

Załącznik nr 2 w postępowaniu habilitacyjnym

## AUTOREFERAT

Michał Nowak

Akademia Górniczo-Hutnicza  
im. Stanisława Staszica w Krakowie  
Akademickie Centrum Materiałów i Nanotechnologii

————— Kraków, 28 marca 2019 —————

Dedykuję mojej żonie Magdalenie,  
której poświęcenie i wsparcie umożliwiło powstanie tej pracy.

# Spis treści

1.	Dane personalne . . . . .	4
2.	Posiadane dyplomy, stopnie naukowe . . . . .	4
3.	Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych . . . . .	4
4.	Wskazanie osiągnięcia naukowego . . . . .	5
4.1.	Tytuł osiągnięcia naukowego . . . . .	5
4.2.	Autorzy i tytuły publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego . . . . .	5
4.3.	Omówienie celu naukowego prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania . . . . .	6
5.	Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo – badawczych . . . . .	32
5.1.	Prace przed doktoratem . . . . .	32
5.2.	Prace po doktoracie . . . . .	33
5.3.	Dane bibliometryczne wszystkich publikacji . . . . .	34

## 1. Dane personalne

**Imię i nazwisko:** Michał Nowak

**Miejsce zatrudnienia:** Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie, Akademyckie Centrum Materiałów i Nanotechnologii

**Telefon:** 12 617 20 73

**e-mail:** mpnowak@agh.edu.pl

**www:** mpnowak.org

## 2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe

1. **Magister inżynier fizyki technicznej**, 26.06.2008. Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie, Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej. Tytuł pracy magisterskiej: *Sprzężenie molekularne dla pary elektronów w stosie samozorganizowanych kropek kwantowych*. Promotor pracy: prof. dr hab. inż. Bartłomiej Szafran.
2. **Doktor nauk fizycznych**, 28.10.2013. Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie, Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej oraz Uniwersytet w Antwerpii – uzyskanie dyplomów doktorskich obydwu uczelni. Tytuł rozprawy doktorskiej: *Electronic structure of artificial atoms and molecules: spin-orbit coupling effects*. Promotor pracy: prof. dr hab. inż. Bartłomiej Szafran, promotor pomocniczy prof. Francois Peeters. Praca doktorska wyróżniona przez Radę Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH.

## 3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

1. 10.2013 – 09.2017, Asystent naukowy na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej, Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie.
2. 01.2015 – 12.2016, Postdoctoral researcher, QuTech and Kavli Institute of Nanoscience, Delft University of Technology, Delft, Holandia.
3. 10.2017 – obecnie, Adiunkt naukowy w Akademickim Centrum Materiałów i Nanotechnologii, Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie.

## 4. Wskazanie osiągnięcia naukowego stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego

Osiągnięciem zgodnie 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. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.) jest cykl publikacji powiązanych tematycznie.

### 4.1. Tytuł osiągnięcia naukowego

**Zjawiska spinowe oraz wzbudzone nadprzewodnictwo w nanostrukturach półprzewodnikowych**

### 4.2. Autorzy i tytuły publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego

- [H1] M. P. Nowak, B. Szafran, "Spin current source based on a quantum point contact with local spin-orbit interaction", *Applied Physics Letters* 103, 202404 (2013). [IF 3,5]
- [H2] M. P. Nowak, K. Kolasieński, B. Szafran, "Signatures of spin-orbit coupling in scanning gate conductance images of electron flow from quantum point contacts", *Physical Review B* 90, 035301 (2014). [IF 3,7]
- [H3] M. P. Nowak, B. Szafran, "Single-electron shell occupation and effective g-factor in few-electron nanowire quantum dots", *Physical Review B* 91, 085102 (2015). [IF 3,7]
- [H4] M. Kjaergaard, F. Nichele, H. J. Suominen, M. P. Nowak, M. Wimmer, A. R. Akhmerov, J. A. Folk, K. Flensberg, J. Shabani, C. J. Palmstrøm, C. M. Marcus, "Quantized conductance doubling and hard gap in a two-dimensional semiconductor-superconductor heterostructure", *Nature Communications* 7, 12841 (2016). [IF 12,1]
- [H5] M. Kjaergaard, H. J. Suominen, M. P. Nowak, A. R. Akhmerov, J. Shabani, C. J. Palmstrøm, F. Nichele, C. M. Marcus, "Transparent Semiconductor-Superconductor Interface and Induced Gap in an Epitaxial Heterostructure Josephson Junction", *Physical Review Applied* 7, 034029 (2017). [IF 4,8]
- [H6] J. Kammhuber, M. C. Cassidy, F. Pei, M. P. Nowak, A. Vuik, Ö. Gül, D. Car, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, M. Wimmer, L. P. Kouwenhoven, "Conductance through a helical state in an InSb nanowire", *Nature Communications* 8, 478 (2017). [IF 12,4]
- [H7] H. Zhang, Ö. Gül, S. Conesa-Boj, M. P. Nowak, M. Wimmer, K. Zuo, V. Mourik, F. K. de Vries, J. van Veen, M. W. A. de Moor, J. D. S. Bommer, D. J. van Woerkom, D. Car, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, M. Quintero-Pérez, M. C. Cassidy, S. Koelling, S. Goswami, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. P. Kouwenhoven, "Ballistic superconductivity in semiconductor nanowires", *Nature Communications* 8, 16025 (2017). [IF 12,4]
- [H8] M. P. Nowak, P. Wójcik, "Renormalization of the Majorana bound state decay length in a perpendicular magnetic field", *Physical Review B* 97, 045419 (2018). [IF\* 3.8]
- [H9] P. Wójcik, M. P. Nowak, "Durability of the superconducting gap in Majorana nanowires under orbital effects of a magnetic field", *Physical Review B* 97, 235445 (2018). [IF\* 3.8]

