



Rysunek 5: Diagram: autokorelacje i korelacje krzyżowe.

W pracy [H4] przeanalizowano mikroskopowy charakter dynamicznych korelacji prądowych (lokalnych – autokorelacji i nielokalnych – korelacji krzyżowych) w układzie dwóch sprzężonych elektrostatacznie kropek kwantowych, w szczególności rolę oddziaływań kulombowskich dla dużych napięć. Niektóre z problemów były rozpatrywane wcześniej [41, 42], np. rola fluktuacji ładunkowych i fluktuacji polaryzacji oraz ich wkład do korelacji prądowych.

W czteroelektrodowym układzie z pracy [H4] określono diagramy stabilności dla stanów z różną liczbą dodatkowych elektronów na obu kropkach kwantowych w funkcji napięć przyłożonych do obu gałęzi układu. Diagramy stabilności są podstawowym narzędziem analizy korelacji między różnymi zdarzeniami tunelowymi. Pozwalają wyodrębnić procesy tunelowe, które dają istotny wkład do prądów płynących w układzie i ich korelacji. Rozpatrzono dwie odrębne sytuacje: dla słabego i silnego sprzężenia elektrostatycznego (kulombowskiego) między kropkami kwantowymi. W przypadku słabego sprzężenia elektrostatycznego transport przez każdą z kropek kwantowych jest niezależny (w pewnym zakresie napięć) od transportu przez drugą kropkę kwantową. Jednak gdy sprzężenie między kropkami kwantowymi jest silne, transport w jednej gałęzi układu wpływa na transport w drugiej gałęzi układu przez co diagram stabilności różni się znacząco. Wraz ze wzrostem napięć przyłożonych do obu gałęzi rośnie liczba stanów zaangażowanych w transport. Oddziaływanie kulombowskie między elektronami z różnych gałęzi układu indukuje napięcie (lub prąd jeśli obwód jest zamknięty) w jednej z gałęzi, jako odpowiedź na przepływ prądu elektrycznego w drugiej gałęzi [43]. Zjawisko to nazywa się **unoszeniem kulombowskim (ładunku)** (z ang. *Coulomb drag, charge drag*).

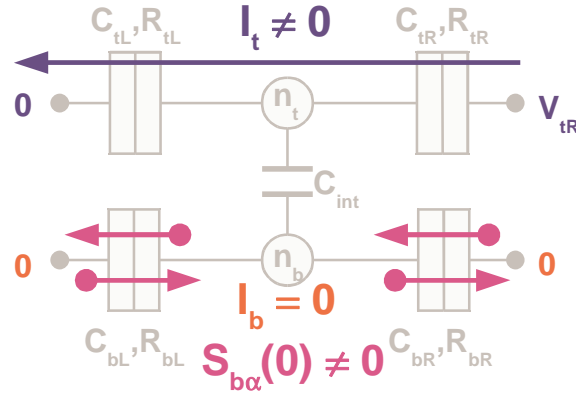
Badania przedstawione w pracy [H4] można odnieść do rozważań szumów śrutowych w obecności unoszenia kulombowskiego w układach sprzężonych drutów kwantowych [44]. W przypadku układów drutów lokalne fluktuacje ładunku i napięcia powodują, że transport elektronowy jest silnie skorelowany [44], co jest widoczne w funkcjach korelacji prądowych. Układ z pracy [H4] jest inny, ponieważ transport jest niekoherentny, na kropkach kwantowych zachodzi termalizacja elektronów, a transport pomiędzy kropkami jest zakazany (sprzężenie elektrostatyczne). Z tego powodu w układzie z pracy [H4] nie występuje transfer pędu ani procesy wymiany (w przeciwieństwie do układu sprzężonych drutów kwantowych gdzie te procesy odgrywają istotną rolę w efekcie unoszenia kulombowskiego).

W pracy [H4] pokazano, że krzyżowe korelacje prądowe są niemonotonicznymi funkcjami napięć elektrycznych z obszarami *plateau* i przeważnie są ujemne za sprawą fluktuacji napięciowych. Efekt rozgrupowania elektronów jest związany z procesami dynamicznymi wywołanymi odpychaniem kulombowskim między tunelującymi elektronami, ale nie ma charakteru fermionowego (powodem nie jest zakaz Pauliego). W przypadku asymetrycznym, gdy opory złącz tunelowych przyjmują różne wartości, krzyżowe korelacje prądowe mogą zmieniać znak z ujemnego na dodatni. Dodatkowo prądowe korelacje krzyżowe w układach fermionowych są charakterystyczną cechą obecności oddziaływań.

Rozkład korelacji prądowych na składowe, których źródłem są różne procesy tunelowe (ich rola zmienia się wraz z napięciem), pozwolił określić, które z nich są istotne i powodują wzmocnienie (osłabienie) szumów prądowych powyżej (poniżej) wartości poissonowskiej (tzw. szum super- lub sub-poissonowski). Składowe korelacji krzyżowych mogą być ujemne (dla procesów tunelowania do przodu) lub dodatnie (dla procesów tunelowania wstecznego) a ich współzawodnictwo jest odpowiedzialne za zmianę znaku prądowych korelacji krzyżowych.

Silne efekty korelacyjne można zaobserwować nawet w przypadku gdy dolna z gałęzi układu jest uziemiona (brak napięcia). Występuje wtedy **efekt pompowania ładunku**: przepływ ładunku przez górną gałąź powoduje wstrzykiwanie (usuwanie) elektronów na dolną kropkę kwantową. Prowadzi to do dużego wzrostu autokorelacji prądowych w dolnej gałęzi układu, który pochodzi od bardzo szybkich ($\omega \rightarrow \infty$) cyklicznych procesów tunelowania (do przodu i wstecznych). Takie procesy wnoszą wkład do tzw. **składowych Schottky'ego** (niezależnych od częstotliwości), które mogą być znaczne w pobliżu granic obszaru blokady kulombowskiej w wyniku wzmocnienia procesów rozpraszania wstecznego (z ang. *backscattering*).

W pracy [H4] zbadano również funkcje korelacji napięciowych, które można powiązać z fluktuacjami ładunku elektrycznego w układzie. Transport przez jedną z gałęzi indukuje duże fluktuacje napięcia w drugiej gałęzi. Ten dynamiczny proces, zwany **dynamiczną blokadą**



Rysunek 6: Efekt pompowania ładunku.

kulombowską [41, 42], jest odpowiedzialny za znaczny wzrost współczynnika Fano (autokorelacji). Biorąc pod uwagę ogromny postęp w nanotechnologii i technikach pomiaru szumów śrutowych, można przypuszczać, że w przyszłości różne szумы napięciowe (korelacje napięciowe) będzie można również wyznaczać eksperymentalnie.

Byłoby interesujące wykorzystać układy eksperymentalne z prac [39, 40] i przeprowadzić pomiary dla dużych napięć transportowych (poza obszarami blokady kulombowskiej) w celu weryfikacji rezultatów teoretycznych z pracy [H4] (*np.* aby zaobserwować współzawodnictwo różnych składowych wchodzących w skład korelacji krzyżowych).

