

## AUTOREFERAT

### Spis treści

|                                                                                                                                                    |           |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1 Dane personalne</b>                                                                                                                           | <b>2</b>  |
| <b>2 Wykształcenie i stopnie naukowe</b>                                                                                                           | <b>2</b>  |
| <b>3 Zatrudnienie</b>                                                                                                                              | <b>3</b>  |
| <b>4 Osiągnięcia naukowe według art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy</b>                                                                                  | <b>4</b>  |
| 4.1 Informacja zbiorcza o opublikowanych pracach naukowych . . . . .                                                                               | 4         |
| 4.2 Wykaz opublikowanego cyklu artykułów stanowiących osiągnięcie naukowe zgodnie art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy . . . . .                          | 4         |
| 4.3 Opis osiągnięcia naukowego stanowiącego przedmiot habilitacji:<br>cykl publikacji pt. <u>Topologia i dynamika układów kwantowych</u> . . . . . | 7         |
| 4.3.1 Wprowadzenie . . . . .                                                                                                                       | 7         |
| 4.3.2 Stany chronione topologicznie i cząstki Majorany . . . . .                                                                                   | 8         |
| 4.3.3 Heterostruktura izolator topologiczny - nadprzewodnik . . . . .                                                                              | 12        |
| 4.3.4 Wierność i splątanie stanów topologicznych . . . . .                                                                                         | 13        |
| 4.3.5 Termalizacja i dynamika . . . . .                                                                                                            | 16        |
| 4.3.6 Dynamiczne przejścia fazowe . . . . .                                                                                                        | 16        |
| <b>5 Inne osiągnięcia naukowe</b>                                                                                                                  | <b>22</b> |
| 5.1 Konferencyjne referaty zaproszone . . . . .                                                                                                    | 22        |
| 5.2 Referaty zaproszone w placówkach badawczych oraz uczelniach . . . . .                                                                          | 22        |
| 5.3 Inne wystąpienia z referatem . . . . .                                                                                                         | 22        |
| 5.4 Wystąpienia z "posterem" . . . . .                                                                                                             | 23        |
| 5.5 Wizyty naukowe w innych ośrodkach . . . . .                                                                                                    | 23        |
| 5.6 Udział w konferencjach i szkołach bez wystąpienia . . . . .                                                                                    | 23        |
| 5.7 Współpracownicy Międzynarodowi: . . . . .                                                                                                      | 24        |
| <b>6 Dydaktyka, zasięg aktywności zawodowej oraz współpraca międzynarodowa</b>                                                                     | <b>25</b> |
| 6.1 Dydaktyka . . . . .                                                                                                                            | 25        |
| 6.2 Organizacja konferencji . . . . .                                                                                                              | 26        |
| 6.3 Inna działalność . . . . .                                                                                                                     | 26        |
| <b>7 Inne osiągnięcia naukowe</b>                                                                                                                  | <b>27</b> |
| 7.1 Kierowanie projektami naukowymi . . . . .                                                                                                      | 27        |
| 7.2 Działalność recenzencka . . . . .                                                                                                              | 27        |
| 7.3 Wykaz pozostałych publikacji naukowych . . . . .                                                                                               | 27        |
| 7.3.1 Artykuły w czasopismach naukowych po otrzymaniu stopnia doktora . . . . .                                                                    | 27        |
| 7.3.2 Doniesienia konferencyjne po otrzymaniu stopnia doktora . . . . .                                                                            | 28        |
| 7.3.3 "Lecture notes" opublikowane po doktoracie . . . . .                                                                                         | 28        |
| 7.3.4 Rozdziały książkowe (on-line) po otrzymaniu stopnia doktora . . . . .                                                                        | 28        |
| 7.3.5 Artykuły w czasopismach naukowych przed otrzymaniem stopnia doktora . . . . .                                                                | 28        |
| 7.4 Pozostałe osiągnięcia naukowo-badawcze (które nie wchodzą do zakresu stanowiącego dorobek habilitacyjny) . . . . .                             | 29        |

## 1 Dane personalne

Imię i nazwisko: Nicholas Sedlmayr  
Data i miejsce urodzenia: 10.04.1980, Shoreham-by-Sea, Wielka Brytania  
Adres służbowy: Instytut Fizyki  
Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej  
pl. Marii Curie-Skłodowskiej 1  
20-031 Lublin, Polska

Telefon: +48 81 537 61 94

Email: [sedlmayr@umcs.pl](mailto:sedlmayr@umcs.pl)  
Strona internetowa: <http://nick.sedlmayr.co.uk>

## 2 Wykształcenie i stopnie naukowe

- 2006 Ph.D., Fizyka Teoretyczna The University of Birmingham, Wielka Brytania  
Praca naukowa pod opieką Prof. Igora Lerner i Dr Igora Yurkevich  
Temat rozprawy doktorskiej: "Blokada Coulomba w kropkach kwantowych oraz kwantowy metamagnetyczny punkt krytyczny"  
Potwierdzenie uzyskania stopnia naukowego przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego: Warszawa, 10.02.2017
- 2002 MSci. First class with honours  
Polski odpowiednik: Mgr, ocena "bardzo dobry" z wyróżnieniem  
Fizyka Teoretyczna i Matematyka Stosowana  
The University of Birmingham, Wielka Brytania  
Nagroda roku 2002 "Moreton Prize" (dla drugiego najlepszego absolwenta roku)  
Potwierdzenie uzyskania stopnia naukowego przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego: Warszawa, 10.02.2017

### 3 Zatrudnienie

- 2019 - Adiunkt  
Instytut Fizyki, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie  
tematyka badawcza: *izolatory topologiczne, stany związane Majorany, dynamika kwantowa*
- 2017 - 2019 Adiunkt  
Wydział Matematyki i Fizyki Stosowanej, Politechnika Rzeszowska  
*Praca w grupie "Spintronika", tematyka badawcza: izolatory topologiczne, stany związane Majorany, dynamika kwantowa*
- 2015 - 2017 Pracownik naukowo-badawczy i wykładowca  
Institute for Mathematical and Theoretical Physics  
Michigan State University, East Lansing, U.S.A.  
*Praca badawcza nad strukturami hybrydowymi topologicznych nadprzewodników i izolatorów, opis teoretyczny eksperymentów wykonywanych w grupie Prof. Stuarta Tessmer.*
- 2013 - 2015 Pracownik naukowo-badawczy  
Institute of Theoretical Physics, CEA Saclay, Francja  
*Współpraca z Prof. Cristiną Bena and Prof. Pascalem Simon nad istnieniem stanów związanych Majorany na granicy nadprzewodników topologicznych.*
- 2010 - 2013 Pracownik naukowo-dydaktyczny  
Department of Physics, University of Kaiserslautern, Niemcy  
*Współpraca z Jun. Prof. Jesko Sirker i Prof. Sebastianem Eggert nad jednowymiarowymi silnie skorelowanymi układami, dynamiką kwantową i izolatorami topologicznymi.*
- 2007 - 2009 Pracownik naukowo-badawczy  
Institute of Physics, Martin Luther University  
Halle (Saale), Niemcy  
*Współpraca z Prof. Jamalem Berakdar nad dynamiką i oddziaływaniami ścianek domenowych.*
- 2006 - 2007 Pracownik naukowo-badawczy  
Max-Planck Institute for Microstructure Physics  
Halle (Saale), Niemcy  
*Współpraca z Prof. Jamalem Berakdar nad dynamiką i oddziaływaniami ścianek domenowych.*

## 4 Osiągnięcia naukowe według art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy

### 4.1 Informacja zbiorcza o opublikowanych pracach naukowych

Jestem współautorem 30 artykułów naukowych w recenzowanych czasopismach naukowych, 3 doniesień konferencyjnych, 1 zbioru notatek do wykładu, oraz jednego rozdziału książkowego (dostępnego on-line).

Publikacje naukowe ujęte w bazie Web of Science: (stan na dzień 23/01/2020)

- Indeks Hirscha (h-indeks): 11
- Całkowita liczba publikacji (artykułów): 36
- Liczba cytowań: 283
- Liczba cytowań bez autocytowań: 216
- średnia liczba cytowań przypadająca na jedną publikację: 7.86

Publikacje naukowe ujęte w bazie Google Scholar: (stan na dzień 23/01/2020)

- Indeks Hirscha (h-indeks): 11
- Liczba cytowań: 348

### 4.2 Wykaz opublikowanego cyklu artykułów stanowiących osiągnięcie naukowe zgodnie art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy

- (H1) F. Gebhard, K. zu Münster, J. Ren, N. Sedlmayr, J. Sirker, and B. Ziebarth  
*Particle injection into a chain: decoherence versus relaxation for Hermitian and non-Hermitian dynamics*  
Annalen der Physik, **524**, 286 (2012)  
**5 cytowań - Impact Factor 3.276 - punkty MNiSW: 100**  
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń analitycznych zaprezentowanych w sekcji 3, 4 i 5, na zaplanowaniu i przeprowadzeniu obliczeń numerycznych zaprezentowanych na rysunkach 2,3,4,5,6,7 i 13, na analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.
- (H2) N. Sedlmayr, J. Ren, F. Gebhard, and J. Sirker  
*Closed and open system dynamics in a fermionic chain with a microscopically specified bath: Relaxation and thermalization*  
Phys. Rev. Lett., **110**, 100406 (2013)  
**11 cytowań - Impact Factor 9.227 - punkty MNiSW: 200**  
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń analitycznych, analizie danych, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.
- (H3) J. Sirker, N.P. Konstantinidis, F. Andraschko, and N. Sedlmayr  
*Locality and thermalization in closed quantum systems*  
Phys. Rev. A, **89**, 042104 (2014)  
**36 cytowań - Impact Factor 2.907 - punkty MNiSW: 100**  
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń analitycznych zaprezentowanych w sekcji II i III, zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń numerycznych zaprezentowanych na rysunku 6, analizie danych, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.
- (H4) J. Sirker, M. Maiti, N.P. Konstantinidis, and N. Sedlmayr  
*Boundary fidelity and entanglement in the symmetry protected topological phase of the SSH model*  
Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment, P10032 (2014)  
**22 cytowań - Impact Factor 2.371 - punkty MNiSW: 70**  
Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń analitycznych zaprezentowanych w sekcji 2 i 3, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.



- (H5) N. Sedlmayr, and C. Bena  
*Visualising Majorana bound states in 1D and 2D using the generalised Majorana polarisation*  
 Phys. Rev. B, **92**, 115115 (2015)  
**22 cytowań - Impact Factor 3.736 - punkty MNiSW: 140**  
 Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zaplanowaniu i wykonaniu wszystkich obliczeń analitycznych i numerycznych, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.
- (H6) N. Sedlmayr, J.M. Aguiar-Hualde, and C. Bena  
*Flat Majorana bands in 2d lattices with inhomogeneous magnetic fields: topology and stability*  
 Phys. Rev. B, **91**, 115415 (2015)  
**21 cytowań - Impact Factor 3.736 - punkty MNiSW: 140**  
 Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zaplanowaniu i wykonaniu wszystkich obliczeń analitycznych, zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń numerycznych zaprezentowanych na rysunkach 1, 2, 3, 4, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, i 17, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.
- (H7) N. Sedlmayr, M. Guigou, P. Simon, and C. Bena  
*Majoranas with and without a ‘character’: hybridization, braiding and Majorana number*  
 Journal of Physics: Condensed Matter, **27**, 455601 (2015)  
**5 cytowań - Impact Factor 2.711 - punkty MNiSW: 70**  
 Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na rozwinięciu idei zaprezentowanych w sekcji II, zaplanowaniu i wykonaniu wszystkich obliczeń analitycznych i numerycznych, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.
- (H8) E. König, A. Levchenko, and N. Sedlmayr  
*Universal fidelity near quantum and topological phase transitions in finite 1D systems*  
 Phys. Rev. B, **93**, 235160 (2016)  
**9 cytowań - Impact Factor 3.736 - punkty MNiSW: 140**  
 Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na częściowym zaplanowaniu projektu, zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń numerycznych zaprezentowanych na rysunku 4, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.
- (H9) M. Guigou, N. Sedlmayr, J.M. Aguiar-Hualde, and C. Bena  
*Signature of a topological phase transition in long SN junctions in the spin-polarized density of states*  
 Europhys. Lett., **115**, 47005 (2016)  
**7 cytowań - Impact Factor 1.886 - punkty MNiSW: 70**  
 Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń numerycznych zaprezentowanych na rysunkach 2, 5, 6, 7(a,b), 8, i 9, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.
- (H10) N. Sedlmayr, J.M. Aguiar-Hualde, and C. Bena  
*Majorana bound states in open quasi-1D and 2D systems with transverse Rashba coupling*  
 Phys. Rev. B, **93**, 155425 (2016)  
**15 cytowań - Impact Factor 3.736 - punkty MNiSW: 140**  
 Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na częściowym zaplanowaniu projektu, zaplanowaniu i wykonaniu wszystkich obliczeń analitycznych, zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń numerycznych zaprezentowanych na rysunkach 1, 2, 4, 5, 7, 8, 10, 11, 12, 13, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.
- (H11) I.M. Dayton, N. Sedlmayr, V. Ramirez, T. Chasapis, R. Loloee, M. Kanatzidis, A. Levchenko, and S. Tessmer  
*Scanning tunneling microscopy of superconducting topological surface states in  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$*   
 Phys. Rev. B (Rapid Comm.) **93**, 220506(R) (2016)  
**2 cytowań - Impact Factor 3.736 - punkty MNiSW: 140**  
 Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń analitycznych i numerycznych przedstawionych na rysunku 4, zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń analitycznych zaprezentowanych w równaniach 4-7, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.