- [H10] M. P. Nowak, P. Wójcik, "Probing Andreev reflection reach in semiconductor-superconductor hybrids by Aharonov-Bohm effect", *Applied Physics Letters* 114, 043104 (2019). [IF\* 3,5]
- [H11] M. P. Nowak, M. Wimmer, A. R. Akhmerov, "Supercurrent carried by non-equilibrium quasi-particles in a multiterminal Josephson junction", *Physical Review B* 99, 075416 (2019). [IF\* 3.8]

Wartości współczynników Impact Factor (IF) podano za bazę *InCites Journal Citation Reports*, zgodnie z rokiem opublikowania lub (\*) z najnowszą dostępną wartością.

Szczegółowy opis mojego wkładu w powyższe publikacje znajduje się w **załączniku nr 4: Wykaz opublikowanych prac naukowych oraz informacja o osiągnięciach dydaktycznych, współpracy naukowej i popularyzacji nauki**. Oświadczenia współautorów, dotyczące ich wkładu w powyższe publikacje, znajdują się w **załączniku nr 5: Oświadczenia współautorów**.

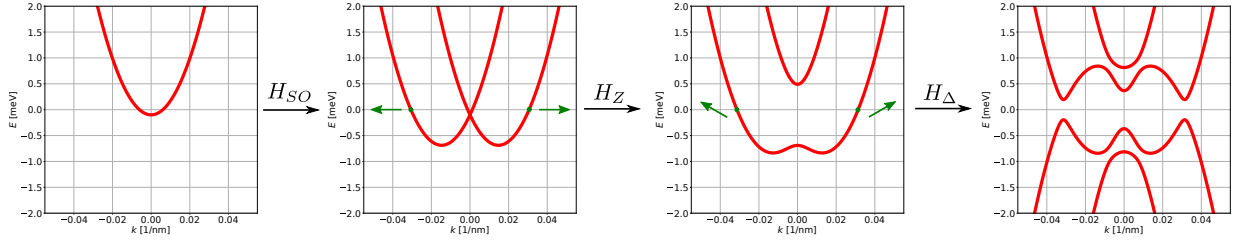
### 4.3. Omówienie celu naukowego prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania

#### Wstęp

Osią mojej pracy naukowej, którą paralem się w ciągu ostatnich lat, a która stanowi przedmiot niniejszego wniosku, był teoretyczny opis efektów spinowych i wzbudzanego nadprzewodnictwa w nanostrukturach półprzewodnikowych w szczególności w kontekście wykorzystania tych zjawisk dla wytwarzania fazy topologicznego nadprzewodnictwa.

Nanostruktury półprzewodnikowe to elementy elektroniczne, których wymiary wynoszą dziesiątki lub setki nanometrów. Z uwagi na swój rozmiar umożliwiają badanie i kontrolowanie pojedynczych nośników ładunku. Pozwoliło to na demonstrację fundamentalnych zjawisk wynikających z kwantowej natury świata w skali nano takich jak kwantyzacja przewodności w kwantowych kontaktach punktowych (Quantum Point Contact – QPC) [1] lub dyskretnych widm energetycznych sztucznych atomów i molekuł [2]. Od schyłku XX wieku prowadzone są badania nad własnościami spinowymi nanostruktur. Szczególne zainteresowanie wzbudza możliwość wykorzystania tych układów do budowy elementów nowej elektroniki wykorzystującej dodatkowo stopień swobody nośników ładunku [3] oraz aplikacja nanostruktur do budowy elementów komputera kwantowego wykorzystującego spin jako nośnik informacji kwantowej [4]. Dotychczas udało się zademonstrować działanie podstawowych elementów komputera kwantowego opierającego swoje funkcjonowanie na spinie elektronowym [5]. Problemem wciąż pozostaje jednak praktyczna realizacja złożonego układu, gdzie ograniczeniem jest szybka dekoherencja kubitów na skutek oddziaływania z otoczeniem, w szczególności spinami jądrowymi.

Równolegle znaczne zainteresowanie zaczęła wzbudzać nowa gałąź badań – topologiczne fazy materii (będąca finalnie przedmiotem Nagrody Nobla w 2016 roku). Szczególnie interesującym typem takiego stanu jest topologiczne nadprzewodnictwo. Wykazano, że w układach realizujących tę fazę – co wymaga efektywnie wytworzenia nadprzewodnictwa trypletowego (typu  $p$ ) – na defektach powstają osobliwe stany: stany zlokalizowane Majorany. Te kwazicząstkowe wzbudzenia odpowiadają fermionom Majorany – bezspinowym, bezładunkowym cząstkom o zerowej energii, które są swoimi antycząstkami. Były one przewidziane już w latach 30 i do tej pory bezskutecznie poszukiwane są wśród cząstek elementarnych. Ich emergentną realizację kwazicząstkową można wykorzystać do przechowywania informacji kwantowej w sposób pozwalający uniknąć problemu dekoherencji [6]. Na przeszkodzie ich eksperymentalnej realizacji stał jednakże fakt, że materiały lite pozwalające na realizację topologicznego nadprzewodnictwa nie są obecnie powszechnie dostępne.