3. Wpływ procesów Andrejewa na transport balistyczny [H5, H6, H7]

W pracach [H5, H6, H7] zbadano transport w układzie hybrydowym z kropką kwantową sprzężoną z dwiema elektrodami normalnymi i jedną elektrodą nadprzewodzącą (opisaną w teorii BCS). Szczególnie interesujące było zagadnienie współzawodnictwa różnych procesów transportu w tzw. **limicie atomowym**, czyli dla dużej przerwy nadprzewodzącej ($\Delta \rightarrow \infty$). Głęboko wewnątrz przerwy nadprzewodzącej transport ładunku przez układ odbywa się wyłącznie w wyniku balistycznego tunelowania elektronów (ET – z ang. *electron transfer*) między elektrodami metalicznymi, lokalnych procesów Andrejewa (DAR – z ang. *direct Andreev reflection*) i nielokalnych procesów Andrejewa (CAR – z ang. *crossed Andreev reflection*).

Analiza przewodności lokalnych i nielokalnych

W pracy [H5] przeanalizowano wpływ współzawodnictwa procesów ET, DAR i CAR na przewodność lokalną i nielokalną w szerokim zakresie napięć w obecności oddziaływań kulombowskich oraz korelacji Kondo. Efekt blokady kulombowskiej został uwzględniony w przybliżeniu Hubbard I [30], natomiast do opisu efektu Kondo zastosowano komplementarne metody: przybliżenie równań ruchu (EOM – z ang. *equation of motion*) [30] i iteracyjne podejście perturbacyjne (IPT – z ang. *iterative perturbation approach*) [45, 46, 47].

Dla temperatury $T = 0$ i braku oddziaływań podano wzory analityczne na gęstość stanów (DOS – z ang. *density of states*), całkowitą przewodność lokalną i nielokalną oraz ich składowe ET, DAR i CAR. Kształt przewodności zależy od stosunku sprzężenia tunelowego kropka kwantowa – elektroda nadprzewodząca (Γ_S) i sprzężenia kropka kwantowa – elektrody normalne ($\Gamma_N = \Gamma_L + \Gamma_R$). W przypadku gdy $\Gamma_S < \Gamma_N$ przewodność lokalna posiada jedno maksimum (dla napięcia $V = 0$), którego amplituda wzrasta wraz ze wzrostem Γ_S . W sytuacji odwrotnej (dla $\Gamma_S > \Gamma_N$) przewodność lokalna ma dwa maksima dla napięć odpowiadających stanom Andrejewa indukowanym na kropce kwantowej przez nadprzewodzący efekt bliskości. W tym przypadku amplituda przewodności lokalnej maleje wraz ze wzrostem sprzężenia z prawą elektrodą (Γ_R). Przewodność nielokalna, która wiąże prąd w jednej elektrodzie normalnej z różnicą potencjałów między drugą elektrodą normalną a kropką kwantową, jest bezpośrednią miarą prądu spletanego. W pracy [H5] pokazano, że amplituda przewodności nielokalnej jest porównywalna z amplitudą przewodności lokalnej. Wzmocnienie przewodności nielokalnej [6] jest spowodowane transportem przez stany Andrejewa. W przypadku gdy prawa elektroda jest uziemiona przewodność nielokalna ma dwie składowe: dodatnią, pochodzącą od procesów ET oraz ujemną, pochodzącą od procesów CAR. Współzawodnictwo między procesami ET i CAR powoduje, że przewodność nielokalna może przyjmować zarówno dodatnie wartości (gdy przeważają procesy ET) albo może być ujemna (gdy dominującą rolę odgrywają procesy CAR). W przypadku gdy $\Gamma_S > \Gamma_N$ składowa CAR przeważa nad składową ET i przewodność nielokalna jest ujemna dla małych napięć (pomiędzy stanami Andrejewa).

W obecności oddziaływań kulombowskich U , między elektronami na kropce kwantowej, w gęstości stanów obserwuje się 4 maksima odpowiadające stanom Andrejewa [H5]. Liniowe (dla małych napięć) przewodności lokalna i nielokalna oraz ich składowe (ET, DAR, CAR) zarówno dla słabych $U < \Gamma_S$ jak i silnych $U > \Gamma_S$ oddziaływań kulombowskich są symetrycznymi funkcjami napięcia bramki względem punktu symetrii elektron-dziura. Podobnie jak w przypadku nieoddziałującym, w przewodności nielokalnej widać współzawodnictwo procesów ET i CAR. Jednak w przeciwieństwie do przypadku nieoddziałującego przewodność nielokalna jest dodatnia w obszarze między stanami Andrejewa. Jest to przejaw blokady kulombowskiej, w której obszarze procesy CAR są mocniej tłumione niż procesy ET. Przewodność nielokalna jest ujemna jedynie w pobliżu stanów Andrejewa. Interesujące jest również to, że jedynie w składowej ET przewodności można zaobserwować ślad wszystkich 4 stanów Andrejewa.

W zakresie nieliniowym (dla dużych napięć), w porównaniu z przypadkiem nieoddziałują-

cym, w przewodnościach lokalnej i nielokalnej (w przypadku symetrii cząstka-dziura) widać dodatkowe 2 wąskie maksima, które są związane ze stanami wzbudzonymi. Pomiedzy maksimami przewodność oraz jej wszystkie składowe jest zredukowana do 0 co również jest przejawem blokady kulombowskiej. Położenie, wysokość i kształt maksimów przewodności oraz ich składowych (ET, DAR, CAR) zmienia się wraz ze zmianą napięcia bramki. W reżimie pustej kropki (dla dużych dodatnich napięć bramki) w przewodnościach lokalnej i nielokalnej pojawia się efekt dynamicznej blokady kulombowskiej: kiedy elektron znajduje się na kropce kwantowej to na chwilę blokuje przepływ prądu przez układ. Współzawodnictwo procesów ET i CAR widać wyraźnie w przewodności nielokalnej, która przyjmuje zarówno wartości dodatnie jak i ujemne dla różnych napięć w zależności od przyłożonego napięcia bramki [H5].

W pracy [H5] zbadano również transport w reżimie Kondo. W dostatecznie niskich temperaturach utworzenie wielociałowego stanu singletowego pomiędzy spinem elektronu z kropki kwantowej oraz spinami elektronów przewodnictwa z elektrod prowadzi do powstania w gęstości stanów wąskiego piku Abrikosowa-Suhla (rezonansu Kondo) na poziomie Fermiego. Modyfikuje to w znaczący sposób własności układu w limicie liniowym (małych napięć) prowadząc do wzmocnienia wszystkich składowych przewodności (ET, DAR i CAR). Podobny efekt zaobserwowano eksperymentalnie w układzie dwuterminalowym [48, 49]. Najbardziej interesujące jest jednak to, że w przewodności nielokalnej nadal dominującą rolę odgrywają procesy CAR, przez co jest ona ujemna [H5]. Prowadzi to do wniosku, że subtelne splątanie między elektronami tworzącymi parę Coopera nie jest niszczone przez formowanie wielociałowego stanu singletowego (chmury Kondo). Podobny efekt dominacji procesów CAR nad procesami ET w stanie Kondo zaprezentowano wcześniej w pracy [50].

Rezultaty przedstawione w pracy [H5] są zgodne z wcześniejszymi obliczeniami **pełnej statystyki zliczeń** (z ang. *full counting statistic*) w układzie podwójnej kropki kwantowej [50], gdzie zaobserwowano dodatnie prądowe korelacje krzyżowe (które w układach hybrydowych mogą być wskaźnikiem dominacji procesów CAR). Można przypuszczać, że podobny efekt uda się zaobserwować również w urządzeniach z pojedynczą kropką kwantową (*np.* takich jak przedstawione w pracy [H5]).