- (H12) N. Sedlmayr, V. Kaladzhyan, C. Dutreix, and C. Bena  
*Bulk boundary correspondence and the existence of Majorana bound states on the edges of 2D topological superconductors*  
 Phys. Rev. B, **96**, 184516 (2017)  
**7 cytowań - Impact Factor 3.736 - punkty MNiSW: 140**  
 Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zaplanowaniu projektu, zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń numerycznych przedstawionych an rysunkach 1, 2, 4, 5, 6, i 7, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.
- (H13) N. Sedlmayr, P. Jäger, M. Maiti, and J. Sirker  
*Bulk-boundary correspondence for dynamical phase transitions in one-dimensional topological insulators and superconductors*  
 Phys. Rev. B, **97**, 064304 (2018)  
**12 cytowań - Impact Factor 3.736 - punkty MNiSW: 140**  
 Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń analitycznych zaprezentowanych w sekcji II i III, zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń numerycznych przedstawionych an rysunkach 1, 7, 9, 10, 12, 13, i 15, rozwinięciu idei teoretycznych zaprezentowanych w sekcji IV i V, analizie danych zaprezentowanych na rysunkach 2, 6 i 8, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.
- (H14) N. Sedlmayr, M. Fleischhauer, and J. Sirker  
*Fate of dynamical phase transitions at finite temperatures and in open systems*  
 Phys. Rev. B, **97**, 045147 (2018)  
**13 cytowań - Impact Factor 3.736 - punkty MNiSW: 140**  
 Mój wkład w powstanie tej pracy polegał na zaplanowaniu i wykonaniu obliczeń analitycznych zaprezentowanych w sekcji II i III, powtórzeniu wyników analitycznych zaprezentowanych sekcji IV, rozwinięciu kluczowych idei sekcji II, analizie i interpretacji wyników oraz współautorstwie manuskryptu.

## 4.3 Opis osiągnięcia naukowego stanowiącego przedmiot habilitacji: cykl publikacji pt. Topologia i dynamika układów kwantowych

### 4.3.1 Wprowadzenie

Badania prowadzone w zakresie topologii jak i dynamiki układów kwantowych łączą w sobie kilka ważnych koncepcji charakterystycznych dla współczesnej fizyki. Moja dotychczasowa praca badawcza w tej dziedzinie również przyczyniła się do rozwoju niektórych z tych koncepcji.

W zależności od warunków zewnętrznych, np. temperatury czy pola magnetycznego, układ fizyczny może znajdować się w określonej fazie termodynamicznej. Z kolei zmiana tych warunków może spowodować zmianę fazy rozpatrywanego układu. Granica faz rozdziela przestrzeń parametrów lub przestrzeń fazową układu odpowiadającą jakościowo różnym fazom. Zgodnie z landauowską klasyfikacją przejść fazowych, fazy materii odznaczają się określonymi symetriami, które podczas takich przemian ulegają zmianie [1]. W tym schemacie klasyfikacyjnym, każda z faz jest scharakteryzowana przez wielkość odnoszącą się do jej symetrii i jest ona nazywana parametrem porządku. Klasycznym przykładem jest tutaj przejście układu z fazy ferromagnetycznej do paramagnetycznej pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego, gdzie rolę parametru porządku spełnia magnetyzacja. I choć idea topologicznych czy dynamicznych przejść fazowych nie występuje w omawianym schemacie klasyfikacyjnym Landaua, to także daje ona wgląd w teorię przemian fazowych [2, 3, 4].

Stany podstawowe niektórych izolatorów czy nadprzewodników mogą także posiadać własności topologiczne. W takim przypadku ochrona własności topologicznych stanu podstawowego jest zapewniona przez przerwę energetyczną znajdującą się w strukturze pasmowej. Oznacza to, że dowolne modyfikacje struktury pasmowej, które nie prowadzą do zamknięcia przerwy energetycznej nie mogą zmienić własności topologicznych stanu podstawowego. Z kolei w przypadku topologicznych przejść fazowych, dla których symetria pozostaje niezmienną, własności topologiczne stanu podstawowego zazwyczaj będą ulegały zmianie. W tym miejscu warto wspomnieć, że fazę topologiczną można scharakteryzować za pomocą odpowiedniego indeksu topologicznego, który podlega zmianie w trakcie opisywanego przejścia. W rezultacie musi temu towarzyszyć również zamknięcie przerwy energetycznej, ponieważ tylko w ten sposób realizuje się zmiana indeksu topologicznego. Mówiąc ściśle, układ musi również posiadać określone własności symetrii, jako że szczególne rodzaje symetrii układu decydują o możliwych wartościach indeksu topologicznego dozwolonych w różnych wymiarach [5, 6]. Istnieją trzy kluczowe typy symetrii, nazywane symetrią transformacji cząstka-dziura (en. "particle-hole")  $\mathcal{C}$ , parzystością operacji odwrócenia czasu (en. "time-reversal")  $\mathcal{T}$  i chiralnością układu  $\mathcal{V} = \mathcal{CT}$ . Dla zadanego Hamiltonianu  $H$  symetria cząstka-dziura wymaga żeby  $\{H, \mathcal{C}\} \equiv H\mathcal{C} + \mathcal{C}H = 0$ , gdzie  $\mathcal{C}^2 = \pm 1$ , parzystość jest związana z warunkiem  $[H, \mathcal{T}] = H\mathcal{T} - \mathcal{T}H = 0$  z  $\mathcal{T}^2 = \pm 1$ , zaś chiralność odpowiednio  $\{H, \mathcal{V}\} = 0$ .

W teorii Landaua przejście między różnymi fazami jest związane z utratą własności analitycznych energii swobodnej. Z kolei w przypadku dynamicznych przejść fazowych brak analityczności jest obserwowany dla określonego czasu w amplitudzie Loschmidta. Amplituda Loschmidta może być uważana za uogólnioną sumę statystyczną, tj. funkcję, która zawiera informację o energii swobodnej opisującej fazy równowagowe.

W trakcie swojej pracy naukowej byłem skoncentrowany nie tylko na badaniach dotyczących natury faz topologicznych, dynamice kwantowej, czy dynamicznych przejściach fazowych. Moje badania dotyczyły także sposobów, w jaki te zagadnienia łączą się ze sobą. W ostatnich latach byłem szczególnie zainteresowany połączeniem badań w zakresie topologicznych i dynamicznych przejść fazowych, co w rezultacie doprowadziło mnie do zajęcia się dynamicznymi przejściami fazowymi w izolatorach topologicznych i nadprzewodnikach. Moja dotychczasowa tematyka badawcza obejmuje takie zagadnienia jak symetria, topologia i dynamika. Obecnie należą one do najważniejszych zagadnień współczesnej fizyki materii skondensowanej.



### 4.3.2 Stany chronione topologicznie i cząstki Majorany

Jednym z głównych powodów zainteresowania izolatorami topologicznymi i nadprzewodnikami jest istnienie na powierzchni (w przypadku układów trójwymiarowych), na brzegu (w przypadku układów dwuwymiarowych) lub na krawędziach (w przypadku układów jednowymiarowych) silnie chronionych stanów topologicznych. W układach, gdzie stan topologiczny jest raczej chroniony przez nadprzewodzącą przerwę energetyczną niż przez pasmową przerwę energetyczną mogą wystąpić stany związane Majorany [7, 8]. Cząstki Majorany to fermiony, które są jednocześnie swoimi własnymi antycząstkami. Mają one dość nietypowe własności, które mogą zostać wykorzystane do budowy komputerów kwantowych [9]. Te topologicznie chronione stany brzegowe pojawiają się lub znikają wtedy, gdy przekraczana jest granica fazy topologicznej i topologia fazy objętościowej ulega zmianie. Dla rozważanych tutaj układów fazy skondensowanej przemiana cząstki w antycząstkę zastąpiona jest przemianą cząstka-dziura. Wspomniane topologicznie chronione stany brzegowe pojawiają się w fazach topologicznych z niezerowymi indeksami topologicznymi. Przekroczenie granicy fazy topologicznej i wejście do obszaru tzw. fazy topologicznie trywialnej (z zerowym indeksem topologicznym) skutkuje natychmiastowym zanikiem tych chronionych stanów brzegowych.

Stany związane Majorany pojawiają się jako topologicznie chronione stany brzegowe w nadprzewodnikach, w szczególności dotyczy to takich układów, które posiadają odpowiedni (samoistny lub efektywny) potencjał oddziaływań parujących. Potencjał takich oddziaływań przyciągających wiąże elektrony w tzw. pary Coopera, tj. kwazicząstki determinujące własności nadprzewodników. Ze względu na reguły statystyki kwantowej, funkcja falowa par musi być nieparzysta na zamianę orbitalnych lub spinowych współrzędnych. W przypadku nadprzewodnika topologicznego wymagany jest szczególny rodzaj symetrii typu  $p$ , w którym nieparzystość jest realizowana względem współrzędnych orbitalnych. Dla parowania typu  $s$ , typowego dla nadprzewodzących metali, to raczej część spinowa jest nieparzysta. Sparowane elektrony mogą charakteryzować się różnymi symetriami zależnie od natury mechanizmu ich parowania, ale wiadomo, że dla nadprzewodników topologicznych wymagany jest proces parowania z symetrią typu  $p$ . Zainteresowanie stanami Majorany nie ogranicza się jedynie do badania ich fundamentalnych właściwości, prowadzone są również badania nad ich niezwykłymi właściwościami splatania, które towarzyszą zamianie cząstek. Mogą one mieć swoje zastosowania w obliczeniach kwantowych [10, 11, 12].

W pracy (H7) przedstawiłem możliwość klasyfikowania stanów związanych Majorany występujących w nadprzewodnikach topologicznych oraz zbadałem związki takiego sposobu klasyfikacji stanów Majorany z ich właściwościami. Pokazałem, że w pewnych przypadkach, gdy obecne są odpowiednie symetrie, do klasyfikacji stanów może zostać użyty wskaźnik, np.  $A$  lub  $B$ , określający typ stanu. Wskaźnik ten dzieli cząstki Majorany na dwie grupy, w obrębie których stany te nie mogą się nawzajem zniszczyć. Z przedstawionej analizy wynika również, że tylko stany Majorany z grupy  $A$  mogą niszczyć stany Majorany o charakterze typu  $B$ . Dzięki tym spostrzeżeniom można dojść do wniosku, że na jednym z brzegów rozpatrywanego układu mogą występować wielokrotności stanów Majorany. Udowodniłem także, iż typ grupy może być określony tylko i wyłącznie wtedy, gdy w układzie występuje chiralność. W przypadku braku chiralności charakter stanu Majorany nie może być określony. Ponadto zbadałem konsekwencje wprowadzonego typu stanu lub jego braku na właściwości splatania i właściwości rozpraszania stanów Majorany. Z przeprowadzonej przeze mnie analizy wynika, że charakter chroni stany Majorany przed pewnymi procesami rozpraszania. Z drugiej strony wydaje się, że nie wpływa on na ich właściwości splatania, o ile jest zachowana właściwa symetria, jaką jest symetria chiralna. W ogólności, w przypadku występowania wielu stanów Majorany poprzez wzajemny kontakt dwolonej pary ulega ona zniszczeniu, rekombinując do fermionowych stanów o niezerowej energii.

W podobny sposób, rozwinąłem metody umożliwiające bezpośrednią wizualizację stanów Majorany w przestrzeni rzeczywistej, dla przykładu patrz rys. 1. Stany związane Majorany w nadprzewodnikach topologicznych są zdefiniowane jako stany własne operatora transformacji



cząstka-dziura. Dlatego też stan Majorany zlokalizowany w obszarze  $\mathcal{R}$  musi spełniać warunek

$$C = \frac{|\sum_{\vec{r} \in \mathcal{R}} \langle \Psi | \hat{C} | \Psi \rangle|}{\sum_{\vec{r} \in \mathcal{R}} \langle \Psi | \hat{r} | \Psi \rangle} = 1, \quad (1)$$

gdzie  $\hat{r}$  jest rzutowaniem na wektor  $\vec{r}$ . Pokazałem, że wykreślając lokalne wartości oczekiwane tego operatora dla różnych stanów:

$$c(\vec{r}) = \langle \Psi | \hat{C} | \Psi \rangle \quad (2)$$

można zilustrować powstawanie stanów Majorany na granicy faz i określić w jakim stopniu są one stabilne na zmianę parametrów badanego układu fizycznego. Ten rodzaj charakterystyki jest określany mianem *polaryzacji* Majorany.