**Rysunek 1:** Ewolucja relacji dyspersji jednowymiarowego drutu opisanego Hamiltonianem (1) na skutek włączania jego poszczególnych elementów: pojedyncza parabola rozszczepia się na dwa pasma o przeciwnych polaryzacjach spinowych po dodaniu oddziaływania SO ( $H_{SO}$ ); następnie sprzężenie Zeemanowskie ( $H_Z$ ) otwiera przerwę helikalną wiążąc wartość oczekiwaną spinu (zielona strzałka) z kierunkiem propagacji nośników ładunku; ostatecznie parowanie nadprzewodzące ( $H_{\Delta}$ ) sprzęga pasma elektronu i dziury tworząc w zerowej energii przerwę topologiczną. Dla tego zakresu parametrów na krańcach układu zamkniętego powstaną zdegenerowane stany Majorany będące mieszaniną elektronu i dziury posiadające równe składowe przeciwnych polaryzacji spinowych – stany związane Majorany.

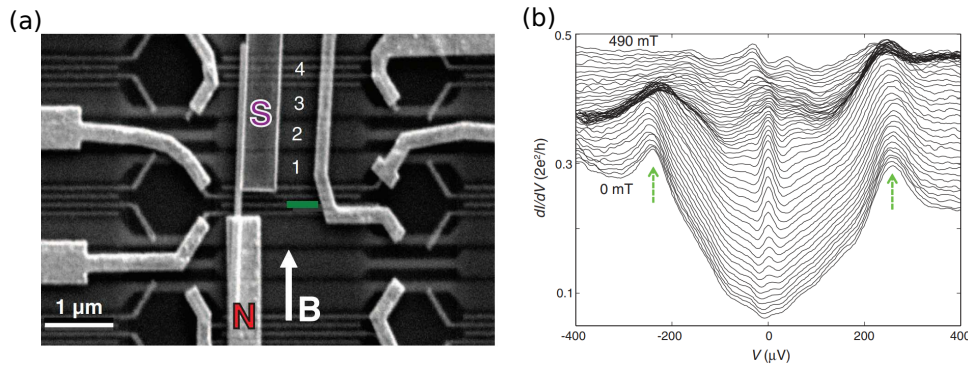
Jedynie dziesięć lat temu zdano sobie sprawę, że nadprzewodnik topologiczny można wytworzyć efektywnie – tworząc hybrydowy układ, w którym niskowymiarowe nanostruktury półprzewodnikowe połączone są z mezoskopowym nadprzewodnikiem typu  $s$  [7, 8]. Co istotne, kluczową rolę w realizacji takiej fazy odgrywają właśnie zjawiska spinowe w nanostrukturach. Aby zobrazować wytwarzanie fazy topologicznego nadprzewodnictwa rozważmy układ opisany Hamiltonianem:

$$H = \left( \frac{\mathbf{p}^2}{2m^*} - \mu \right) \sigma_0 \tau_z + H_{SO} \tau_z + H_Z \tau_0 + H_{\Delta} \tau_x, \quad (1)$$

działającym na funkcję falową w postaci spinora  $\Psi = (\psi_e^\uparrow, \psi_e^\downarrow, \psi_h^\downarrow, -\psi_h^\uparrow)^T$ , gdzie  $\sigma_i$  ( $\tau_i$ ) są macierzami Pauliego działającymi na spinowy (elektronowo-dziurowy) stopień swobody. Poza częścią kinetyczną w Hamiltonianie występują trzy kluczowe składniki:

- Oddziaływanie spin-orbita (SO) będące efektem relatywistycznym, w którym naładowana elektrycznie cząstka propagując się z pędem  $\mathbf{k}$  w zewnętrznym polu elektrycznym  $\mathbf{E}$  doświadcza efektywnego pola magnetycznego  $\mathbf{B}_{SO} = (-1/m_0c)\mathbf{k} \times \mathbf{E}$ . W materiałach krystalicznych mamy do czynienia z polami elektrycznymi wynikającymi z łamania wewnętrznej (krystalicznej) symetrii inwersji lub łamania symetrii inwersji struktury co prowadzi odpowiednio do sprzężeń typu Dresselhausa [9] i Rashby [10]. W szczególności w kwazi-jednowymiarowych nanodrutach [111] o strukturze blendy cynkowej występuje jedynie oddziaływanie Rashby w postaci  $H_{SO} = -\alpha k_x \sigma_y$ , które powoduje rozszczepienie relacji dyspersji nanodrutu pokazane na drugim panelu Rys. 1.
- Oddziaływanie Zeemanowskie, sprzęgające spin nośników ładunku z zewnętrznym polem magnetycznym, skierowanym niewspółliniowo z kierunkiem wyznaczanym przez oddziaływanie SO ( $\mathbf{B}_{SO}$ ), o Hamiltonianie  $H_Z = \frac{1}{2}g\mu_B B \sigma_z(x)$ . Łamie ono symetrię odwrócenia w czasie, i współdziałając z oddziaływaniem SO powoduje powiązanie spinu nośnika ładunku z jego pędem otwierając przerwę helikalną w spektrum – zobacz trzeci panel Rys. 1.
- Nadprzewodzący potencjał parujący uwzględniony przez Hamiltonian  $H_{\Delta} = \Delta \sigma_0$ , który sprzęga elektron z jego antycząstką – dziurą. W układach eksperymentalnych realizowany przez zbramkowanie nanostruktury nadprzewodnikiem. Na skutek oddziaływań spinowych potencjał parujący sprzęga pasma elektronu i dziury o przeciwnych polaryzacjach spinowych<sup>1</sup> otwierając przerwę topologiczną na poziomie Fermiego – ostatni panel Rys. 1.