Detekcja nielokalnych procesów Andrejewa

Współczynniki transportowe lokalne i nielokalne (przewodności częściowe – z ang. *partial conductances*) układu wieloterminalowego można znaleźć stosując formalizm Landauera-Büttikera [51, 52]. Metoda czterosondowa [51, 52] jest dobrze ugruntowaną techniką pomiaru oporów lokalnych ($ij = kl$) i nielokalnych ($ij \neq kl$) w układach balistycznych

$$R_{ij,kl} = \frac{V_{kl}}{J_{ij}}, \quad (1)$$

która polega na pomiarze napięcia V_{kl} pomiędzy elektrodami k i l , które jest indukowane w odpowiedzi na prąd J_{ij} płynący pomiędzy elektrodami i i j [53]. Metoda została rozszerzona na układy hybrydowe przez Lamberta [54, 55].

Pomiary lokalnych i nielokalnych oporów dostarczają informacji na temat współzawodnictwa między różnymi procesami tunelowymi, *np.* pozwalają wyznaczyć różne składowe (lokalne i nielokalne przewodności częściowe) całkowitej przewodności układu. Nielocalne efekty w układzie kropki kwantowej sprzężonej z elektrodą nadprzewodzącą oraz dwiema elektrodami normalnymi manifestują się w postaci nielokalnego oporu, który jest efektem współzawodnictwa między transportem balistycznym normalnych elektronów (ET) i nielokalnych procesów Andrejewa (CAR) [H5, H6]. W przypadku gdy napięcie jest małe prąd płynący z danej elektrody można przedstawić jako liniową funkcję różnicy potencjałów między elektrodami oraz liniowych współczynników transportowych (przewodności częściowych) odpowiadających procesom ET, DAR i CAR [H5, H6]. W układzie można zdefiniować różne opory lokalne i nielocalne, które

mogą być zmierzone przy założeniu, że jedna z elektrod (normalna bądź nadprzewodząca) jest sondą napięciową (tzw. „wolną” lub „wiszącą” elektrodą – tzn. nie płynie przez nią żaden prąd elektryczny) [H6]. Głównym celem pracy [H6] było pokazanie jak z pomiarów oporów lokalnych i nielokalnych (metodą czterosondową) uzyskać informacje o efektach nielokalnych w transporcie przez trójterminalowy układ hybrydowy z kropką kwantową. W pracy [H6] rozpatrzono transport nielokalny zarówno w zakresie liniowym (małych napięć) jak i nieliniowym. W obu przypadkach opór nielokalny może zmieniać znak z dodatniego (transport zdominowany przez procesy ET) na ujemny (transport zdominowany przez procesy CAR). Ponieważ indukowane napięcie nielokalne zmienia znak oraz amplitudę w zależności od napięcia bramki oraz sprzężenia kropki kwantowej z elektrodą nadprzewodzącą takie pomiary pozwalają określić w kontrolowany i precyzyjny sposób położenie stanów Andrejewa na kropce kwantowej - **spektroskopia poziomów Andrejewa** [12]. Zmiana znaku nielokalnego oporu (przewodności) jest widoczna nawet w sytuacji braku oddziaływań kulombowskich [H5, H6]. Efekt jest silny zarówno w limicie liniowym jak i dla dużych napięć. Silne nielocalne przewodności (porównywalne z lokalnymi) w pracy [H6] są rezultatem aktywacji stanów Andrejewa, co w szczególności wzmacnia procesy CAR. Dzieje się tak w przypadku wystarczająco silnego sprzężenia tunelowego z elektrodą nadprzewodzącą, czyli gdy to sprzężenie jest większe niż sprzężenie tunelowe kropki z elektrodami normalnymi ($\Gamma_S > \Gamma_N$) [H5]. W pracy [H6], w limicie transportu nieliniowego (dla dużych napięć), uwzględniono redystrybucję (spiętrzenie) ładunku w elektrodach co indukuje dalekozasięgowe oddziaływania kulombowskie, które wpływają na akumulację ładunkową (dają wkład do ekranowania ładunku) na kropce kwantowej oraz renormalizują potencjały chemiczne elektrod, zmieniając własności transportowe układu.

W przeciwieństwie do układu normalnego, w układzie hybrydowym poprzez pomiary wyłącznie oporów lokalnych i nielokalnych nie można otrzymać kompletnej informacji o składowych (przewodnościach częściowych) przewodności całkowitej [H6]. Wyznaczenie wszystkich składowych przewodności całkowitej z pomiarów oporów lokalnych i nielokalnych jest możliwe jedynie w przypadku asymetrycznego sprzężenia kropki kwantowej z elektrodami normalnymi. Wymaga to jednak znajomości (dodatkowych, wcześniejszych pomiarów) sprzężenia kropki kwantowej z elektrodami [H6].

Rezultaty z pracy [H6] kontrastują z wcześniejszymi pomiarami w trójterminalowych złączach planarnych (obszar nadprzewodzący umieszczony między dwoma materiałami normalnymi lub ferromagnetycznymi) [8, 56, 57, 58] gdzie indukowane nielocalne napięcie zmienia znak z dodatniego na ujemny wraz ze wzrostem napięcia. Zaobserwowana w układach planarnych niewielka nielocalna ujemna przewodność pojawia się dla dużego napięcia, odpowiadającego energii Thoulessa dla kwazicząstek tunelujących przez obszar nadprzewodzący. W układach planarnych (w przeciwieństwie do układu z kropką kwantową z prac [H5, H6]) przewodność nielocalna jest znacznie słabsza niż lokalna, co jest zgodne z teorią tych układów [59, 60, 61].

Rezultaty przedstawione w pracy [H6] mogą być zweryfikowane eksperymentalnie w hybrydowym układzie trójterminalowym z dowolną kropką kwantową w postaci nanorurki węglowej [62, 63], nanodrutu półprzewodnikowego [64, 65] lub samoorganizujących się wysp InAs [48, 49] gdzie efekty nielocalne są silniejsze (bardziej widoczne) niż w układach planarnych z nadprzewodnikiem. Metoda czterosondowa może również zostać wykorzystana do zbadania korelacji kulombowskich w reżimie blokady kulombowskiej oraz korelacji typu Kondo [H5].

Efektywność rozdzielania par Coopera

Układ z kropką kwantową połączoną z dwiema elektrodami w stanie normalnym i jedną nadprzewodzącą [H5, H6] może służyć jako źródło splątanych elektronów. W pracy [H7] zaproponowano nową definicję efektywności **rozdzielania par Coopera** (CPS – z ang. *Cooper pair splitting*), która uwzględnia procesy ET. Zaproponowana definicja jest uogólnieniem efektyw-

ności rozdzielania par Coopera z pracy [66] (uwzględniającej wyłącznie procesy DAR i CAR) a także jest spójna z definicją z pracy [67] dla gradientu temperatury między elektrodami normalnymi i braku jakiegokolwiek potencjału elektrycznego.