Dokładnej analizie poddane zostały dwa modele sieci nadprzewodnika topologicznego, spinowy oraz bezspinowy. Hamiltonian układu spinowego można przedstawić w reprezentacji Nambu:  $\Psi_{\vec{r}}^{\dagger} = \{c_{\vec{r}\uparrow}^{\dagger}, c_{\vec{r}\downarrow}^{\dagger}, c_{\vec{r}\downarrow}, -c_{\vec{r}\uparrow}\}$ , gdzie  $c_{\vec{r}\sigma}^{(\dagger)}$  anihiluje (kreuje) cząstkę o spinie  $\sigma$  w położeniu  $\vec{r} = (i, j)$  na sieci kwadratowej. Hamiltonian układu spinowego można wyrazić wzorem

$$H = \sum_{\vec{r}} \left[ \Psi_{\vec{r}}^{\dagger} (-\mu \tau^z - \Delta \tau^x + B \sigma^z) \Psi_{\vec{r}} + \Psi_{\vec{r}}^{\dagger} (-t - i\alpha \sigma^y) \tau^z \Psi_{\vec{r}+\hat{x}} + \text{H.c.} + \Psi_{\vec{r}}^{\dagger} (-t + i\alpha \sigma^x) \tau^z \Psi_{\vec{r}+\hat{y}} + \text{H.c.} \right], \quad (3)$$

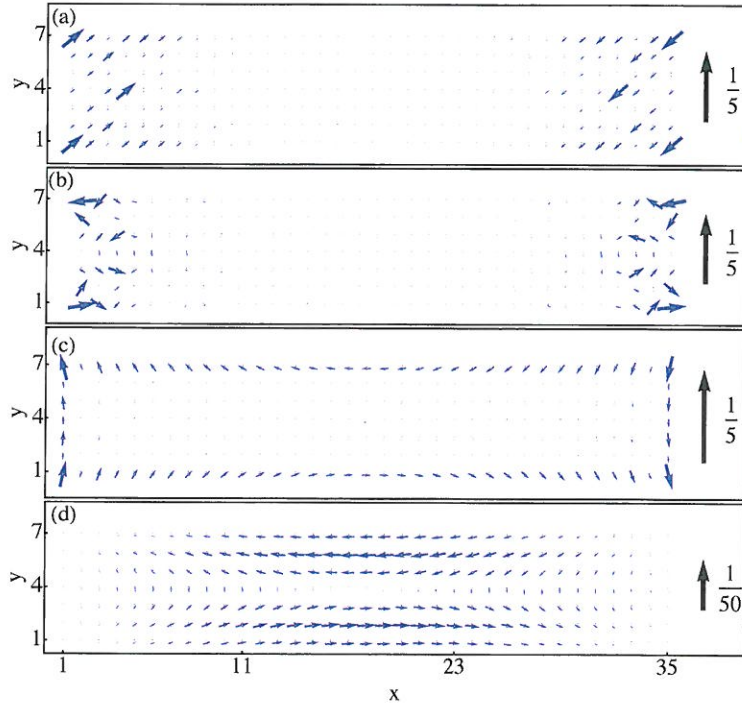
gdzie  $t$  jest całą przeskoku do najbliższych sąsiadów,  $\mu$  potencjałem chemicznym,  $B$  zewnętrznym polem magnetycznym,  $\Delta$  potencjałem zaindukowanego (efektem bliskości) parowania elektronów typu  $s$  oraz  $\alpha$  sprzężeniem oddziaływania spinowo-orbitalnego typu Rashby.  $\vec{\tau}$  opisuje macierze Pauliego w podprzestrzeni cząstka-dziura, natomiast  $\vec{\sigma}$  macierze Pauliego odpowiednio w podprzestrzeni spinowej. Konfrontacja parowania typu  $s$  oraz oddziaływania spinowo-orbitalnego Rashby prowadzi do powstania efektywnego parowania typu  $p$ . Bezspinowy scenariusz parowania typu  $p$ , oparty na modelu Kitaev'a [8], ma postać

$$H = \sum_j \Psi_j^{\dagger} \mu \tau^z \Psi_j + \sum_{\langle i,j \rangle} \Psi_i^{\dagger} \left[ \Delta \left( [\vec{\delta}_{ij}]^x i \tau^y + [\vec{\delta}_{ij}]^y i \tau^x \right) - t \tau^z \right] \Psi_j, \quad (4)$$

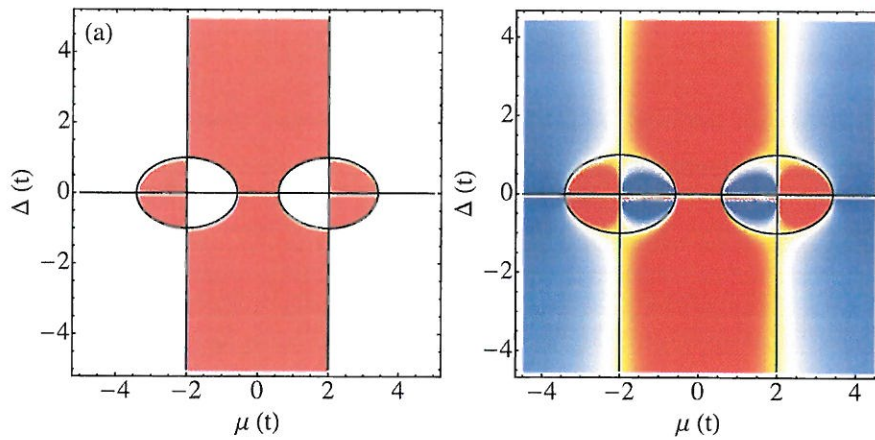
gdzie  $\Psi_j^{\dagger} = \{c_j^{\dagger}, c_j\}$  oraz  $c_j^{(\dagger)}$  anihiluje (kreuje) bezspinową cząstkę w położeniu  $j$ . Tutaj  $\vec{\delta}_{ij}$  jest wektorem pomiędzy najbliższymi sąsiadami w węzłach  $i$  oraz  $j$ . Oba z powyżej przedstawionych Hamiltonianów wyrażonych równaniami (3) i (4) mogą stać się topologicznie nietrywialne, umożliwiając powstawanie stanów związanych Majorany.

Pokazałem również, jak można prześledzić proces niszczenia brzegowych stanów związanych pod wpływem zmiany wymiarowości układu od 1D do 2D, wykorzystując w tym celu wizualizację polaryzacji Majorany. Pozwala to bezpośrednio sprawdzić w jakim stopniu stany, które pojawiają się w bardziej realistycznie modelowanych układach spełniają kryteria, aby uznać je za stany związane Majorany i tym samym wykorzystać je w potencjalnych zastosowaniach. Ze względu na związek pomiędzy tymi stanami i topologią układu, zaproponowana procedura umożliwia również prosty sposób określania topologicznego diagramu fazowego dla dowolnie złożonego modelu, a jego jedynym ograniczeniem jest numeryczna diagonalizacja, patrz rys. 2. Dla porównania numerycznie otrzymanego diagramu fazowego ze ścisłym wynikiem wyznaczony został nieznan wcześniej niezmiennik topologiczny (H5) dla kwaziejednowymiarowego hamiltonianu (4).

W trakcie swoich badań zainteresowałem się także zagadnieniem związanym z tworzeniem się płaskich pasm w wyniku łączenia się stanów Majorany na brzegach dwuwymiarowych układów. Postawiłem sobie za cel zbadanie wzajemnych oddziaływań między tymi stanami. Moje badania pozwoliły na wskazanie klasy układów, które mogą się przyczyniać do powstawania względnie stabilnych płaskich pasm stanów Majorany na brzegach, tzn. takich stanów, które nie są one czułe na zniekształcenia na granicy zarówno kwadratowych, jak i heksagonalnych

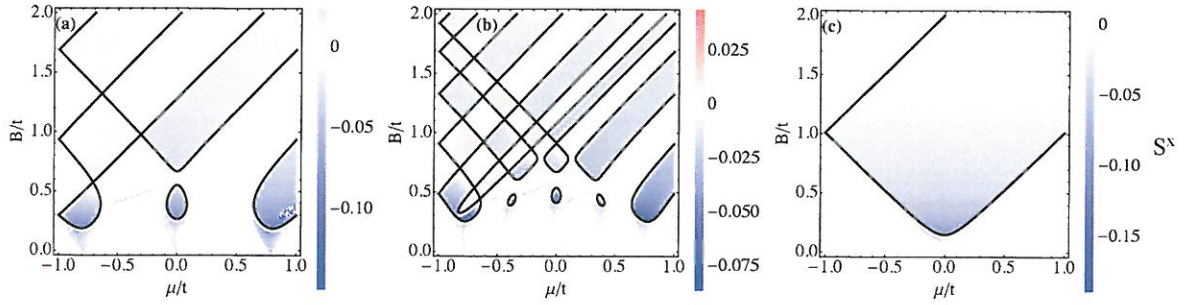


Rysunek 1: Przestrzenna wizualizacja cząstkowo-dziurowej natury różnych stanów w kwazi-1D nadprzewodniku topologicznym opracowana na bazie polaryzacji Majorany, patrz równania 2 and 3. Długość strzałek określa wartość stopnia przekrywania się stanów cząstkowo-dziurowych, natomiast kierunek strzałek związany jest z fazą, patrz równanie 2. Stan związany Majorany musi charakteryzować się jednorodną fazą dlatego wszystkie strzałki powinny być ustawione zgodnie, jak pokazane na lewej i prawej stronie panelu (a). Panel (b) pokazuje stany nie-Majoranowe zlokalizowane na brzegach układu, gdzie faza jest niezgodniona. Panel (c) przedstawia stan pośredni, w którym faza jest lokalnie uzgodniona, lecz globalnie nie jest. Panel (d) przedstawia typowy stan objętościowy. Wyniki uzyskano z obliczeń numerycznych dla małego układu o rozmiarach  $7 \times 35$  z warunkami otwartymi. (H5)



Rysunek 2: Porównanie analitycznego diagramu fazy topologicznej dla prostego modelu bezspinowego kwazi-jednowymiarowego nadprzewodnika (a) i taki sam wynik uzyskany na podstawie numerycznego wyznaczenia polaryzacji Majorany (b) dla układu o rozmiarze  $3 \times 51$ . Obszary w kolorze żółtym na panelu (b) odpowiadają istnieniu stanów pokazanych na rysunku 1(c).  $\Delta$  oznacza amplitudę parowania typu  $p$ , zaś  $\mu$  jest potencjałem chemicznym wyrażonym w jednostkach całki przeskoku  $t$ . (H5)





Rysunek 3: Spinowo-spolaryzowana gęstość stanów zorientowanych równolegle do nanodrutów dla stanu o najniższej energii wykreślona względem pola magnetycznego  $B$  i potencjału chemicznego  $\mu$ . Ciemne linie ciągłe pokazują analitycznie wyznaczone granice fazowe. Wyznaczony diagram fazowy jest odtworzony bardzo precyzyjnie. Trzy panele pokazują różne długości nanodrutów  $N$ : (a)  $N = 3$ , (b)  $N = 7$  oraz (c) ściśle jednowymiarowy układ  $N = 1$ . Wszystkie obliczenia zostały wykonane dla układów o szerokości  $N$  i długości złożonej z 301 węzłów sieci, patrz (H9). Hamiltonian jest dany wyrażeniem 3 z wyrazem parowania zależnym od położenia w złączu SN.

sieci krystalicznych. Te układy charakteryzują się zbiorem stanów Shiby [13, 14] powstałych na domieszkach magnetycznych (o odpowiednim uporządkowaniu magnetycznym) na podłożu nadprzewodzącym. Hamiltonian, wyrażony w reprezentacji Nambu, przyjmuje następującą postać

$$H = \sum_j \tilde{\Psi}_j^\dagger [-\mu \tau^z - \Delta \tau^x] \tilde{\Psi}_j - \frac{t}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \tilde{\Psi}_i^\dagger \tau^z \tilde{\Psi}_j + B \sum_j \tilde{\Psi}_j^\dagger \hat{n}_j \cdot \vec{\sigma}_{\sigma\sigma'} \tilde{\Psi}_j. \quad (5)$$

$\mu$  oznacza potencjał chemiczny,  $t$  jest całką przeskoku, natomiast  $\Delta$  jest parowaniem elektronów zaindukowanym na węzle. Dwu-wymiarowa sieć ma strukturę heksagonalną lub kwadratową. Ostatni wyraz w wyrażeniu (5) opisuje lokalne pole magnetyczne  $B$  indukowane obecnością domieszek magnetycznych. Płaskie pasma są chronione przez poprzednio wspomniany charakter stanów Majorany, nie zaś przez samą topologię układu. Zostały wyznaczone diagramy fazy topologicznej oraz struktura pasmowa, które wykazały pojawienie się płaskich pasm utrzymujących makroskopową liczbę stanów związanych Majorany. Stwierdzono ich względną stabilność względem dystorsji na granicach układu i zmian uporządkowania magnetycznego, co przekłada się na topologię tych sieci.