<sup>1</sup>W obecności oddziaływania SO w układach kwazi-jednowymiarowych bądź pod obecność oddziaływań SO i Zeemana



**Rysunek 2:** (a) Hybrydowa struktura, w której dokonano pierwszego pomiaru stanów związanych Majorany: półprzewodnikowy nanodrut przykryty elektrodą metalową (N) oraz nadprzewodzącą (S) umieszczony nad serią poprzecznych elektrod generujących bariery potencjału i sterujących lokalnie potencjałem chemicznym w strukturze umieszczonej w obecności zewnętrznego pola magnetycznego ( $B$ ). (b) Spektroskopia tunelowa struktury z widocznymi pikami koherencji (zielone strzałki) uwidaczniającymi wzbudzoną przerwę nadprzewodząca w nanodrucie oraz formowanie się pików w zerowej energii odpowiadające stanom związanym Majorany w niezerowym polu magnetycznym. Rysunki pochodzą z pracy [11].

Połączenie oddziaływań spinowych pozwala na stworzenie efektywnie bezspinowego stanu (stan spinowy jest określany pędem), który po dołączeniu nadprzewodnictwa realizuje efektywną fazę topologicznego nadprzewodnictwa. Na brzegach układu powstają wtedy stany związane Majorany. Niezłocznie po zaprezentowaniu przewidywań teoretycznych prac [7, 8] rozpoczął się wyścig w eksperymentalnej demonstracji obecności stanów Majorany, a tym samym wytworzenia fazy topologicznego nadprzewodnictwa. W 2012 roku grupa z Delft (prof. Leo Kouwenhoven), jako pierwsza zademonstrowała pomiary spektroskopii tunelowej zbramkowanego nanodrutu świadczące o obecności kwaziczastek Majorany [11] – zobacz Rys. 2. Wkrótce pojawiły się potwierdzenia obserwacji tego ostanu dokonane przez inne grupy [12–15] i wydawało się, że realizacja bardziej złożonych urządzeń zdolnych wykorzystać stany związane Majorany do realizacji chronionych topologicznych obliczeń kwantowych jest jedynie kwestią następnych kilku lat.

## Cel naukowy prac

W trakcie kolejnych lat po przeprowadzeniu oryginalnego eksperymentu w Delft, wraz z postępem prac nad nanostrukturami hybrydowymi, uwidaczniało się jednak, jak złożone są to układy i jak bogatą mają fizykę. Wynika to głównie z faktu, że nanostruktury takie łączą materiały o zdecydowanie różnym charakterze – metaliczny nadprzewodnik, w którym elektrony istnieją jako kondensat par Coopera z półprzewodnikiem w którym dominują zjawiska spinowe.

W latach kiedy dokonano pierwszych pomiarów stanów Majorany brakowało zarówno powtarzalnych metod wytwarzania takich układów, a same struktury były niskiej jakości. Zrodziło to pytania czy pomiary pierwszych eksperymentów są miarodajne. Pojawiły się między innymi argumenty, że pomiary spektroskopii tunelowej nie są miarodajnym wyznacznikiem obecności stanów brzegowych – wynik pomiarów spektroskopii może być powodowany przez nieporządek w układzie – lub, że dotychczas brak pomiarów wskazujących, że w otwartych układach nanodrutów realizowany jest stan helikalny.

Postęp hamowany był również z uwagi na fakt, że ówczesne przewidywania teoretyczne bazowały na prostych modelach, zaniedbujących np. efekty skończonych wymiarów poprzecznych układów kwazi-

---

spin nie jest dobrą liczbą kwantową a sformułowanie *polaryzacja spinowa* odnosi do określonej wartości oczekiwanej operatorów spinowych.



1D, wpływu połączenia materiałów pół- i nadprzewodnikowych, bądź aspektów pola magnetycznego takich jak efekty orbitalne.

Dla dalszych postępów kluczowy stał się więc postęp w fabrykacji samych urządzeń stowarzyszony z rozwojem modeli i teoretycznym zrozumieniem kluczowych dla generowania topologicznego nadprzewodnictwa własności nanostruktur hybrydowych. Moja praca poświęcona jest tym właśnie badaniom, w których można wyróżnić trzy zasadnicze cele:

- Zbadanie wpływu oddziaływania SO na polaryzację stanów elektronowych i prądu płynącego przez otwarte struktury oraz na możliwości kwantyfikacji tego sprzężenia.
- Wyjaśnieniu wpływu bliskości nadprzewodnika na własności transportowe i wzbudzone nadprzewodnictwo w nanostrukturach półprzewodnikowych.
- Zbadanie wpływu efektów orbitalnych zewnętrznego pola magnetycznego na wzbudzone nadprzewodnictwo i stany związane Majorany.