Korzystając z analiz przewodności z prac [H5, H6] poszukano takich parametrów dla których występuje największa dominacja procesów CAR. W ten sposób znaleziono optymalne warunki pracy układu, tak aby efektywność rozdzielania par Coopera była największa. W pracy [H7] pokazano, że nawet w obecności procesów ET efektywność rozdzielania par Coopera osiąga wartość prawie 80% i może być w łatwy sposób zmieniana przy pomocy napięcia i napięcia bramki.

W układzie z nieoddziałującą kropką kwantową efektywność rozdzielania par Coopera jest maksymalna w limicie liniowym (dla małych napięć, gdy procesy ET są znacznie zredukowane) i wyraźnie się zmniejsza gdy napięcie przewyższa energie stanów Andrejewa [H7]. Amplituda efektywności rozdzielania par Coopera jest czuła na wartość sprzężenia z uziemioną (prawą) elektrodą w stanie normalnym. Początkowo efektywność rozdzielania par Coopera rośnie wraz ze wzrostem sprzężenia kropka kwantowa – prawa elektroda co jest związane z dominacją procesów CAR. Dla dużych napięć procesy ET (które również są czułe na zmiany szybkości tunelowania do prawej elektrody) zaczynają dominować nad procesami CAR co powoduje spadek efektywności rozdzielania par Coopera [H7].

W pracy [H7] dokładnie przeanalizowano wpływ oddziaływań kulombowskich na kropce kwantowej na efektywność rozdzielania par Coopera. W przypadku gdy napięcie bramki jest tak skonfigurowane, że w układzie mamy symetrię elektron-dziura efektywność rozdzielania par Coopera jest parzystą funkcją napięcia i zmniejsza się wraz ze wzrostem oddziaływań kulombowskich. Dla małych napięć efektywność rozdzielania par Coopera jest znacznie zredukowana (pojawia się minimum, którego wartość może nawet spaść do 0) co jest związane z silniejszym wygaszaniem procesów CAR (niż procesów ET) w obszarze blokady kulombowskiej [H5, H7]. Wraz ze wzrostem oddziaływań kulombowskich maksima efektywności rozdzielania par Coopera odsuwają się od siebie co jest związane ze zwiększaniem odległości między stanami Andrejewa. Dla pozostałych napięć bramki efektywność rozdzielania par Coopera jest niesymetryczną funkcją napięcia co jest związane ze składową ET, która jest wrażliwa na położenie poziomu na kropce kwantowej [H5, H6, H7]. W tym przypadku funkcja efektywności rozdzielania par Coopera również ma minimum, którego położenie przesuwa się, wraz ze wzrostem korelacji kulombowskich, w stronę niższych ujemnych napięć. Z kolei amplituda i położenie maksimum efektywności rozdzielania par Coopera nie zmieniają się.

W pracy [H7] przeanalizowano także wpływ napięcia bramki (położenia poziomu na kropce kwantowej) w zakresie małych i dużych napięć. Dla małych napięć maksima efektywności rozdzielania par Coopera są symetrycznie położone względem punktu symetrii elektron-dziura a ich wysokość nie zmienia się wraz ze wzrostem oddziaływań kulombowskich, co jest zgodne z wynikami otrzymanymi w pracy [68] dla złącza Josephsona.

W przeciwieństwie do układów Y-kształtnych [67] z dwiema kropkami kwantowymi, w układzie z jedną kropką kwantową ([H7]) nie ma możliwości rozdzielania par Coopera wyłączając przez wprowadzenie gradientu temperatury, co wynika z symetrii procesów CAR [H8].

4. Lokalne i nielokalne termosyły w układach wieloterminalowych [H8]

Uogólnienie prawa Ohma na układy wieloterminalowe, zapoczątkowane przez Büttikera [51, 52], który badał transport balistyczny pomiędzy elektrodami przez układ koherentny dodatkowo sprzężony z sondą napięciową doprowadziło do wprowadzenia rozróżnienia przewodności oraz oporów na lokalne i nielokalne.

W pracy [H8] rozpatrzono kropkę kwantową sprzężoną z trzema elektrodami L , R i S . Założono, że w układzie oprócz niewielkich różnic potencjałów między elektrodami występują również niewielkie różnice temperatury między nimi. Prąd płynący z elektrody i można zapisać [69]:

$$J_i = \sum_{j \neq i} \mathcal{L}_{ij,\mu} \Delta\mu_{ij} + \sum_{j \neq i} \mathcal{L}_{ij,T} \Delta T_{ij}, \quad (2)$$

gdzie $eV_{ij} \equiv \Delta\mu_{ij} = \mu_i - \mu_j$, $\Delta T_{ij} = T_i - T_j$ a $\mu_i(T_i)$ oznacza potencjał chemiczny (temperaturę) elektrody i . Lokalne i nielokalne współczynniki liniowe $\mathcal{L}_{ij,T}$ (częściowe współczynniki termoelektryczne) określają jaki prąd elektryczny popłynie między wybranymi elektrodami w odpowiedzi na gradient temperatury wywołany między tymi samymi lub innymi elektrodami.

Definicja termosyły dla układów dwuterminalowych nie może być zastosowana bezpośrednio do układów wieloterminalowych z powodu prądów elektrycznych, które płyną w sąsiednich gałęziach. W takich układach warunkom nierównowagowym często towarzyszą ważne efekty nielokalne, które wymagają poprawnych definicji współczynników transportowych.

W pracy [H8] przedstawiono uniwersalny sposób definiowania lokalnych i nielokalnych współczynników Seebecka (termosył) w układach trójtterminalowych normalnych (z elektrodami niemagnetycznymi i ferromagnetycznymi) i hybrydowych (z elektrodami nadprzewodzącymi). Metodę można łatwo rozszerzyć na układy z większą liczbą elektrod. Lokalne i nielokalne termosyły zdefiniowano poprzez uogólnienie podejścia Büttikera [51, 52] dla przewodności.

W oparciu o nowe definicje zaproponowano oryginalną dwuetapową procedurę pomiarową, wykorzystującą technikę czterosondową, w celu określenia częściowych współczynników termoelektrycznych ($\mathcal{L}_{ij,T}$) z pomiarów lokalnych i nielokalnych przewodności oraz termosył. W pierwszym etapie należy, w warunkach izotermicznych, dokonać pomiarów trzech (liniowo niezależnych) oporów lokalnych lub nielokalnych co pozwala wyznaczyć z warunków symetrii pozostałych 6 oporów lokalnych i nielokalnych. W układach normalnych pozwala to ponadto wyrazić wszystkie 3 współczynniki liniowe (przewodności) przez zmierzone opory lokalne i nielokalne. Pomiary w drugim etapie przeprowadza się w warunkach nieizotermicznych (gdy istnieje gradient temperatury między co najmniej dwiema elektrodami). Traktując jedną z elektrod jako sondę napięciową należy zmierzyć napięcia między różnymi parami elektrod w celu wyznaczenia termosył lokalnych i nielokalnych. W pracy [H8] pokazano, że pomiary termosył można wykonać w różnych warunkach zewnętrznych (prądy płynące w układzie lub gradienty temperatur) oraz określono jakie to mogą być warunki. Następnie zastosowano procedurę do wyznaczenia częściowych współczynników termoelektrycznych w układzie kropki kwantowej sprzężonej z trzema elektrodami normalnymi. Zaproponowano, aby pomiary w drugim etapie przeprowadzono w warunkach otwartego obwodu (w układzie nie płyną żadne prądy elektryczne) oraz dla dwóch różnych (między różnymi elektrodami) gradientów temperatur. Analogicznie do pierwszego etapu, w etapie drugim wystarczy zmierzyć 3 niezależne liniowo termosyły lokalne i nielokalne.