Pomimo serii obiecujących eksperymentów [15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22] jednoznaczne wykrycie stanów Majorany wciąż pozostaje otwartym zagadnieniem i tym samym staje się poważnym wyzwaniem na przyszłość dla grup doświadczalnych. Mając to na uwadze, prowadziłem badania teoretyczne nad teksturą spinową stanów związanych Andreeva i stanów Majorany w długich układach typu: normalny metal-nadprzewodnik. W rezultacie zostało wykazane, że pomiar polaryzacji spinowej w obszarze normalnym pozwala zidentyfikować przejście topologiczne (H9) za pomocą pomiarów spinowo spolaryzowanej skaningowej mikroskopii tunelowej, a odpowiednie wyniki zostały pokazane na rys 3. W szczególności, zauważono, że polaryzacja spinowa wykazuje nieznaczną akumulację w pobliżu złącza nadprzewodnik-metal. Co więcej, zaobserwowano także, że polaryzacja spinowa zmienia znak, gdy zachodzi przejście topologiczne. Niezależnie od tego zauważono, że podczas topologicznego przejścia fazowego zanika początkowo występująca silna asymetria między gęstościami cząstek i dziur.

Koncepcja, która łączy właściwości topologiczne materiałów z istnieniem chronionych stanów brzegowych nosi nazwę “zasady korespondencji objętościowo-brzegowej” (*bulk-boundary correspondence*). Powszechnie uważa się, że w przypadku dwuwymiarowych nadprzewodników topologicznych indeks topologiczny charakteryzujący topologię układu bezpośrednio odnosi się do liczby stanów związanych Majorany występujących na brzegu rozpatrywanego układu [23]. W rzeczywistości nie musi to być poprawne stwierdzenie, bowiem indeks topologiczny jest związany z chronionymi pasmami stanów krawędziowych, które przechodzą przez nadprzewo-



dzącą przerwę energetyczną, a te niekoniecznie muszą zawierać stany Majorany. Zatem, aby stany Majorany były obecne, wymagane są jeszcze dodatkowe warunki w postaci punktów o wysokiej symetrii znajdujących się w strefie Brillouina. Nabiera to znaczenia wtedy, gdy chce się naprawdę wykorzystywać stany Majorany na brzegach układu dwuwymiarowego, a nie tylko pasma stanów brzegowych. Idąc dalej, skonstruowano przykłady, w których indeks topologiczny, a ściślej liczba Cherna, wynosił co najmniej pięć, podczas, gdy odpowiadająca mu maksymalna liczba stanów Majorany, które można było uformować wynosiła tylko trzy. Występowanie stanów Majorany lub ich nieobecność w różnych fazach została oparta na jednoczesnym zastosowaniu skalowania rozmiarowego (ang. *finite size scaling*) energii tych stanów i ich polaryzacji oraz sprawdzeniu, czy spełniają one definicję stanu Majorany. W przeciwieństwie do standardowej interpretacji zasady korespondencji objętościowo-brzegowej zostały przeprowadzone badania, które pokazały, że liczba stanów Majorany zależy również od rodzaju warunków brzegowych. Zilustrowane to zostało w pracy (H12), gdzie porównano dwa typy sieci o strukturze heksagonalnej, których brzeg miał charakter zygzakowaty lub fotelowy. Pomimo, że liczba stanów chronionych jest w obu przypadkach taka sama, liczba zawartych w nich stanów związanych Majorany jest różna. Dzięki tym badaniom stwierdzono, że zasady korespondencji objętościowo-brzegowej zawsze odnosi się do relacji między indeksem topologicznym a ilością chronionych topologicznie pasm na brzegach.

### 4.3.3 Heterostruktura izolator topologiczny - nadprzewodnik

Jednym z układów, który może być uważany za nadprzewodnik topologiczny jest heterostruktura składająca się z izolatora topologicznego i nadprzewodnika [24]. Jak wiadomo, efekt bliskości indukowany w metalach obecnością nadprzewodnika umożliwia tunelowanie parom Coopera do obszaru metalu. Ostatnio przeprowadzone eksperymenty wykazały, że w podobny sposób stany powierzchniowe, które są topologicznie chronione mogą wpływać z powierzchni izolatorów topologicznych do sąsiadujących materiałów. To zjawisko zostało przeze mnie wyjaśnione teoretycznie w pracy (H11). W przeprowadzonych eksperymentach nadprzewodzące struktury zostały osadzone na powierzchni litego izolatora topologicznego  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Do modelowania oddziaływania między nadprzewodnictwem a topologicznie chronionymi stanami powierzchniowymi zastosowałem modele teoretyczne, które uwzględniają hybrydyzację między topologicznymi stanami powierzchniowymi a stanami nadprzewodzącymi. Dzięki temu uzyskałem bardzo dobrą zgodność wyników eksperymentalnych z opisem teoretycznym [25].

Gęstość stanów zarówno dla izolatora topologicznego jak i nadprzewodnika okazuje się być podatna na efekt bliskości, dzięki temu otwierają się nowe możliwości obserwacji stanów Majorany. Nadprzewodzący efekt bliskości ma w warstwie powierzchniowej izolatora topologicznego charakter długo-zasięgowy (H11). Oznacza to, że pary Coopera tunelujące do warstwy powierzchniowej izolatora topologicznego charakteryzują się dużą długością koherencji. Fakt, iż zjawisko to jest spowodowane topologicznie chronionymi stanami powierzchniowymi został potwierdzony na podstawie porównania z przypadkiem nieuporządkowanych metali, korzystając z równania Usadela i rozwiązując równania Gorkova dla topologicznie chronionych stanów powierzchniowych sproksymizowanych do nadprzewodnika. Wykluczyło to ewentualny wpływ stanów powierzchniowych o nietopologicznym pochodzeniu.

Równanie Usadela opisuje nieuporządkowany nadprzewodnik, w którym uśrednienie względem nieporządku jest przeprowadzone w granicy klasycznej. Nadprzewodnik jest sparametryzowany funkcją  $\theta(\vec{r}, t)$  związaną z parowaniem, lokalną gęstością stanów i innymi wielkościami. Standardowe równanie Usadela dla wyspy nadprzewodzącej w kształcie kolistym o promieniu  $R$  otoczonej obszarem normalnym jest wyrażone w przestrzeni położeniowo-częstotliwościowej przez

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{i\omega}{E_{\text{Th}}} \sin \theta = 0. \quad (6)$$

$x = r/R$  jest bezwymiarową współrzędną położeniową a  $E_{\text{Th}} = v_F l / 2R^2$  jest energią Thoulessa zdefiniowaną poprzez pęd Fermiego  $v_F$  i średnią długość swobodną  $l$  nieuporządkowanego me-

talu. Lokalną gęstość stanów można wyrazić jako

$$\nu(x, \omega) = \nu_0 \Re \cos[\theta(x, \omega)], \quad (7)$$

gdzie  $\nu_0$  oznacza gęstość stanów nieuprządkowanego metalu. W przypadku zlinearyzowanym, stosownym na odległościach z dala od granicy gdzie efekt bliskości jest słaby, równanie (6) przyjmuje analityczną postać

$$\theta(x, \omega) = \theta_0(\omega) \frac{K_0(x\sqrt{i\omega/E_{Th}})}{K_0(\sqrt{i\omega/E_{Th}})}, \quad (8)$$

gdzie  $K_0(z)$  jest zmodyfikowaną funkcją Bessla,  $\theta_0 = \cos^{-1}(\nu_{BCS}/\nu_0)$  oraz  $\nu_{BCS}/\nu_0$  oznacza BCS-owską gęstość stanów w nadprzewodniku. Porównanie tej teorii z danymi doświadczalnymi wykazało, że nie jest to model adekwatny dla obserwowanego daleko-zasięgowego efektu bliskości. Na tej podstawie wyciągnięto wniosek, że duża długość koherencji pochodzi od topologicznie chronionych stanów powierzchniowych.

Model dla topologicznie chronionych stanów powierzchniowych uwzględniał dwu-wymiarową płaszczyznę, która zawierała stany powierzchniowe trój-wymiarowego izolatora topologicznego z parowaniem typu  $s$  w półpłaszczyźnie  $x < 0$ . Było to wyrażone równaniem Gorkova:

$$\begin{pmatrix} i\omega_n - H & i\sigma^y \Delta_x \\ -i\sigma^y \Delta_x^\dagger & -i\omega_n - H^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_{n,k_y}(x, x') \\ F_{n,k_y}^\dagger(x, x') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta(x - x') \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

z hamiltonianem

$$H^{(*)} = \frac{v_{Fx}}{2} \begin{pmatrix} 0 & \pm \hat{k}_x - ik_y \\ \pm \hat{k}_x + ik_y & 0 \end{pmatrix} + \text{H.c.}, \quad (10)$$

opisującym zlinearyzowane stany powierzchniowe w układzie 2D [26].  $\Delta_x = \Delta\Theta(-x)$  jest parowaniem typu  $s$  obszaru nadprzewodzącego z funkcją Heavyside'a  $\Theta$  zdefiniowaną jak wcześniej i prędkościami Fermiego w dwóch obszarach  $v_{Fx} = v_{FS}\Theta(-x) + v_{FT}\Theta(x)$ .  $G_{n,k_y}(x, x')$  oraz  $F_{n,k_y}^\dagger(x, x')$  są odpowiednio normalną i anomalną funkcją Green'a w reprezentacji Matsubary z fermionowymi częstotliwościami  $\omega_n$ . Lokalna gęstość stanów może być wyrażona jako:

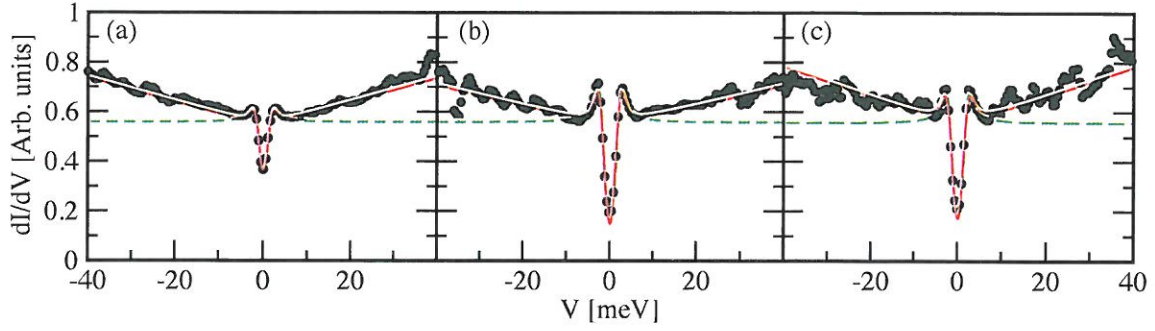
$$\nu(x, \omega) = \frac{|\omega|\Theta(|\omega| - \Delta_x)}{2\pi v_{Fx}^2} \left[ 1 - J_0 \left( \frac{2x\sqrt{\omega^2 - \Delta_x^2}}{v_{Fx}} \right) \right], \quad (11)$$

gdzie  $J_0$  jest funkcją Bessla pierwszego rodzaju. Wzór ten można następnie jakościowo porównać z doświadczalnymi wynikami pomiarów skaningowej mikroskopii tunelowej.

Dzięki temu na powierzchni izolatora topologicznego zaobserwowano nowy rodzaj oscylacji gęstości stanów, spowodowany wspomnianym wcześniej efektem bliskości. Oscylacje te są nieco odmienne od oscylacji Friedela związanych z profilem gęstości elektronowej, czy oscylacji Tomascha [27], które z kolei mają związek z uwięzieniem przez potencjał parowania. Jakościowo są one opisane równaniem (11) z odpowiednią empiryczną skalą energetyczną  $v_{FT}/2x$ . Fizyczne pochodzenie oscylacji wywodzi się z rozpraszania kwazicząstek na niejednorodnym parametrze porządku nadprzewodnika. Z kolei tunelowanie powierzchniowych stanów topologicznych do nadprzewodnika prowadzi do dość charakterystycznej gęstości stanów (por. rys. 4). W zasadzie składa się na to połączenie stożka Diraca stanów powierzchniowych z przerwą nadprzewodzącą. Taka hybrydyzacja między stanami topologicznymi a stanami nadprzewodzącymi prowadzi do nowego modelu nadprzewodnictwa topologicznego (H11), gdzie potencjalnie mogą pojawić się stany Majorany.