### Metody badawcze

Moja praca badawcza opiera się na teoretycznym obliczaniu kilkuelektronowej struktury elektronowej bądź obliczeniach transportu elektronowego. Metody zastosowane w pracach wchodzących w skład osiągnięcia habilitacyjnego można pogrupować ze względu na charakter badanego zjawiska na:

- **Metody do obliczania struktury elektronowej.** Wykorzystałem metodę dokładnej diagonalizacji, gdzie Hamiltonian układu dyskretyzowany jest na siatce obliczeniowej [H8][H9]. W przypadku układów wieloelektronowych zastosowano podejście dokładnie (w numeryczny sposób) uwzględniające oddziaływanie elektronowe – metodę mieszania konfiguracji (praca [H3]). Metody te były bezpośrednio przeze mnie implementowane, bez wykorzystania zewnętrznych kodów obliczeniowych.
- **Metoda do obliczania przewodności.** Transport elektronowy opisany został w podejściu stacjonarnym przez rozwiązanie niezależnego od czasu równania Schrödingera. Układ podzielony był na obszar rozpraszania, do którego podłączone były pół-nieskończone kontakty. Zdyskretyzowane równanie Schrödingera wraz z otwartymi warunkami brzegowymi w kontaktach tworzy układ równań, którego rozwiązanie pozwoliło wyznaczyć macierz rozpraszania. Następnie w podejściu Landauera-Büttikera wyznaczano różniczkową konduktancję układu. Metoda ta została przeze mnie napisana i użyta w pracach [H1][H2]. Następnie do prac [H4][H6][H7][H10] wykorzystałem pakiet Kwant, przy którego powstaniu współpracowałem, a który implementował powyższą metodę.
- **Metoda do obliczania prądu płynącego przez złącze Josephsona.** Dysypatywny prąd płynący przez złącze Josephsona pod wpływem zewnętrznego napięcia obliczany był w podejściu [16] uwzględniającym wzbudzone różnicą napięć składowe harmoniczne prądu, które oparte było o sklejanie funkcji falowych z uwzględnianiem zależnych od energii kwazicząstkowych wyrazów źródłowych oraz amplitud odbicia Andreeva [H5][H11].

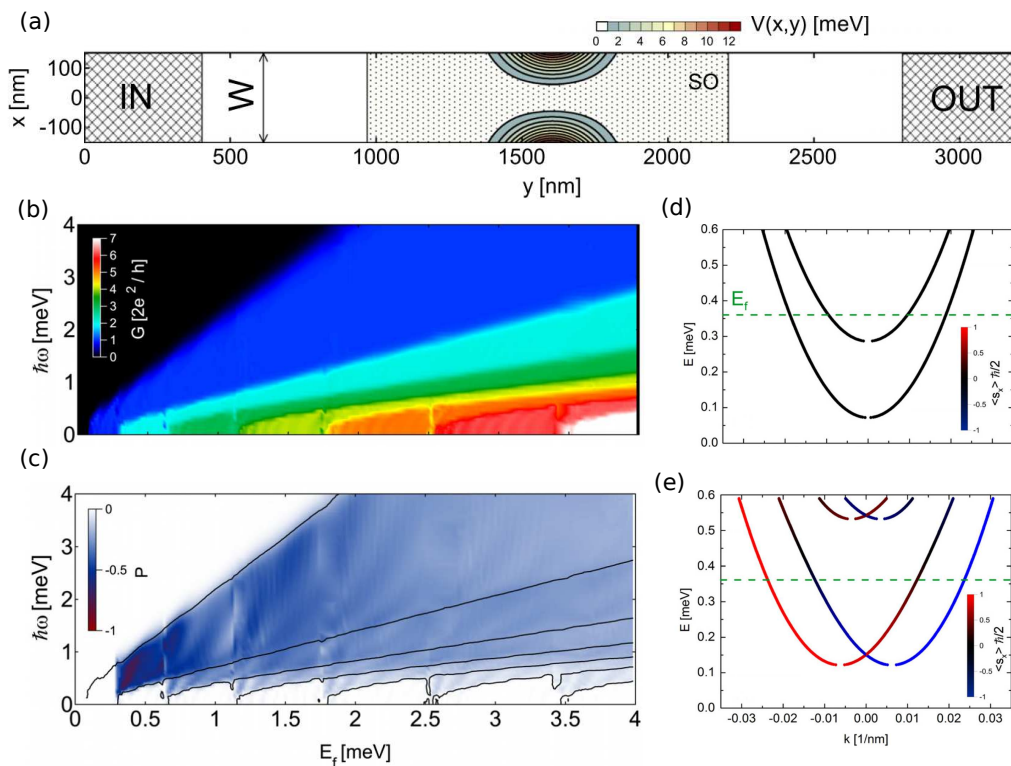
Ponadto w pracach przedstawionych w autoreferacie wykorzystano szereg metod analitycznych, które pozwoliły wyjaśnić dogłębniej procesy fizyczne stojące za wynikami numerycznymi.