Zaprezentowana w pracy [H8] metoda pomiarowa rozszerza możliwości formalizmu Büttikera [51, 52] dla lokalnych i nielokalnych oporów na lokalne i nielokalne termosyły. Spójność protokołu pomiarowego zaprezentowanego w pracy [H8] z formalizmem Büttikera wyróżnia go na tle wcześniejszych propozycji, które można znaleźć w literaturze [24, 70, 71, 72] i które są szeroko dyskutowane w pracy [H8]. W pracy [H8] pokazano, że stosując dwuetapową procedurę pomiarową z odpowiednimi warunkami brzegowymi można odtworzyć termosyły lokalne

i nielokalne z prac [24, 70, 71, 72].

Wprowadzony w pracy [H8] formalizm wykorzystano również aby przeanalizować efekty termoelektryczne w układzie kropki kwantowej sprzężonej z dwiema elektrodami normalnymi i jedną elektrodą nadprzewodzącą [H5, H6, H7]. Badania prowadzono zarówno w limicie nisko jak i wysokotemperaturowym. Pokazano jak lokalne i nielokalne opory i termosily są powiązane z liniowymi współczynnikami transportowymi.

Zwykle elektroda nadprzewodząca ma pomijalny wpływ na termosilę z powodu symetrii elektron-dziura w obszarze przerwy nadprzewodzącej (w układach dwuterminalowych lokalne procesy Andrejewa - DAR nie transportują ciepła). W pracy [H8] pokazano, że nie ma bezpośredniego wkładu do termosily pochodzącego od nielokalnych procesów Andrejewa (CAR). Nadprzewodzący efekt bliskości ma jednak bezpośredni wpływ na przewodność. Oznacza to, że nielokalne procesy Andrejewa wpływają na termosilę jedynie pośrednio [H8]. Nawet ten, zaledwie pośredni wpływ na termosily może być obiecujący z powodu możliwości wykorzystania go w przyszłych, innowacyjnych urządzeniach, np. do pozyskiwania energii, w nanotermometrach, urządzeniach chłodzących, itp.

Termosila lokalna jest kombinacją liniową termosil nielokalnych co oznacza, że w badanym układzie tylko jedna termosila jest niezależna. Dla układu z pracy [H8] amplitudy termosil nielokalnych są porównywalne z amplitudami termosil lokalnych z powodu indukowania na kropce kwantowej stanów Andrejewa, które w znaczący sposób modyfikują przewodność w obszarze przerwy nadprzewodzącej [H5, H6].

W pracy [H8] przeanalizowano również wpływ oddziaływań kulombowskich na kropce kwantowej na termosilę w funkcji napięcia bramki. W przypadku braku oddziaływań kształt 'normalnych' pików termosily odzwierciedla współzawodnictwo procesów sekwencyjnego tunelowania (które dominują dla napięć bramki odpowiadających stanom Andrejewa) i procesów współtunelowania (które dominują w pozostałym obszarze napięć bramki). Z kolei zmiana znaku termosily jest związana ze zmianą dominujących nośników z elektronów na dziury. Oddziaływania kulombowskie bardzo mocno modyfikują termosilę pomiędzy maksimami przewodności (pomiędzy stanami Andrejewa). W szczególności, jest to widoczne w niskich temperaturach, w pobliżu punktu symetrii elektron-dziura, gdzie pojawia się dodatkowa struktura rezonansowa. Ten efekt jest związany z rezonansem Fano [73, 74] i jest przejawem interferencji destruktywnej zachodzącej między elektronami tunelującymi przez stany Andrejewa. Interferencja prowadzi *m.in.* do wygaszenia przewodności [75] i tym samym do gwałtownego wzrostu termosily. W pracy [H8] pokazano, że wraz ze wzrostem sprzężenia do elektrody nadprzewodzącej amplituda 'normalnych' pików termosily zmniejsza się. Ponieważ dodatkowa struktura rezonansowa położona w pobliżu punktu symetrii elektron-dziura bardzo słabo zależy szybkości tunelowania do elektrody nadprzewodzącej to praktycznie się nie zmienia [H8]. Takie zachowanie odbiega od tego obserwowanego dla tróterminalowego układu normalnego, w którym termosila w obszarze blokady kulombowskiej znika na skutek niekoherentnych fluktuacji fazowych wywołanych trzecią elektrodą normalną [75].

5. Krótkoczasowa dynamika w układach hybrydowych [H9]

Zastosowanie technik ultra szybkiej spektroskopii czasowo-rozdzielczej do badań układów nanoskopowych [76, 77] pozwala na nowo spojrzeć na problemy występujące w układach kwantowych. Przy użyciu takich metod możliwe jest badanie właściwości układu w warunkach niestacjonarnych, np. transportu przez kropki kwantowe po przyłożeniu krótkoczasowych impulsów napięcia lub innych gwałtownych zmianach parametrów układu. Techniki czasowo-rozdzielcze pozwalają w czasie rzeczywistym obserwować jak układ powraca do stanu równowagi z różnych stanów wzbudzonych. Krótkoczasowa (w zakresie wysokich częstotliwości) dynamika ładunkowa może być badana eksperymentalnie w wieloterminalowych układach hybrydowych z kropką kwantową sprzężoną z jedną elektrodą nadprzewodzącą oraz kilkoma elektrodami normalnymi [78].

Praca [H9] otwiera zupełnie nowy kierunek badań, który dotyczy analizy dynamiki procesów transportowych w zakresie krótkich czasów, wykorzystując **rozkład czasów oczekiwania** (WTD - z ang. *waiting time distribution*). WTD definiuje się jako prawdopodobieństwo czasu jaki upływa między kolejnymi procesami tunelowymi [79]. W pracy [H9] zbadano układ kropki kwantowej silnie sprzężonej z elektrodą nadprzewodzącą (przybliżenie BCS) oraz słabo sprzężoną z dwiema elektrodami normalnymi w limicie atomowym (dla dużej przerwy nadprzewodzącej, $\Delta \rightarrow \infty$). Badania przeprowadzono dla dużych napięć w takiej konfiguracji, że transport był jednokierunkowy. Dynamika była analizowana przy zastosowaniu uogólnionego równania master dla zredukowanej macierzy gęstości, w którym uwzględniono efekty koherencji.

W pracy [H9] zbadano wpływ współzawodnictwa między koherentnymi oscylacjami par Coopera a procesami przeskoku elektronów między elektrodami metalicznymi zarówno na lokalne jak i na nielokalne czasy oczekiwania. Nielokalne czasy oczekiwania mają inne charakterystyki niż lokalne czasy oczekiwania, zwłaszcza gdy w układzie jest zaburzona symetria elektron-dziura. Zarówno w lokalnych jak i nielokalnych rozkładach czasów oczekiwania w skorelowanych procesach przeskoku znaleziono koherentne oscylacje między stanami Andrejewa. Oscylacje są wywołane koherentnymi przeskokami par Coopera między kropką kwantową a elektrodą nadprzewodzącą [80]. Zupełnie inny obraz pojawia się gdy na kropkę kwantową wskoczy elektron z elektrody normalnej. Powoduje to, że na kropce kwantowej znika nadprzewodzący efekt bliskości. W rozkładach oczekiwania zamiast oscylacji obserwuje się wtedy eksponencjalny zanik prawdopodobieństwa obsadzenia stanu jednoelektronowego wraz z upływem czasu [80].