#### 4.3.4 Wierność i splątanie stanów topologicznych

Informacje o stanach topologicznie chronionych można również uzyskać badając wierność (ang. *fidelity*), czyli stopień przekrycia stanu podstawowego przy różnych parametrach modelu, entropię splątania oraz widmo splątania. Wierność jest definiowana jako  $F(\delta, \epsilon) = |\langle \Psi(\delta) | \Psi(\delta + \epsilon) \rangle|$ ,



Rysunek 4: Przewodnictwo różniczkowe zmierzone w pomiarach spektroskopii skaningowej (czarne punkty) dla trzech przykładów nadprzewodnika Nb na izolatorze topologicznym  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Dopasowanie gęstości stanów dla hybrydowego modelu stanów powierzchniowych i nadprzewodzących jest przedstawione czerwoną linią, zaś dopasowanie do standardowej teorii BCS ilustruje zielona linia przerywana. Można zauważyć, że tylko pełny model poprawnie odtwarza strukturę zaobserwowaną doświadczalnie [25].

gdzie  $\epsilon$  parametryzuje różnicę dimeryzacji pomiędzy dwoma stanami. Przekrycie pomiędzy funkcjami wielo-ciałowymi będzie zanikać eksponencjalnie wraz z rozmiarem układu  $N$  dla  $\epsilon \neq 0$  (podobnie, jak w przypadku katastrofy ortogonalności Andersona [28]) i dlatego poprawniej jest rozważać gęstość wierności zdefiniowaną

$$f(\delta, \epsilon) = -\frac{1}{N} \ln F(\delta, \epsilon). \quad (12)$$

Gęstość wierności można rozwinąć w szereg  $f(\delta, \epsilon) = \chi(\delta)\epsilon^2 + \mathcal{O}(\epsilon^3)$  względem małego  $\epsilon$ , gdzie

$$\chi(\delta) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial \epsilon^2} \Big|_{\epsilon=0} \quad (13)$$

jest podatnością wierności, która może być użyta do charakteryzacji przejścia fazowego [29, 30]. Entropia splątania jest entropią von Neumanna dla zredukowanej macierzy odpowiadającej wyodrębnionemu podukładowi z rozważanego układu. W pracy (H4) przedstawiono szczegółowe badanie tych wielkości dla zdimeryzowanego łańcucha bezspinowatych fermionów z otwartymi warunkami brzegowymi. Jest to dość dobrze znany przykład modelu leżącego u podstaw pojęcia fazy topologicznej. Model ten, znany jako model Su-Schrieffer'a-Heeger'a (SSH), został najpierw wprowadzony w ramach scenariusza ciasnego wiązania do opisu przewodzących polimerów, takich jak poliacetylen [31]. Dla bezspinowych fermionów statycznej dimeryzacji sieciowej hamiltonian ma postać

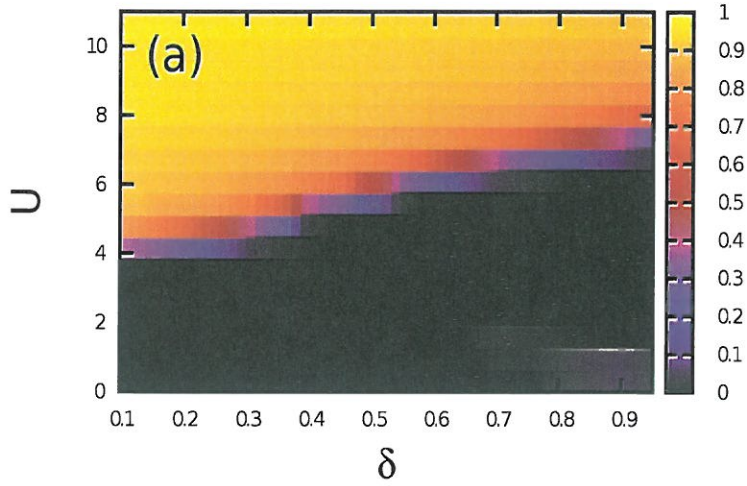
$$H = -t \sum_{j=1}^{N-1} [1 + (-1)^j \delta] (c_{j+1}^\dagger c_j + \text{h.c.}) + U \sum_{j=1}^{N-1} (n_j - 1/2)(n_{j+1} - 1/2), \quad (14)$$

gdzie  $t$  jest całką przeskoku,  $\delta$  stopniem dimeryzacji,  $U$  odpychaniem między najbliższymi sąsiadami, zaś  $N$  liczbą węzłów sieci. Operator kreacji bezspinowego fermionu na węzle  $j$  oznaczono przez  $c_j^\dagger$ , natomiast  $n_j = c_j^\dagger c_j$ . Najpierw rozpatrzono przypadek  $U = 0$ . W oparciu o analizę skalowania podatności wierności można wykazać, że istnieje wkład pochodzący od brzegu, który jest inny w fazie uporządkowanej topologicznie niż w fazie trywialnej topologicznie. Takie kryterium może służyć jako alternatywny sposób rozróżniania faz, stosowalny również do układów oddziałujących gdzie analiza jednocząstkowa zawodzi.

Do określenia entropii splątania wygodnie jest wyodrębnić w układzie dwa bloki  $A$  oraz  $B$ . W naturalny sposób entropia splątania jest miarą kwantowego splątania pomiędzy tymi różnymi częściami układu. Jest ona zdefiniowana jako entropia von-Neumanna zredukowanej macierzy gęstości

$$S_A = -\text{Tr}(\rho_A \ln \rho_A) \quad (15)$$





Rysunek 5: Diagram fazy topologicznej dla oddziałującego zdimeryzowanego łańcucha bezspinowych fermionów, gdzie  $U$  jest potencjałem oddziaływania między najbliższymi sąsiadami, zaś  $\delta$  oznacza stopień dimeryzacji. Przejście od obszaru czarnego do żółtego oznacza zmianę degeneracji spłątania widma stanu podstawowego i sygnalizuje przejście od fazy topologicznie nietrywialnej do trywialnej (H4).

w której  $\rho_A$  oznacza pełną macierz gęstości dla stanu podstawowego wielociałowego hamiltonianu po uwzględnieniu częściowego śladu względem  $B$ . Przewidywania dotyczące widma splątania oraz entropii zostały potwierdzone w oparciu o teorię pól masowych dla bloku leżącego w środku nieskończenie długiego łańcucha. Ponadto uwzględniono jeszcze bloki zawierające brzegi łańcucha. W tym ostatnim przypadku wykazano, że w fazie topologicznej występuje dodatkowe splątanie w porównaniu do fazy trywialnej, które realizuje się na brzegu. W ten sposób wykazano, że wprowadzone miary oferują alternatywne sposoby analizowania obecności stanów chronionych topologicznie w izolatorach topologicznych i nadprzewodnikach.

Następnie ta analiza została rozszerzona na zdimeryzowany łańcuch z oddziaływaniem między najbliższymi sąsiadami i dzięki niej pokazano, że zachodzi topologiczne przejście fazowe w fazie topologicznie trywialnej zawierającej fale gęstości ładunku. To pozwoliło stwierdzić, że w obecności oddziaływań wciąż utrzymuje się faza topologiczna, por. rys. 5. To umożliwia scharakteryzowanie oddziałujących lub skorelowanych układów topologicznych w sytuacjach, gdy nie wiadomo jak policzyć odpowiedni indeks topologiczny lub gdy nie jest możliwe przeprowadzenie tego typu obliczeń.

Po szczegółowej analizie tego konkretnego przykładu izolatora topologicznego rozważałem ogólne kwantowe przejścia fazowe dla klas uniwersalności w jednowymiarowym modelu Isinga odpowiadającym skończonym układom. Mogą one być rozciągnięte na szereg ważnych przykładów, np. układów magnetycznych takich jak spinowy układ typu Peierlsa, czy anizotropowy model XY. Ponadto mogą też to być jednowymiarowe izolatory topologiczne o dowolnie nietrywialnej topologicznej klasie uniwersalności. Można zdefiniować przeskalowaną podatność wierności jako funkcję tylko jednego bezwymiarowego parametru  $LM$  dla takich układów, gdzie  $2M$  jest przerwą w widmie fermionowym, a  $L$  jest rozmiarem układu. W pracy (H8) wyprowadzono wyrażenia analityczne na podatność wierności dla periodycznych i otwartych warunków brzegowych z jednym, dwoma lub też bez żadnego stanu brzegowego. To pozwoliło wykazać, że otwarte warunki brzegowe mają decydujący wpływ i zmieniają podatność zarówno pod względem ilościowym jak i jakościowym. Przedstawione rozwiązania analityczne zostały zestawione z odpowiednimi wynikami numerycznymi dla typowego jednowymiarowego izolatora topologicznego.

#### 4.3.5 Termalizacja i dynamika

Otwartym pozostaje pytanie, kiedy, jak i dlaczego kwantowe układy zamknięte oraz otwarte termalizują. Ze względu na eksponencjalnie dużą liczbę wielkości zachowawczych posiadanych przez układ zamknięty nie można, w odróżnieniu od układów klasycznych, jasno określić warunków niezbędnych do termalizacji układu. Jedno z podejść bazuje na hipotezie termalizacyjnej, która wyraża przekonanie, że każdy stan własny w granicy termodynamicznej daje taki sam wynik dla lokalnych obserwacji jak średnia po zespole statystycznym [32, 33]. Uzasadnienie tej hipotezy pozostaje jednak niejasne. Dla rozjaśnienia tego zagadnienia w pracy (H3) zbadano warunki konieczne i wystarczające dla termalizacji obserwacji w zamkniętych układach kwantowych, nie odwołując się do hipotezy termalizacji stanu własnego. Ten warunek wynika ze ścisłej reprezentacji dowolnej obserwacji, która może być przedstawiona w postaci sumy rzutowania na lokalnie zachowane i nielokalne ładunki układu. Lokalnymi operatorami są te, które nie generują wyrazów dalekozasięgowych (gdzie przez dalekozasięgowość rozumiemy zasięg rzędu rozmiaru układu) i gdy komutują one z hamiltonianem wówczas dotyczą ładunku zachowawczego. To pozwoliło wykazać, że termalizacja stanów zachodzi, gdy średnia czasowa drugiej części powyższej sumy zanikała w granicy termodynamicznej, podczas gdy średnia czasowa i średnia statystyczne z pierwszego składnika sumy były identyczne. Termalizacja była więc związana z warunkiem nakładanym na nielocalne prawa zachowania, co stanowi alternatywne podejście w rozumieniu termalizacji nie bazującym na energetycznych stanach własnych bez jakichkolwiek preferencji. Opierając się na przykładowych wynikach numerycznych dla jednowymiarowego modelu spinowego, uwzględniono analizę skalowania rozmiarowego, stwierdzając dobrą zgodność powyższego warunku. Zatem wielkości które są ważne w przypadku kwantowym nie są po prostu wielkościami zachowywanymi jak w przypadku układów klasycznych. Raczej są one wielkościami lokalnie zachowywanymi i mogą mieć istotny wpływ na transport w układach kwantowych.

Aby zrozumieć związek między dynamiką układu otwartego i zamkniętego zbadano modelowy przypadek (H1) wstrzykiwania cząstek fermionowych z zapełnionych węzłów źródła do łańcucha pustych stanów. Przystudiowaliśmy hermitowską jak i niehermitowską ewolucję, w której cząstka nie może powrócić do kąpieli termicznej (ang. *quantum ratchet*). Niejednorodne sprzężenie między stanami kąpieli termicznej i łańcucha umożliwia powstanie prądów przejściowych w łańcuchu. Nieoddziałujące cząstki wykazują dekoherencję w granicy termodynamicznej: średnia liczba cząstek i średnia gęstość prądu w łańcuchu stabilizują się dla dłuższych czasów, podczas gdy jednocząstkowa macierz gęstości wykazuje duże fluktuacje wokół jej średniej wartości, tj. zgodnie z oczekiwaniami bez oddziaływania nie może być termalizacji. Z drugiej strony wykazano, że odpowiednio silne oddziaływania typu gęstość-gęstość między cząstkami wprowadzają relaksację, która jest o rząd wielkości większa niż procesy dekoherencji. Ponadto rozważono, w jakich warunkach taki układ będzie termalizował (H2). Pozwoliło to na jednoczesne badanie dynamiki zarówno układów otwartych, jak i zamkniętych. Rozpatrywano również ewolucję czasową obserwacji po nagłej zmianie parametru układu kwantowego (ang. *quantum quench*). Dzięki temu wykazano, że w granicy niskich gęstości, dla czasów pośrednich dynamika może być opisana ilościowo przez układ sprzężonych równań ruchu. Z kolei w przypadku wyższych gęstości uzyskane wyniki pokazują, że wstępna termalizacja lokalnych obserwacji zachodzi w pośrednich chwilach czasu, pełna zaś termalizacja do wielkiego zespołu kanonicznego realizuje się po długim czasie. W szczególności, dla przypadku słabego sprzężenia łańcucha z kąpielą termiczną stwierdzono, że podukład termalizuje pomimo że ta kąpiel termiczna była dość wyraźnie uproszczona. Tak więc zaobserwowano termalizację zarówno dla zamkniętego układu kwantowego, jak i dla otwartego podukładu słabo sprzężonego z elementarną kąpielą termiczną.