W dalszej części Autoreferatu omówię najważniejsze wyniki prac, zgodnie z chronologiczną kolejnością ich powstania oraz z kontekstem, który towarzyszył prowadzonym badaniom.

Swoje badania rozpocząłem od opisu oddziaływania SO na własności nanostruktur, w szczególności tych definiowanych w nanodrutach, czego dotyczą pierwsze prace w tym zbiorze. Cztery kolejne publikacje powstały we współpracy z czołowymi grupami eksperymentalnymi podczas dwuletniego stażu podoktorskiego w pionierskim zespole prof. Leo Kouwenhovena w Delft. Są to prace, w których teoria komplementuje eksperyment umożliwiając zrozumienie i ilościową interpretację obserwowanych zjawisk fizycznych. Dwie z tych prac powstały we współpracy z grupą z Delft, a dwie z grupą prof. Charles Marcusa z Kopenhagi. We wszystkich czterech pracach jestem pierwszym teoretykiem na liście autorów. Pozostałe cztery prace to prace wyłącznie teoretyczne (w tym jedna zrealizowana we współpracy międzynarodowej), które zrealizowałem po powrocie do Polski. Artykuły te podają przewidywania dotyczące zjawisk spinowych i wzbudzanego nadprzewodnictwa w nanostrukturach półprzewodnikowych, w szczególności w kontekście zaniedbywanych dotychczas efektów orbitalnych pola magnetycznego.

### Omówienie prac

[H1] M. P. Nowak, B. Szafran, "Spin current source based on a quantum point contact with local spin-orbit interaction", Applied Physics Letters 103, 202404 (2013).



**Rysunek 3:** (a) Schematyczne przedstawienie półprzewodnikowego nanodrutu z lokalnym oddziaływaniem SO (zakropkowany obszar) z kwantowym kontaktem punktowym (kolorowe kontury) oraz dwoma półnieskończonymi elektrodami (oznaczone jako IN, OUT). (b) Mapa konduktancji w funkcji potencjału na QPC i energii Fermiego w kontaktach oraz (c) mapa polaryzacji spinowej z widoczną silną polaryzacją prądu na pierwszym stopniu kwantyzacji  $2e^2/h$ . (d) Relacja dyspersji w lewym kontakcie oraz (e) w obszarze QPC. Kolorem zaznaczono wartość oczekiwaną spinu elektronu propagującego się w danym stanie kwantyzacji poprzecznej. [H1].

Pierwsza z serii prac poświęcona jest zbadaniu efektów oddziaływania SO na prąd płynący przez kwantowy kontakt punktowy w dwuwymiarowym drucie kwantowym. Rozważyliśmy układ przedsta-

wiony na Rys. 3(a), w którym oddziaływanie SO włączone jest lokalnie – co eksperymentalnie może być zrealizowane poprzez obecność dodatkowej elektrody [zakropkowany obszar] w pobliżu QPC. Przewężenie kanału powoduje zaobserwowany już w latach osiemdziesiątych [1] efekt kwantowania przewodności kiedy QPC otwiera transport przez kolejne podpasma kwantyzacji poprzecznej. Jednakże dopiero postępy w fabrykacji nanourządzeń pozwoliły na tworzenie studni kwantowych w materiałach o silnym oddziaływaniu SO takich jak InGaAs – o którym traktuje ta praca.

W pracy tej skupiliśmy się na możliwości realizacji źródła prądu spolaryzowanego spinowo po przyłożeniu napięcia źródło-dren. Polaryzację zdefiniowaliśmy jako  $P = (G_+ - G_-)/\lambda$ , gdzie  $\lambda = (G_+ + G_-)$  dla  $G > 2e^2/h$  i  $\lambda = 2$  dla  $G \leq 2e^2/h$ , a  $G_{\pm}$  określa konduktancję dla dodatniej i ujemnej polaryzacji spinowej nośników ładunku na wyjściu z układu. Rys. 3(b) pokazuje mapę konduktancji w funkcji potencjału generowanego przez elektrody QPC i energii Fermiego z widocznymi stopniami  $2e^2/h$ . Mapa Rys. 3(c) prezentuje polaryzację spinową prądu na wyjściu z urządzenia. Zaobserwowaliśmy, że  $P$  przyjmuje niezerowe wartości z największą wartością absolutną (z  $P \simeq -0.8$ ) na pierwszym stopniu kwantyzacji w zakresie kiedy w kanale propagują się dwa mody.