W pracy [H9] zbadano również prądy przejściowe (niestacjonarne). W prądach znaleziono dobrze widoczne oscylacje, których okres (podobnie jak dla czasów oczekiwania) można kontrolować napięciem bramki. Analiza prądów przejściowych pozwoliła znaleźć mikroskopowe procesy relaksacji, które dominują w zakresie krótkich oraz długich czasów. Okazało się, że czasy relaksacji zależą od początkowego stanu układu i można nimi manipulować zmieniając sprzężenia kropki kwantowej z elektrodami normalnymi.

W pracy [H9] przedstawiono wyniki wstępnych badań, które pokazują, że nowa tematyka badawcza jest bardzo interesująca i warto ją rozwijać i kontynuować.

Najważniejsze osiągnięcia

W rozprawie przedstawiłem badania teoretyczne wpływu dynamiki ładunkowej i spinowej na lokalne i nielokalne własności transportowe układów o rozmiarach nanometrów. W celu uchwycenia istotnych aspektów korelacji elektronowych rozważyłem różne układy modelowe kropek kwantowych z elektrodami metalicznymi, ferromagnetycznymi oraz nadprzewodzącymi.

Do najważniejszych osiągnięć zaliczam:

- Uogólnienie metody bozonów pomocniczych Kotliara-Ruckensteina przez wprowadzenie bozonów pomocniczych dla stanów singletowego i trypletowych w celu uchwycenia istotnych efektów korelacyjnych w transporcie przez układ dwóch kropek kwantowych połączonych szeregowo. [H1]
- Zbadanie wpływu współzawodnictwa tunelowania przez stan singletowy i stany trypletowe na kształt charakterystyk magnetooporu tunelowego (TMR). Wykazanie, że charakterystyki TMR bardzo mocno zależą od stanu podstawowego układu, oraz, że są bardzo czułe na lokalną konfigurację spinową na kropce kwantowej. Pokazanie, że TMR ma odmienne właściwości w zależności od charakteru (antyferromagnetyczne lub ferromagnetyczne) oddziaływania wymiany co jest spowodowane inną konfiguracją stanu singletowego i stanów trypletowych na kropce kwantowej oraz współzawodnictwa spinowo-zależnych szybkości tunelowania. [H2]
- Przeanalizowanie dynamicznych (zależnych od napięcia) efektów ładowania w układzie dwóch kropek kwantowych połączonych szeregowo z elektrodami. Znalezienie (w limicie tunelowania sekwencyjnego) i zbadanie nowego efektu dynamicznego przełączania polaryzacji, który jest rezultatem współzawodnictwa między procesami tunelowymi z różnych kanałów przewodnictwa. Efekt powinien być obserwowalny w układach wielu kropek kwantowych. [H3]
- Przystudiowanie mikroskopowych aspektów dynamicznych korelacji prądowych w układzie kropek kwantowych sprzężonych elektrostatycznie. Pokazanie, że poza obszarem blokady kulombowskiej występują bardzo silne nielocalne korelacje prądowe odpowiedzialne za pojawienie się zjawisk pompowania ładunku oraz dynamicznej blokady kulombowskiej, które powodują grupowanie elektronów i odpowiadają za ogromny wzrost współczynnika Fano oraz dodatnie prądowe korelacje krzyżowe. [H4]
- Zbadanie współzawodnictwa balistycznego tunelowania elektronów (ET) oraz lokalnych (DAR) i nielokalnych (CAR) procesów Andrejewa na transport w trójterminalowym układzie hybrydowym z kropką kwantową w obecności oddziaływań kulombowskich i korelacji Kondo. Wykazanie, że w tym układzie przewodność nielokalna może przyjmować wartości ujemne gdy dominującą rolę odgrywają procesy CAR. Pokazanie jak można, z pomiarów lokalnych i nielokalnych oporów metodą czterosondową, uzyskać informacje o przewodnościach częściowych, w szczególności o współzawodnictwie procesów ET i CAR. Pokazanie, że takie pomiary mogą zapewnić kontrolowaną i precyzyjną metodę określania położenia stanów Andreeva. Określenie optymalnych warunków pracy układu w celu uzyskania największej efektywności rozdzielania par Coopera. [H5, H6, H7]
- Zaproponowanie nowego sposobu definiowania lokalnych i nielokalnych współczynników Seebecka w układach wieloterminalowych. Opracowanie dwuetapowej procedury pomiarowej, która wykorzystuje technikę czterosondową w celu określenia częściowych współczynników termoelektrycznych ($\mathcal{L}_{ij,T}$) z pomiarów lokalnych i nielokalnych przewodności oraz termosil. [H8]

VI. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

W kolejności chronologicznej:

- [O1] G. Michałek*, B. R. Bułka
Current shot noise and bunching of electrons in multilevel quantum dots
Acta Physica Polonica A **113**, 27 (2008).
- [O2] G. Michałek, B. R. Bułka
Interference effects in three-terminal hybrid systems with quantum dots
Acta Physica Polonica A **122**, 981 (2012).
- [O3] G. Michałek*
Threshold effects in three-terminal hybrid systems
Acta Physica Polonica A **126**, 224 (2014).

1. Wzmocnienie korelacji prądowych w obecności stanu singletowego i stanów trypletowych [O1]

Zbadano szum prądowy przez stan singletowy i stany trypletowe w układzie wielopoziomowej kropki kwantowej połączonej z dwiema elektrodami metalicznymi w limicie tunelowania sekwencyjnego [?]. Analizę fluktuacji prądowych przeprowadzono stosując przybliżenie szumu generacyjno-rekombinacyjnego dla przypadku wielokanałowego przewodnictwa elektronów [?, ?]. W celu wyeliminowania wpływu procesów tunelowania wstecznego (z ang. *backscattering*) na procesy relaksacji między stanami trypletowymi i singletem oraz między stanami podwójnie i pojedynczo obsadzonymi obliczenia wykonano dla dużych napięć (transport jednokierunkowy).

Znaleziono, że bardzo szybkie procesy relaksacji ze stanów trypletowych do stanu singletowego wywołują ujemne korelacje między tunelującymi elektronami. W efekcie w transporcie obserwuje się rozgrupowanie elektronów co prowadzi do obniżenia szumu prądowego poniżej wartości poissonowskiej. W przypadku odwrotnym, powolnych procesów relaksacji (*np.* odwrócenia spinu – z ang. *spin-flip*), szумы prądowe mogą być wzmocnione powyżej wartości poissonowskiej jedynie w obszarze niskoczęstotliwościowym. Przyczyną jest dynamiczna blokada spinowa, która pojawia się między kanałami trypletowymi i singletem. Znaleziono zakres parametrów dla którego zjawisko jest obserwowalne.