#### 4.3.6 Dynamiczne przejścia fazowe

Łącząc wszystkie powyższe rozważania dotyczące dynamiki i faz topologicznych, rozważono również tzw. echo Loschmidta zaindukowane gwałtowną zmianą typu *quantum quench* w otwartych, jednowymiarowych modelach sieciowych z chronionymi symetrią fazami topologicznymi. Am-

plituda Loschmidta jest miarą przekrywania się między odpowiednimi stanami początkowymi a ich odpowiednikami ewoluującymi w czasie:

$$|L(t)| = |\langle \Psi_0 | e^{-iH_1 t} | \Psi_0 \rangle| . \quad (16)$$

Można ją uważać za odpowiednik funkcji rozdziału odpowiadającej równowadze termicznej a tym samym można również zdefiniować energię swobodną, którą traktuje się jako szybkość powrotu (ang. *rate return*):

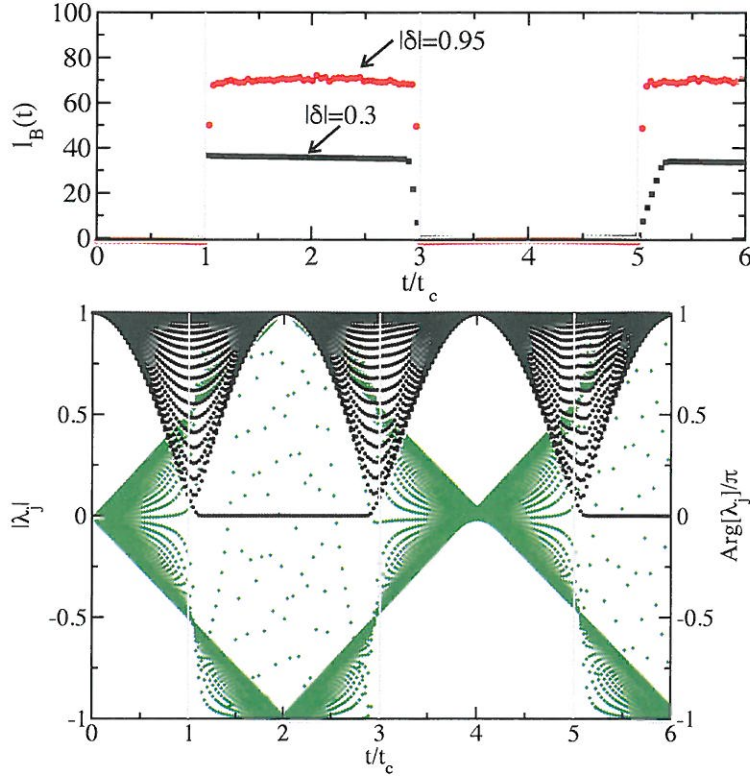
$$l(t) = -\frac{1}{N} \ln |L(t)| . \quad (17)$$

Gdy układ kwantowy jest poddany gwałtownej zmianie (typu *quench*) ze stanu podstawowego, tzn. gdy nagle zmieni się parametr występujący w hamiltonianie i analizujemy powstałą ewolucję czasową, wówczas może ona wykazać nieanalityczne zachowania w szybkości powrotu dla pewnych punktów krytycznych[4]. Takie dynamiczne przejścia fazowe (DPF) mogą w szczególności wystąpić ze zmianą właściwości topologicznych[34].

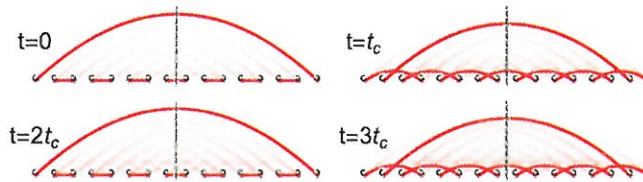
Dla gwałtownych zmian w jednowymiarowych izolatorach topologicznych i nadprzewodnikach, w których występują takie dynamiczne przejścia fazowe, stwierdzono, że ostre wierzchołki (ang. *cusps*) pojawiające się w szybkości powrotu materiałów litych są w krytycznych chwilach czasu są związane z gwałtownymi zmianami we wkładzie efektów brzegowych (H13). Odwołując się raz jeszcze do przykładu zdimeryzowanego łańcucha bezspinowych fermionów, pokazano, że te nagłe zmiany są związane z periodycznym pojawieniem się dwóch wartości własnych bliskich zeru w dynamicznej macierzy Loschmidta, której wyznacznik daje amplitudę Loschmidta, patrz rys. 6. Ponadto wykazano, że struktura widma Loschmidta jest powiązana z okresowym tworzeniem się długozasięgowego splątania pomiędzy brzegami układu (por. rys. 7).

Powyżej przeprowadzona analiza dotyczyła tylko gwałtownych zmian realizowanych ze stanu podstawowego. Konkretnie realizacje doświadczalne możliwe byłyby jednakże tylko w niskich temperaturach i mogłyby prowadzić do zmiany liczby cząstek wraz z czasową ewolucją. Z tego powodu wyznaczono amplitudę Loschmidta uogólnioną na macierze gęstości oraz uzyskano wyniki dla przypadku gwałtownych zmian w modelach gaussowskich dla zamkniętych układów z niezerową temperaturą jak również dla dynamiki układów otwartych opisanych równaniem Goriniego-Kossakowskiego-Sudarshana-Lindblada. O ile punkty osobliwe w szybkości powrotu ulegają we wszystkich przypadkach wygładzeniu z powodu niezerowej temperatury to wykazano, że dynamika dyssypacyjna może być tak dostrojona żeby dynamiczne przejścia fazowe pozostały zachowane (H14). Wygładzenie dynamicznych przejść fazowych efektami termicznymi stanowi tym samym ograniczenie możliwości obserwacji tego zachowania w scenariuszach empirycznych.





Rysunek 6: Górny panel pokazuje wkład od brzegów do szybkości powrotu  $l_B(t)$  wyznaczony z analizy skalowania rozmiarowego dla układów otwartych, o liczbie węzłów do  $N = 2200$ . Gwałtowna zmiana (*quench*) powoduje przejście z fazy trywialnej do topologicznej i wyniki pokazano dla dwóch wartości dimerizacji. Dolny panel pokazuje wartość bezwzględną (ciemne punkty) i argument (zielone diamenty) wartości własnych macierzy Loschmidta  $M$  w przypadku symetrycznego *quench*-u dla  $|\delta| = 0.95$  z fazy trywialnej do topologicznej w układzie o rozmiarze  $N = 80$ . Wyniki zaczerpnięto z referencji (H13). Duży wkład od brzegów jest spowodowany zerowymi wartościami własnymi.  $t_c$  jest krytycznym punktem czasowym, przy którym pojawiają się nieanalityczności.



Rysunek 7: Bezpośrednia wizualizacja korelacji między węzłami dla *quench*-u zdimeryzowanego bezspinowego łańcucha z topologicznie nietrywialnej do topologicznie trywialnej fazy (H13). Można zauważyć okresowe przesunięcia w daleko-zasięgowym splątaniu pomiędzy obszarami brzegowymi.  $t_c$  jest tutaj krytyczną skalą czasową, przy której pojawiają się nieanalityczności.

# Literatura

- [1] L D Landau and E M Lifshitz. *Statistical Physics*. Butterworth-Heinemann, Oxford, 1980.
- [2] Xiao Liang Qi and Shou Cheng Zhang. Topological insulators and superconductors. *Reviews of Modern Physics*, 83(4):1057–1110, October 2011.
- [3] C. Karrasch and D. Schuricht. Dynamical phase transitions after quenches in nonintegrable models. *Physical Review B*, 87(19):195104–195104, May 2013.
- [4] M. Heyl, A. Polkovnikov, and S. Kehrein. Dynamical quantum phase transitions in the transverse-field ising model. *Physical Review Letters*, 110(13):135704–135704, March 2013.
- [5] Andreas P. Schnyder, Shinsei Ryu, Akira Furusaki, and Andreas W.W. Ludwig. Classification of topological insulators and superconductors. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1134, pages 10–21. AIP, November 2009.
- [6] Shinsei Ryu, Andreas P. Schnyder, Akira Furusaki, and Andreas W W Ludwig. Topological insulators and superconductors: Tenfold way and dimensional hierarchy. *New Journal of Physics*, 12(6):65010–65010, 2010.
- [7] Ettore Majorana and Luciano Maiani. A symmetric theory of electrons and positrons. In *Ettore Majorana Scientific Papers*, volume 14, pages 201–233. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2006.
- [8] A Yu Kitaev. Unpaired Majorana fermions in quantum wires. *Physics-Uspekhi*, 44(10S):131–131, 2001.
- [9] Chetan Nayak, Steven H. Simon, Ady Stern, Michael Freedman, and Sankar Das Sarma. Non-Abelian anyons and topological quantum computation. *Reviews of Modern Physics*, 80(3):1083–1159, September 2008.
- [10] D. A. Ivanov. Non-Abelian statistics of half-quantum vortices in p-wave superconductors. *Physical Review Letters*, 86(2):268–271, January 2001.
- [11] J Alicea, Y Oreg, G Refael, F von Oppen, and M.P.A Fisher. Non-abelian anyons and topological quantum information processing in 1D wire networks. *Nature Physics*, 7(5):2011–2011, May 2011.
- [12] Yang Le Wu, B. Estienne, N. Regnault, and B. Andrei Bernevig. Braiding non-abelian quasiholes in fractional quantum hall states. *Physical Review Letters*, 113(11):116801–116801, September 2014.
- [13] Hiroyuki Shiba. Classical Spins in Superconductors. *Progress of Theoretical Physics*, 40(3):435–451, 1968.
- [14] Akio Sakurai. Comments on Superconductors with Magnetic Impurities. *Progress of Theoretical Physics*, 44(6):1472–1476, 1970.
- [15] V. Mourik, K. Zuo, S. M. Frolov, S. R. Plissard, E. P A M Bakkers, and L. P. Kouwenhoven. Signatures of majorana fermions in hybrid superconductor-semiconductor nanowire devices. *Science*, 336(6084):1003–1007, 2012.
- [16] M. T. Deng, C. L. Yu, G. Y. Huang, M. Larsson, P. Caroff, and H. Q. Xu. Anomalous zero-bias conductance peak in a Nb-InSb nanowire-Nb hybrid device. *Nano Letters*, 12(12):6414–6419, 2012.
- [17] Anindya Das, Yuval Ronen, Yonatan Most, Yuval Oreg, Moty Heiblum, and Hadas Shtrikman. Zero-bias peaks and splitting in an Al-InAs nanowire topological superconductor as a signature of Majorana fermions. *Nature Physics*, 8(12):887–895, December 2012.