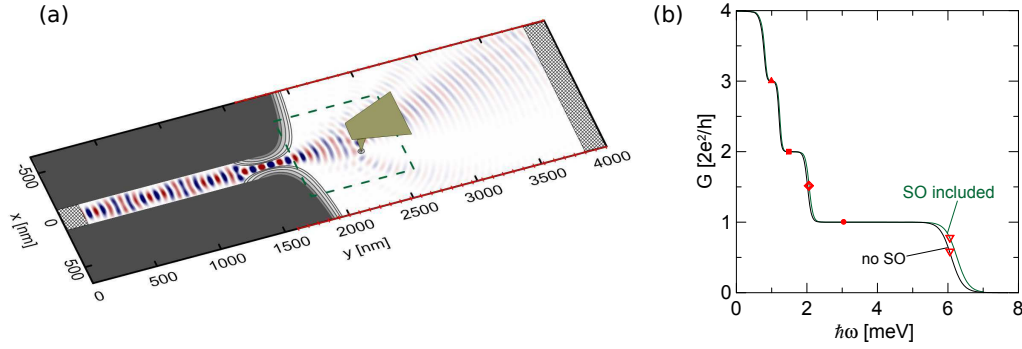
Aby wyjaśnić ten efekt zwróciliśmy uwagę, że dla 2DEG Hamiltonian oddziaływania SO ma postać zależną od operatora pędu zarówno w kierunku  $x$  jak i  $y$ . Na skutek mieszania stanów kwantyzacji poprzecznej o przeciwnych polaryzacjach spinowych, w przewężeniu QPC dla elektronów propagujących się w kierunku elektrody wyjściowej, dostępne są mody których sumaryczna wartość oczekiwana spinu w kierunku  $x$  jest negatywna [zielona przerywana linia na Rys. 3(e)]. Powoduje to, że początkowo spinowo zdegenerowany prąd nabiera polaryzacji przepływając przez przewężenie na skutek dominującej transmisji pasm, w których spin ustawiony jest antyrównoległe do kierunku  $x$ . Mapa Rys. 3(c) pokazuje, że polaryzacja spinowa prądu uzyskiwana jest w szerokim zakresie parametrów – energii Fermiego i potencjału przewężenia.

Zaproponowany efekt może być wykorzystany do budowy w pełni elektrycznego źródła spolaryzowanego spinowo prądu realizowanego w strukturach półprzewodnikowych. Pozwoli to rozwiązać problem bardzo niskiego stopnia polaryzacji spinowej prądu uzyskiwanej przez kontaktowanie materiału półprzewodnikowego z kontaktami ferromagnetycznymi [17].

[H2] M. P. Nowak, K. Kolasiński, B. Szafran, "Signatures of spin-orbit coupling in scanning gate conductance images of electron flow from quantum point contacts", Physical Review B 90, 035301 (2014).

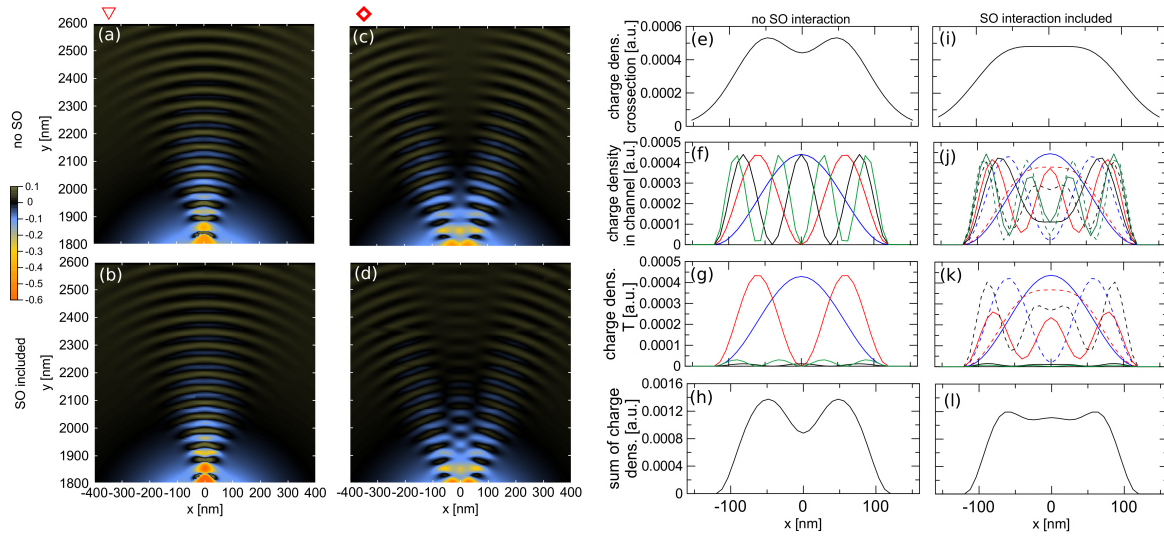
W poprzedniej pracy zauważyliśmy, że oddziaływanie SO pomimo wprowadzania polaryzacji spinowej płynącego prądu nie znosi degeneracji Kramerowskiej – konduktancja pozostaje skwantowana w wielokrotnościach  $2e^2/h$ . Mając na uwadze zjawisko mieszania stanów kwantyzacji przez oddziaływanie SO zadaliśmy sobie pytanie, czy efekty tego sprzężenia mogą być obserwowane bezpośrednio – przez zobrazowanie struktury prądu wypływającego z QPC. Technika, która umożliwia takie obrazowanie jest mikroskopia bramki skanującej (Scanning Gate Microscopy – SGM). W metodzie tej naładowane ostrze mikroskopu sił atomowych skanuje powierzchnię nad heterostrukturą wprowadzając lokalne zaburzenie potencjału w 2DEG [18]. Uprzednio umożliwiło to zademonstrowanie, że prąd wypływający z przewężenia QPC przyjmuje charakterystyczny gałęziowy rozkład z liczbą gałęzi odpowiadającą stanowi kwantyzacji poprzecznej [19].