2. Wpływ nielokalnych procesów Andrejewa na efekty interferencyjne [O2]

Rozpatrzono układ hybrydowy składający się z dwóch sprzężonych kropek kwantowych. Jedna z kropek kwantowych została połączona z elektrodą w stanie normalnym oraz z elektrodą w stanie nadprzewodzącym (opisaną w przybliżeniu BCS) natomiast do drugiej kropki kwantowej podłączono dodatkową (boczną) elektrodę w stanie normalnym, która jest źródłem dekoherencji.

Dla małych napięć, głęboko wewnątrz przerwy nadprzewodzącej, zbadano przewodność lokalną. Z kształtu krzywych przewodności wywnioskowano, że w układzie występuje interferencja (rezonans Fano). Znaleziono, że kształt rezonansów zależy od współzawodnictwa lokalnych (DAR) i nielokalnych (CAR) procesów Andrejewa. Współzawodnictwo może być kontrolowane

*autor korespondencyjny

przez parametr makroskopowy: sprzężenie tunelowe z boczną elektrodą. Dla małych sprzężeń tunelowych dominującą rolę odgrywają procesy lokalne (DAR), które odpowiadają za kształt typowy dla rezonansu Fano. W miarę wzrostu sprzężenia z boczną elektrodą wzrasta dekoherencja, która niszczy rezonans Fano w przewodności lokalnej (DAR). Jednocześnie wzrasta wpływ procesów nielokalnych (CAR), które współzawodniczą z procesami interferencyjnymi związanymi z przeskokami między kropkami kwantowymi. Dla silnych sprzężeń tunelowych z boczną elektrodą procesy nielocalne (CAR) dominują i manifestują się w przewodności w postaci piku. Z kolei gdy sprzężenie tunelowe z boczną elektrodą znacznie przewyższa sprzężenie między kropkami kwantowymi interferencja kwantowa oraz nadprzewodzący efekt bliskości są kompletnie niszczone.

3. Efekty brzegowe w trójterminalowych układach hybrydowych [O3]

Przestudiowano transport koherentny w układzie kropki kwantowej sprzężonej z dwoma pół-nieskończonymi jednowymiarowymi drutami (elektroda źródła i elektroda boczna) w stanie normalnym oraz elektrodą (dren) nadprzewodzącą. Druty zostały opisane w modelu ciąsnego wiązania dla pół-nieskończonego łańcucha atomów natomiast elektroda nadprzewodząca w przybliżeniu BCS. Otwarcie nowego kanału przewodnictwa w bocznym drucie kwantowym aktywuje transport balistyczny elektronów (ET) oraz nielocalne procesy Andrejewa (CAR), które wpływają na prąd płynący między źródłem i drenem w wyniku lokalnych procesów Andrejewa (DAR). Największe zmiany w przewodności źródło–dren (tzw. **osobliwości Wignera** – z ang. *Wigner singularities* [?]) pojawiają się gdy napięcie bramki przesuwają krawędź pasma przewodnictwa w drucie bocznym. Zbadano jak kształt osobliwości Wignera zmienia się w zależności od warunków interferencji (*np.* symetrii elektron-dziura na kropce kwantowej). Z kolei analiza różnych wkładów do transmisji i przewodności pozwoliła określić procesy mikroskopowe odpowiedzialne za specyficzny kształt osobliwości.

Bibliografia

- [1] W. G. van der Wiel, S. De Franceschi, J. M. Elzerman, T. Fujisawa, S. Tarucha and L. P. Kouwenhoven, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1 (2003).
- [2] D. M. Zumbühl, C. M. Marcus, M. P. Hanson and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 256801 (2004).
- [3] P. Zoller, Th. Beth, D. Binosi, R. Blatt, H. Briegel, D. Bruss, T. Calarco, J. I. Cirac, D. Deutsch, J. Eisert, A. Ekert, C. Fabre, N. Gisin, P. Grangiere, M. Grassl, S. Haroche, A. Imamoglu, A. Karlson, J. Kempe, L. Kouwenhoven, S. Kröll, G. Leuchs, M. Lewenstein, D. Loss, N. Lütkenhaus, S. Massar, J. E. Mooij, M. B. Plenio, E. Polzik, S. Popescu, G. Rempe, A. Sergienko, D. Suter, J. Twamley, G. Wendin, R. Werner, A. Winter, J. Wrachtrup and A. Zeilinger, *Eur. Phys. J. D* **36**, 203 (2005).
- [4] D. Sander, S. O. Valenzuela, D. Makarov, C. H. Marrows, E. E. Fullerton, P. Fischer, J. McCord, P. Vavassori, S. Mangin, P. Pirro, B. Hillebrands, A. D. Kent, T. Jungwirth, O. Gutfleisch, C. G. Kim and A. Berger, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 363001 (2017).
- [5] A. Martín-Rodero and A. Levy-Yeyati, *Adv. Phys.* **60**, 899 (2011).
- [6] S. De Franceschi, L. Kouwenhoven, C. Schönenberger and W. Wernsdorfer, *Nat. Nanotechnol.* **5**, 703 (2010).
- [7] P. Recher, E. V. Sukhorukov and D. Loss, *Phys. Rev. B* **63**, 165314 (2001).
- [8] S. Russo, M. Kroug, T. M. Klapwijk and A. F. Morpurgo, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 027002 (2005).
- [9] J. Wei and V. Chandrasekhar, *Nat. Phys.* **6**, 494 (2010).
- [10] L. Hofstetter, S. Csonka, J. Nygård and C. Schönenberger, *Nature* **461**, 960 (2009).
- [11] M. Eschrig, *Physics Today* **64**, 43 (2011).
- [12] J. Schindele, A. Baumgartner and C. Schönenberger, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 157002 (2012).
- [13] B. Braunecker, P. Bursat and A. Levy-Yeyati, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 136806 (2013).
- [14] J. J. He, J. Wu, T.-P. Choy, X.-J. Liu, Y. Tanaka and K. T. Law, *Nat. Commun.* **5**, 3232 (2014).
- [15] R. Lü, H.-Z. Lu, X. Dai and J. Hu, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 495304 (2009).
- [16] D. Futterer, M. Governale, and J. König, *Europhys. Lett.* **91**, 47004 (2010).
- [17] F. Mazza, S. Valentini, R. Bosisio, G. Benenti, V. Giovannetti, R. Fazio and F. Taddei, *Phys. Rev. B* **91**, 245435 (2015).
- [18] S. R. Elliott and M. Franz, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 137 (2015).
- [19] Ya. M. Blanter and M. Büttiker, *Phys. Rep.* **336**, 1 (2000).
- [20] F. Giazotto, T. T. Heikkilä, A. Luukanen, A. M. Savin and J. P. Pekola, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 217 (2006).
- [21] J. T. Muhonen, M. Meschke and J. P. Pekola, *Rep. Prog. Phys.* **75**, 046501 (2012).
- [22] G. Benenti, G. Casati, K. Saito and R. S. Whitney, *Phys. Rep.* **694**, 1 (2017).