- [18] Shu Ping Lee, Karen Michaeli, Jason Alicea, and Amir Yacoby. Revealing topological superconductivity in extended quantum spin hall josephson junctions. *Physical Review Letters*, 113(19):197001–197001, November 2014.
- [19] Stevan Nadj-Perge, Ilya K. Drozdov, Jian Li, Hua Chen, Sangjun Jeon, Jungpil Seo, Allan H. MacDonald, B. Andrei Bernevig, and Ali Yazdani. Observation of Majorana fermions in ferromagnetic atomic chains on a superconductor. *Science*, 346(6209):602–607, 2014.
- [20] M.-X. Wang, C. Liu, J.-P. Xu, F. Yang, L. Miao, M.-Y. Yao, C. L. Gao, C. Shen, X. Ma, X. Chen, Z.-A. Xu, Y. Liu, S.-C. Zhang, D. Qian, J.-F. Jia, and Q.-K. Xue. The Coexistence of Superconductivity and Topological Order in the Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> Thin Films. *Science*, 336(6077):52–55, 2012.
- [21] Jin Peng Xu, Mei Xiao Wang, Zhi Long Liu, Jian Feng Ge, Xiaojun Yang, Canhua Liu, Zhu An Xu, Dandan Guan, Chun Lei Gao, Dong Qian, Ying Liu, Qiang Hua Wang, Fu Chun Zhang, Qi Kun Xue, and Jin Feng Jia. Experimental detection of a Majorana mode in the core of a magnetic vortex inside a topological insulator-superconductor Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>/NbSe<sub>2</sub> heterostructure. *Physical Review Letters*, 114(1):17001–17001, January 2015.
- [22] Remy Pawlak, Marcin Kisiel, Jelena Klinovaja, Tobias Meier, Shigeki Kawai, Thilo Glatzel, Daniel Loss, and Ernst Meyer. Probing Atomic Structure and Majorana Wavefunctions in Mono-Atomic Fe-chains on Superconducting Pb-Surface. *npj Quantum Information*, 2(1):16035–16035, November 2015.
- [23] Jeffrey C Y Teo and C. L. Kane. Topological defects and gapless modes in insulators and superconductors. *Physical Review B*, 82(11):115120–115120, September 2010.
- [24] Liang Fu and C. L. Kane. Superconducting proximity effect and majorana fermions at the surface of a topological insulator. *Physical Review Letters*, 100(9):96407–96407, March 2008.
- [25] Nicholas Sedlmayr, E W Goodwin, Michael Gottschalk, Ian M Dayton, Can Zhang, Erik Huemiller, Reza Loloee, Thomas C Chasapis, Maryam Salehi, Nikesh Koirala, G Kanatzidis, Seongshik Oh, D J Van Harlingen, Alex Levchenko, and S H Tessmer. Dirac surface states in superconductors: A dual topological proximity effect. *arXiv preprint*, pages 1805.12330–1805.12330, 2018.
- [26] Haijun Zhang, Chao-Xing Liu, Xiao-Liang Qi, Xi Dai, Zhong Fang, and Shou-Cheng Zhang. Topological insulators in Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> and Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> with a single Dirac cone on the surface. *Nature Physics*, 5(6):438–442, June 2009.
- [27] T. Wolfram. Tomasch oscillations in the density of states of superconducting films. *Physical Review*, 170(2):481–490, June 1968.
- [28] P W Anderson. Infrared Catastrophe in Fermi Gases with Local Scattering Potentials. *Physical Review Letters*, 18(24):1049–1051, June 1967.
- [29] Paolo Zanardi and Nikola Paunković. Ground state overlap and quantum phase transitions. *Physical Review E*, 74(3):031123, September 2006.
- [30] L. Campos Venuti, S. M. Giampaolo, F. Illuminati, and P. Zanardi. Long-distance entanglement and quantum teleportation in XX spin chains. *Physical Review A*, 76(5):052328, November 2007.
- [31] W. P. Su, J. R. Schrieffer, and A. J. Heeger. Soliton excitations in polyacetylene. *Physical Review B*, 22(4):2099–2111, 1980.



- [32] J. Von Neumann. Beweis des Ergodensatz und des H-Theorems in der neuen Mechanik. *Zeitschrift für Physik*, 57:30–30, 1929.
- [33] Marcos Rigol and B. Sriram Shastry. Drude weight in systems with open boundary conditions. *Physical Review B*, 77(16):161101–161101, April 2008.
- [34] Szabolcs Vajna and Balázs Dóra. Topological classification of dynamical phase transitions. *Physical Review B*, 91(15):155127–155127, April 2015.

## 5 Inne osiągnięcia naukowe

### 5.1 Konferencyjne referaty zaproszone

- 2019 Workshop on Recent Developments in the Theory of Topological Systems, Lublin, Polska (12.12 - 13.12)
- 2019 XIX National Conference on Superconductivity, Bronisławów, Polska (06.10 - 11.10)
- 2019 Majorana Modes and Beyond, Warsaw, Polska (26.02-27.02)
- 2018 13th International School on Theoretical Physics: Symmetry and Structural Properties of Condensed Matter (SSPCM 2018), Rzeszów, Polska (10-15.09)
- 2018 Symposium on the Physics of Majorana Bound States, Warszawa, Polska (05.01)
- 2013 SFB/TRR 49 Condensed Matter Systems with Variable Many-Body Interactions, Bensheim, Niemcy (19-20.09)
- 2011 SFB/TRR 49 Condensed Matter Systems with Variable Many-Body Interactions, Alzey, Niemcy (15-16.09)

### 5.2 Referaty zaproszone w placówkach badawczych oraz uczelniach

- 2019 Wrocław University of Technology, Polska (16.10)
- 2019 Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Kraków, Polska (04.06)
- 2019 Adam Mickiewicz University, Poznań, Polska (15.05)
- 2019 Johannes Gutenberg University Mainz, Niemcy (30.04)
- 2018 Maria Curie-Skłodowska University, Lublin, Polska (20.11)
- 2017 IPhT, CEA Saclay, Francja (25.09)
- 2016 University of Wisconsin-Madison, Madison, USA (15.11)
- 2016 University of Manitoba, Winnipeg, Kanada (25.11)
- 2014 Technical University of Kaiserslautern, Niemcy (06.11)
- 2012 Marburg University, Niemcy (08.11)
- 2011 Max Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Niemcy (06.07)
- 2011 Martin-Luther University, Halle, Niemcy (02.05)

### 5.3 Inne wystąpienia z referatem

- 2019 APS March Meeting, Boston, USA (04.03 - 08.03)
- 2018 New Trends in Topological Insulators, Luxembourg City, Luxembourg (16.07)
- 2017 APS March Meeting, New Orleans, USA (13-17.03)
- 2016 APS March Meeting, Baltimore, USA (14-18.03)
- 2013 APS March Meeting, Baltimore, USA (18-22.03)
- 2012 CMD24-CMMP12, Edinburgh, Wielka Brytania (3-7.09)
- 2012 DPG Spring Meeting, Berlin, Niemcy (26-30.03)
- 2012 APS March Meeting, Boston, USA (27.02-3.03)
- 2011 CMMP11, Manchester, Wielka Brytania (13-15.012)
- 2011 APS March Meeting, Dallas, USA (21-25.03)
- 2010 Joint European Magnetic Symposia, Kraków, Polska, (23-28.8)
- 2009 DPG Spring Meeting, Dresden, Niemcy (22-27.03)

## 5.4 Wystąpienia z “posterem”

- 2019 Bound States in Superconductors and Interfaces, Dresden, Germany (08.04-10.04)
- 2018 10th International School and Conference on Physics and Application of Spin, Linz, Austria (05-09.08)
- 2014 GDR Physique Quantique Mesoscopique, Aussois, France (01-04.12)
- 2014 Workshop Topological and Dirac Matter, Bordeaux, France (12-14.11)
- 2014 Focus Workshop: Topological Matter Out of Equilibrium, Dresden, Niemcy (27-29.03)
- 2013 Quantum Many-Body Dynamics in Open Systems, Bad Honnef, Niemcy (02-05.04)
- 2012 SFB/TRR 49 Condensed Matter Systems with Variable Many-Body Interactions, Wiesbaden, Niemcy (20-21.09)
- 2012 Workshop on Innovations in Strongly Correlated Electron Systems, Trieste, Włochy, (13-17.08)
- 2011 International Conference on Recent Progress in Many-Body Theories, Bariloche, Argentyna (28.11-02.12)
- 2011 SFB/TRR 49 Condensed Matter Systems with Variable Many-Body Interactions, Alzey, Niemcy (15-16.09)
- 2011 Korrelationstage, Dresden, Niemcy (28.02-04.03)
- 2010 SFB/TRR 49 Condensed Matter Systems with Variable Many-Body Interactions Annual Retreat, Kaiserslautern, Niemcy (07-08.10)
- 2010 Quantum Matter in Low Dimensions, Stockholm, Szwecja (06-10.09)
- 2008 Fundamentals of Electronic Nanosystems, St. Petersburg, Rosja (28.06-04.07)
- 2007 SFB research colloquium in Fulda, Niemcy (29-31.05)
- 2007 Nanospintronic Design and Realization, Dresden, Niemcy (21-25.05)
- 2005 Conference on Strongly Interacting Systems at the Nanoscale, ICTP, Trieste, Włochy (08-12.08)

## 5.5 Wizyty naukowe w innych ośrodkach

- 2019 University of Kaiserslautern, Germany (29.04-03.05)
- 2018 Martin Luther University, Halle, Niemcy (09.07-31.08)
- 2018 University of Kaiserslautern, Niemcy (02-05.07)
- 2018 Martin Luther University, Halle, Niemcy (30.04-04.05)
- 2017 University of Kaiserslautern, Niemcy, (01.08-30.09)
- 2011 Martin Luther University, Halle, Niemcy (10-14.11)
- 2007 Politechnika Rzeszowska, Polska (13-17.11)

## 5.6 Udział w konferencjach i szkołach bez wystąpienia

- 2018 30 years of AKLT, Vancouver, Kanada
- 2010 OPTIMAS Workshop, Kaiserslautern, Niemcy
- 2005 IOP Theory of Condensed Matter Annual Meeting, Warwick, Wielka Brytania
- 2004 Theoretical Condensed Matter Physics Summer School, Windsor, Wielka Brytania
- 2004 Nanophysics: Coherence and Transport, Summer School, Les Houches, Francja
- 2003 Theoretical Condensed Matter Physics Summer School, Ambleside, Wielka Brytania
- 2003 Superconductivity Winter School, Cambridge, Wielka Brytania



## 5.7 Współpracownicy Międzynarodowi:

- Tadeusz Domański, UMCS, Poland
- Maciej Maśka, University of Silesia, Poland
- Michael Fleischhauer, Technical University of Kaiserslautern, Niemcy
- Levan Chortorlishvili, Martin-Luther University of Halle-Wittenberg, Niemcy
- Stuart Tessmer, Michigan State University, USA
- Alex Levchenko, University of Wisconsin-Madison, USA
- Cristina Bena, IPhT, CEA Saclay, Francja
- Pascal Simon, LPS Orsay, Francja
- Sebastian Eggert, Technical University of Kaiserslautern, Niemcy
- Jesko Sirker, University of Manitoba, Kanada
- Ian Affleck, University of British Columbia, Kanada
- Florian Gebhard, Philipps-Universität Marburg, Niemcy
- Vitalii Dugaev, Technical University of Rzeszów, Polska
- Jamal Berakdar, Martin-Luther University of Halle-Wittenberg, Niemcy
- Igor Yurkevich, Aston University, Wielka Brytania
- Igor Lerner, University of Birmingham, Wielka Brytania

## 6 Dydaktyka, zasięg aktywności zawodowej oraz współpraca międzynarodowa

### 6.1 Dydaktyka

Prowadzone zajęcia:

|              |                                             |                       |
|--------------|---------------------------------------------|-----------------------|
|              | <b>UMCS, Polska</b>                         |                       |
| 2019/2020 Z. | Modern Topics in Condensed Matter           | PhD Wykłady i egzamin |
| 2019/2020 Z. | Quantum Liquids                             | PhD Wykłady i egzamin |
| 2019/2020 Z. | Nanophotonics                               | Wykłady i egzamin     |
|              | <b>Politechnika Rzeszowska, Polska</b>      |                       |
| 2018/2019 L. | Physics                                     | Laboratorium          |
| 2018/2019 L. | Higher Mathematics in English II            | Wykłady i egzamin     |
| 2018/2019 L. | Calculus and Linear Algebra                 | Wykłady i egzamin     |
| 2018/2019 L. | Physics I                                   | Wykłady i egzamin     |
| 2018/2019 Z. | Differential Equations                      | Wykłady i egzamin     |
| 2018/2019 Z. | Fizyka I                                    | Wykłady i egzamin     |
| 2018/2019 Z. | Mechanika                                   | Laboratorium          |
| 2017/2018 L. | Fizyka II                                   | Wykłady i egzamin     |
| 2017/2018 L. | Fizyka II                                   | Ćwiczenia             |
| 2017/2018 L. | Matematyka wyższa po angielsku II           | Wykłady i egzamin     |
| 2017/2018 Z. | Mechanika                                   | Laboratorium          |
| 2017/2018 Z. | Algebra liniowa                             | Wykłady i egzamin     |
|              | <b>Michigan State University, USA</b>       |                       |
| 2017         | Rachunek całkowy                            | Wykłady i egzamin     |
| 2016         | Algebra liniowa                             | Wykłady i egzamin     |
|              | <b>University of Kaiserslautern, Niemcy</b> |                       |
| 2012         | Kwantowa teoria układów wielu cząstek       | Ćwiczenia i egzamin   |
| 2012         | Mechanika kwantowa                          | Ćwiczenia i egzamin   |
| 2011         | Zaawansowana mechanika kwantowa             | Ćwiczenia i egzamin   |
| 2011         | Teoria pola w fizyce ciała stałego          | Ćwiczenia i egzamin   |
|              | <b>Martin-Luther-University, Niemcy</b>     |                       |
| 2009         | Kwantowa teoria pola                        | Ćwiczenia             |
|              | <b>University of Birmingham, UK</b>         |                       |
| 2002-2006    | Matematyka dla fizyków                      | Ćwiczenia             |
| 2004         | C++                                         | Laboratorium          |

Pomoc w nadzorowaniu następujących prac doktorskich:

- Hamidreza Kazemi 2017-, Department of Physics, University of Kaiserslautern, Niemcy
- Denis Morath 2011-2016, Department of Physics, University of Kaiserslautern, Niemcy  
Temat: "Numerical Simulations of Low Dimensional Systems"

Pomoc w nadzorowaniu następujących prac magisterskich:

- Philipp Korell, 2011-2012, Department of Physics, University of Kaiserslautern, Niemcy
- Pia Adam, 2011-2012, Department of Physics, University of Kaiserslautern, Niemcy

## 6.2 Organizacja konferencji

Członek komitetu organizacyjnego i programowego “13th International School on Theoretical Physics: Symmetry and Structural Properties of Condensed Matter”, Rzeszów 10-15 września 2018

## 6.3 Inna działalność

- Inicjator i koordynator spotkań doktorantów Instytutu Fizyki UMCS w ramach “Journal Club”
- Edytor materiałów prokonferencyjnych SSPCM 2018 w Acta Physica Polonica A (2019)
- Administrator strony internetowej nieformalnej grupy “Spintronics” w Politechnice Rzeszowskiej (2018-2019)
- Koordynator seminariów naukowych grupy “Spintronics” w Politechnice Rzeszowskiej (2017-2019)
- Członek zrzeszony stowarzyszenia Institute of Physics (Wielka Brytania)
- Autor bloga wyjaśniającego w popularnonaukowym stylu podstawowe idee fizyki materii skondensowanej: [condensedmattersblog.wordpress.com](http://condensedmattersblog.wordpress.com)



## 7 Inne osiągnięcia naukowe

### 7.1 Kierowanie projektami naukowymi

2019-2020 DAAD/NAWA bilateralny grant pt. "The Effect of Coulomb Interactions on Topological Spin Orbit Torques" realizowany przez Dra Nicholas'a Sedlmayr'a z Politechniki Rzeszowskiej (od 1 września 2019 UMCS w Lublinie) wspólnie z profesorem Sebastian'em Eggert'em z Technicznego Uniwersytetu w Kaiserslautern (Niemcy)

### 7.2 Działalność recenzencka

Byłem dotychczas recenzentem w następujących czasopismach naukowych:

- Physical Review Letters
- Physical Review B
- Annals of Physics
- Journal of Magnetism and Magnetic Materials
- New Journal of Physics
- Canadian Journal of Physics
- Physica E
- Journal of Physics: Condensed Matter
- Journal of Physics A
- Physical Review Applied

### 7.3 Wykaz pozostałych publikacji naukowych

#### 7.3.1 Artykuły w czasopismach naukowych po otrzymaniu stopnia doktora

- (P15) N. Sedlmayr and J. Berakdar  
*Transport properties of an interacting quantum dot in a non-uniform magnetization*  
Europhys. Lett., **83**, 57003 (2008)
- (P16) N. Sedlmayr, V.K. Dugaev, and J. Berakdar  
*Current-induced interactions of multiple domain walls in magnetic quantum wires*  
Phys. Rev. B, **79**, 174422 (2009)
- (P17) N. Sedlmayr, V.K. Dugaev, and J. Berakdar  
*Role of non-collinear magnetization: from ferromagnetic nanowires to rings*  
Physica Status Solidi (b), **247**, 2603 (2010)
- (P18) N. Sedlmayr, V.K. Dugaev, M. Inglot, and J. Berakdar  
*Indirect interaction of domain walls*  
Physica Status Solidi RRL, **5**, 450 (2011)
- (P19) N. Sedlmayr, S. Eggert, and J. Sirker  
*Electron scattering from domain walls in ferromagnetic Luttinger liquids*  
Phys. Rev. B, **84**, 024424 (2011)
- (P20) N. Sedlmayr, V.K. Dugaev, and J. Berakdar  
*Spin density waves and domain wall interactions in nanowires*  
Phys. Rev. B, **83**, 174447 (2011)
- (P21) N. Sedlmayr, J. Ohst, I. Affleck, J. Sirker, and S. Eggert  
*Transport and scattering in inhomogeneous quantum wires*  
Phys. Rev. B (Rapid Comm.) **86**, 121302(R) (2012)
- (P22) N. Sedlmayr and J. Berakdar  
*Negative differential magnetoresistance in ferromagnetic wires with domain walls*  
Phys. Rev. B, **86**, 024409 (2012)
- (P23) N. Sedlmayr, P. Korell, and J. Sirker  
*Two-band Luttinger liquid with spin-orbit coupling: Applications to monatomic chains on surfaces*  
Phys. Rev. B., **88**, 195113 (2013)

- (P24) **N. Sedlmayr**, P. Adam, and J. Sirker  
*Theory of the conductance of interacting quantum wires with good contacts and applications to carbon nanotubes*  
 Phys. Rev. B., **87**, 035439 (2013)
- (P25) **N. Sedlmayr**, D. Morath, J. Sirker, S. Eggert, and I. Affleck  
*Conducting fixed points for inhomogeneous quantum wires: a conformally invariant boundary theory*  
 Phys. Rev. B, **89**, 045133 (2014)
- (P26) **N. Sedlmayr**, V.K. Dugaev, and J. Berakdar  
*Dynamics of the polarization of a pinned domain wall in a magnetic nanowire*  
 Physica Status Solidi (b), **251**, 231 (2014)
- (P27) D. Morath, **N. Sedlmayr**, J. Sirker, and S. Eggert  
*Conductance in inhomogeneous quantum wires: Luttinger liquid predictions and quantum Monte Carlo results*  
 Phys. Rev. B, **94**, 115162 (2016)
- (P28) R.M. Reeve, A. Loescher, H. Kazemi, B. Dupé, T. Winkler, D. Schönke, J. Miao, K. Litzius, **N. Sedlmayr**, I. Schneider, J. Sinova, S. Eggert, and M. Kläui  
*Scaling of intrinsic domain wall magneto-resistance with confinement in electromigrated nanocontacts*  
 Phys. Rev. B **99**, 214437 (2019)
- (P29) T. Masłowski, and **N. Sedlmayr**  
*Quasiperiodic dynamical phase transitions in multiband topological insulators and connections with entanglement entropy and fidelity susceptibility*  
 Phys. Rev. B **101**, 014301 (2020)

### 7.3.2 Doniesienia konferencyjne po otrzymaniu stopnia doktora

- (P30) **N. Sedlmayr**, V.K. Dugaev, J. Berakdar, V.R. Vieira, M.A.N. Araújo, and J. Barnaś  
*Spin and charge transport through non-collinear magnetic nanowires*  
 J. Magn. Magn. Mater., **322**, 1419 (2010)
- (P31) **N. Sedlmayr**, S. Eggert, and J. Sirker  
*Non-collinear ferromagnetic Luttinger liquids*  
 J. Phys.: Conf. Ser., **303**, 012107 (2011)
- (P32) M. Sedlmayr, **N. Sedlmayr**, and V.K. Dugaev  
*Current Induced Dynamics of One-Dimensional Skyrmions*  
 Acta Physica Polonica A, **135**, 1268 (2019)

### 7.3.3 “Lecture notes” opublikowane po doktoracie

- (P33) **N. Sedlmayr**  
*Dynamical Phase Transitions in Topological Insulators*  
 Acta Physica Polonica A, **135**, 1191 (2019)

### 7.3.4 Rozdziały książkowe (on-line) po otrzymaniu stopnia doktora

- (P34) **N. Sedlmayr**, J. Berakdar, M.A.N. Araújo, V.K. Dugaev, and J. Barnaś  
*Charge and spin transport in magnetic nanowires*  
 Nanowires - Fundamental Research (Intech, Croatia) (2011)

### 7.3.5 Artykuły w czasopismach naukowych przed otrzymaniem stopnia doktora

- (P35) **N. Sedlmayr**, I.V. Yurkevich, and I.V. Lerner  
*Tunnelling density of states at Coulomb blockade peaks*  
 Europhys. Lett., **76**, 109 (2006)

## 7.4 Pozostałe osiągnięcia naukowo-badawcze (które nie wchodzą do zakresu stanowiącego dorobek habilitacyjny)

Od momentu ukończenia mojego doktoratu poważnie zaangażowałem się w kilka innych zagadnień związanych z fizyką materii skondensowanej. Pierwszym z tych zagadnień jest transport w nanodrutach, drugim zaś dynamika ścianek domenowych w drutach ferromagnetycznych. W szczególności, badałem w jaki sposób ścianki domenowe mogą ze sobą oddziaływać pod wpływem elektronowych stopni swobody w tych układach.

Jednowymiarowy drut oddziałujących fermionów charakteryzuje się niskoenergetycznymi wzbudzeniami bozonowymi, opisującymi kolektywne wzbudzenia fermionów. Jednak nie jest rzeczą oczywistą, co dzieje się w układach niejednorodnych, gdy nie jest zachowana translacyjna niezmienniczość czy niezmienniczości względem skali. Te obszary niejednorodności powodują rozpraszanie wsteczne cząstek, co istotnie zaburza układ prowadząc do pojawienia się punktu stałego (ang. *fixed point*) fazy izolatorowej w niskich energiach. Pokazaliśmy, że w niektórych modelach to rozpraszanie wsteczne może być zredukowane do zera przez proste dopasowanie prędkości wzbudzeń bozonowych w drutach i doprowadzeniach (P21). Prowadzi to do tzw. *conducting fixed point* opisanego przez całkowicie nowy typ konforemno-niezmienniczej teorii uwzględniającej efekty brzegowe (P25), która nie odpowiada ani zwykłemu okresowemu, ani otwartym warunkom brzegowym. Byłem również w stanie wykazać, porównując wyniki niskoenergetycznej teorii pola z obliczeniami numerycznymi, że takie niejednorodne druty można rzeczywiście opisać z dużą dokładnością za pomocą teorii cieczy Luttingera nawet dla bardzo dużych skoków parametrów i silnych oddziaływań (P21), (P25), and (P27).

Dobrymi przykładami realizacji układów jednowymiarowych mogą być nanorurki węglowe czy atomy złota osadzone na powierzchniach germanu. Te konkretne przykłady mają w rzeczywistości więcej niż jedno pasmo przewodnictwa na poziomie Fermiego. Takie wielopasmowe modele wykazują różne fazy w porównaniu ze zwykłą cieczą Luttingera. W pracy (P23) modelowałem druty z atomów złota i badałem ich diagram fazowy jako funkcję siły oddziaływania i anizotropii magnetycznej. W rezultacie stwierdziłem, że pomimo wielu możliwych procesów rozpraszania w takim układzie wciąż istnieje ciecz Luttingera (P23). Przewidywania dotyczące takiego stanu rzeczy zostały potwierdzone eksperymentalnie. Obliczyłem także wpływ temperatury i długości drutu na transport spowodowany rozproszeniem na fononach w nanorurkach węglowych, z uwzględnieniem oddziaływań między elektronami. Uzyskane wyniki zostały porównane z wynikami doświadczalnymi i poprzednimi obliczeniami (P24). Wymagało to uogólnienia dotychczasowej teorii przewodzącego punktu stałego. Uogólnienie to polegało na uwzględnieniu procesów rozpraszania w nanorurkach węglowych.

Separacja spinowo-ładunkowa jest jedną z cech charakterystycznych cieczy Luttingera, ale jest ona niszczona przez przyłożenie pola magnetycznego, które powoduje wzbudzenia mieszające spinowe i ładunkowe stopnie swobody. Ponadto prace dotyczące drutów ferromagnetycznych zawierających ścianki domenowe zainicjowały badania nad ich dynamiką, wywołaną rozpraszaniem elektronów przewodnictwa. Wykorzystałem te idee, aby w granicy jednowymiarowej przeanalizować wpływ oddziaływania elektron-elektron na własności magnetyczne i elektronowe takich drutów. W przypadku elektronowych stopni swobody mamy ciecz Luttingera ze ścianką domenową odgrywającą rolę rozciąglej domieszki magnetycznej. Wspomniana domieszka może powodować rozproszenie modów normalnych cieczy Luttingera, a różniących się od pierwotnych wzbudzeń ładunkowych i spinowych. W rezultacie wskazaliśmy zakres możliwych faz w granicy niskoenergetycznej. W szczególności okazało się, że bardzo interesująca jest faza układu z przerwą spinową, która może spowodować, że ruch ścianki domenowej zostanie w niej zablokowany (P19).

Prąd indukujący ruch ferromagnetycznych ścianek domenowych w drutach jest spowodowany przez zależne od spinu rozpraszanie elektronów przewodnictwa. Wykazałem, że to rozproszenie może również powodować prąd indukujący oddziaływanie między ściankami domenowymi za pośrednictwem elektronów (P16) and (P20). To oddziaływanie dość mocno komplikuje ruch ścianki domenowej, a w skrajnych przypadkach może doprowadzić do zniszczenia jej koherentnej dynamiki. Co więcej, w przypadku braku prądu istnieje odpowiednik oddziaływania RKKY między ściankami domenowymi w drutach (P17), (P18), (P22) oraz (P26).

Nicholas Seidman