- [23] Y. Dubi and M. Di Ventra, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 131 (2011).
- [24] F. Mazza, R. Bosisio, G. Benenti, V. Giovannetti, R. Fazio and F. Taddei, *New J. Phys.* **16**, 085001 (2014).
- [25] H. Thierschmann, R. Sánchez, B. Sothmann, F. Arnold, C. Heyn, W. Hansen, H. Buhmann and L. W. Molenkamp, *Nat. Nanotechnol.* **10**, 854 (2015).
- [26] J. Liu, Q.-F. Sun and X. C. Xie, *Phys. Rev. B* **81**, 245323 (2010).
- [27] O. Entin-Wohlman and A. Aharony, *Phys. Rev. B* **85**, 085401 (2012).
- [28] K. Brandner, K. Saito and U. Seifert, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 070603 (2013).
- [29] B. Sothmann, R. Sánchez and A. N. Jordan, *Nanotechnology* **26**, 032001 (2015).
- [30] H. Haug and A.-P. Yauho, *Quantum Kinetics in Transport and Optics of Semiconductors* (2nd Edition, Springer-Verlag, Berlin, 2008).
- [31] G. Kotliar and A. E. Ruckenstein, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1362 (1986).
- [32] R. Aguado and D. C. Langreth, *Phys. Rev. B* **67**, 245307 (2003).
- [33] D. Loss and D. P. DiVincenzo, *Phys. Rev. A* **57**, 120 (1998).
- [34] J. R. Petta, H. Lu and A. C. Gossard, *Science* **327**, 669 (2010).
- [35] I. Weymann, *Europhys. Lett.* **76**, 1200 (2006).
- [36] I. Weymann and J. Barnaś, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 096208 (2007).
- [37] T. Kostyrko and B. R. Bułka, *Phys. Rev. B* **67**, 205331 (2003).
- [38] J. König and Y. Gefen, *Phys. Rev. B* **71**, 201308 (2005).
- [39] D. T. McClure, L. DiCarlo, Y. Zhang, H.-A. Engel, C. M. Marcus, M. P. Hanson and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 056801 (2007).
- [40] Y. Zhang, L. DiCarlo, D. T. McClure, M. Yamamoto, S. Tarucha, C. M. Marcus, M. P. Hanson and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 036603 (2007).
- [41] G. Michałek and B. R. Bułka, *Eur. Phys. J. B* **28**, 121 (2002).
- [42] B. R. Bułka, *Phys. Rev. B* **62**, 1186 (2000).
- [43] B. N. Narozhny and A. Levchenko, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 025003 (2016).
- [44] E. Onac, F. Balestro, L. H. Willems van Beveren, U. Hartmann, Y. V. Nazarov and L. P. Kouwenhoven, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 176601 (2006).
- [45] H. Kajueter and G. Kotliar, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 131 (1996).
- [46] A. Levy Yeyati, A. Martín-Rodero and F. Flores, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2991 (1993).
- [47] J. C. Cuevas, A. Levy-Yeyati and A. Martín-Rodero, *Phys. Rev. B* **63**, 094515 (2001).
- [48] R. S. Deacon, Y. Tanaka, A. Oiwa, R. Sakano, K. Yoshida, K. Shibata, K. Hirakawa and S. Tarucha, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 076805 (2010).
- [49] R. S. Deacon, Y. Tanaka, A. Oiwa, R. Sakano, K. Yoshida, K. Shibata, K. Hirakawa and S. Tarucha, *Phys. Rev. B* **81**, 121308(R) (2010) and the supplemented on-line information.
- [50] H. Soller and A. Komnik, *Physica E* **44**, 425 (2011).
- [51] M. Büttiker, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1761 (1986).

- [52] M. Büttiker, *IBM J. Res. Develop.* **32**, 317 (1988).
- [53] Yu. V. Nazarov and Y. M. Blanter, *Quantum transport: Introduction to nanoscience* (Cambridge University Press, Cambridge, 2009).
- [54] C. J. Lambert, V. C. Hui and S. J. Robinson, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 4187 (1993).
- [55] N. K. Allsopp, V. C. Hui, C. J. Lambert and S. J. Robinson, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 10475 (1994).
- [56] P. Cadden-Zimansky and V. Chandrasekhar, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 237003 (2006).
- [57] J. Brauer, F. Hübner, M. Smetanin, D. Beckman and H. v. Löhneysen, *Phys. Rev. B* **81**, 024515 (2010).
- [58] J. L. Webb, B. J. Hickey and G. Burnell, *Phys. Rev. B* **86**, 054525 (2012).
- [59] G. Falci, D. Feinberg and F. W. J. Hekking, *Europhys. Lett.* **54**, 255 (2001).
- [60] D. S. Golubev and A. D. Zaikin, *Phys. Rev. B* **76**, 184510 (2007).
- [61] S. Duhot and R. Mélin, *Phys. Rev. B* **77**, 014525 (2008).
- [62] J. Schindele, A. Baumgartner, R. Maurand, M. Weiss and C. Schönenberger, *Phys. Rev. B* **89**, 045422 (2014).
- [63] J. D. Pillet, P. Joyez, R. Žitko and F. M. Goffman, *Phys. Rev. B* **88**, 045101 (2013).
- [64] E. J. H. Lee, X. Jiang, R. Aguado, G. Katsaros, C. M. Lieber and S. De Franceschi, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 186802 (2012).
- [65] E. J. H. Lee, X. Jiang, M. Houzet, R. Aguado, C. M. Lieber and S. De Franceschi, *Nat. Nanotechnol.* **9**, 79 (2014).
- [66] L. G. Herrmann, F. Portier, P. Roche, A. L. Yeyati, T. Kontos and C. Strunk, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 026801 (2010).
- [67] Z. Cao, T. F. Fang, L. Li and H. G. Luo, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 212601 (2015).
- [68] R. S. Deacon, A. Oiwa, J. Sailer, S. Baba, Y. Kanai, K. Shibata, K. Hirakawa and S. Tarucha, *Nat. Commun.* **6**, 7446 (2015).
- [69] P. A. Jacquet, *J. Stat. Phys.* **134**, 709 (2009).
- [70] P. Machon, M. Eschrig and W. Belzig, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 047002 (2013) *and supplementary material*.
- [71] D. Sánchez and L. Serra, *Phys. Rev. B* **84**, 201307 (2011).
- [72] K. I. Wysokiński, *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 335303 (2012).
- [73] B. R. Bułka and P. Stefański, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5128 (2001).
- [74] J. Barański and T. Domański, *Phys. Rev. B* **84**, 195424 (2011).
- [75] T. Nakanishi and T. Kato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 034715 (2007).
- [76] J. Orenstein, *Physics Today* **65** 44 (2012).
- [77] R. Pazourek, S. Nagele and J. Burgdörfer, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 765 (2015).
- [78] J. Gramich, A. Baumgartner and C. Schönenberger, *Phys. Rev. B* **96**, 195418 (2017).
- [79] T. Brandes, *Ann. Phys. (Berlin)* **17**, 477 (2008).
- [80] L. Rajabi, Ch. Pörtl and M. Governale, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 067002 (2013).

- [81] G. Schön in *Quantum Transport and Dissipation* edited by T. Dittrich, P. Hänggi, G.-L. Ingold, B. Kramer, G. Schön, W. Zwerger, Chap. 3 (New York: Wiley-VCH, 1998).
- [82] K. M. van Vliet and J. R. Fasset, in *Fluctuation Phenomena in Solids*, edited by R. E. Burgess, p. 267 (Academic Press, New York, 1965).
- [83] A. N. Korotkov, *Phys. Rev. B* **49**, 10381 (1994).
- [84] B. R. Bulka and A. Tagliacozzo, *Phys. Rev. B* **79**, 075436 (2009).

Grzegorz Michałek

(podpis Wnioskodawcy)