Rozważany układ [zobacz Rys. 4(a)] zawierał QPC umieszczony w dwuwymiarowym kanale. Ostrze mikroskopu sił atomowych skanowało obszar za QPC analogicznie jak ma to miejsce w pomiarach eksperymentalnych, generując lokalną wyspę potencjału w obszarze gazu elektronowego. Pod nieobecność



**Rysunek 4:** (a) Schemat rozważanego układu. Szare kontury pokazują potencjał uwięzienia kontaktu wejściowego oraz QPC. Nad strukturą umieszczone jest naładowane ostrze mikroskopu sił atomowych, które lokalnie zaburza potencjał w gazie elektronowym zmieniając trajektorie propagujących się nośników ładunku. Kolorem czerwonym i niebieskim pokazano rzeczywistą część elektronowej funkcji falowej. Czerwonym kolorem na krańcach układu oznaczono obszar gdzie zastosowano otwarte warunki brzegowe. (b) Konduktancja w funkcji potencjału na QPC z widocznymi stopniami kwantyzacji. [H2].

ostrza, podobnie jak w poprzedniej pracy, obserwujemy kwantyzację przewodności w funkcji potencjału przewężenia – Rys. 4(b).



**Rysunek 5:** (a)-(d) Mapy zmiany konduktancji uzyskane w mikroskopii bramki skanującej dla dwóch wartości potencjału QPC oznaczonego trójkątem i diamentem na Rys. 4(b). (e)(i) Przekrój gęstości prawdopodobieństwa za QPC. (f)(j) Gęstości prawdopodobieństwa w kanale wyjściowym oraz te same gęstości przemnożone przez prawdopodobieństwo transmisji do danego modu (g)(k). (h)(l) Suma gęstości z paneli (e)(i). Panele (e)-(h) otrzymano pod nieobecność oddziaływania SO a panele (i)-(l) z jego uwzględnieniem. [H2].

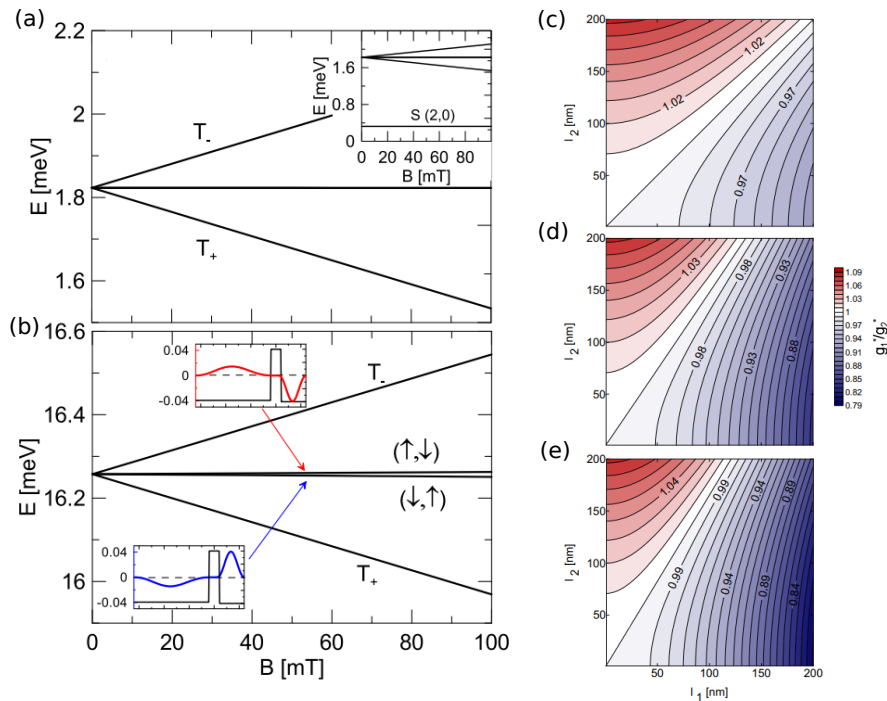
Mapy Rys. 5(a)(c) prezentują zmianę konduktancji po wprowadzeniu potencjału ostrza (względem wartości referencyjnej uzyskanej pod jego nieobecność). Obserwujemy wspomniany wcześniej wstępowy wpływ prądu – konduktancja jest zaburzana jedynie wtedy kiedy tip znajduje się w miejscu niezera prądu gęstości prawdopodobieństwa. Na mapach widoczne są prążki rozseparowane połową długości fali Fermiego. Liczba wstęp proporcjonalna jest do liczby transmitowanych stanów kwantyzacji poprzecznej kanału – porównaj Rys. 5(a) i (c). Jest to zobrazowane dokładniej na Rys. 5(e), gdzie pokazujemy przekrój gęstości ładunku tuż za QPC. Kiedy konduktancja niezaburzonego układu

wynosi  $2 \cdot 2e^2/h$ . Suma gęstości ładunku w przekroju poprzecznym daje rozkład o dwóch maksimach, co wynika z idealnej transmisji dwóch modów przez QPC – Rys. 5(g).

Po uwzględnieniu w rachunku oddziaływania SO obserwujemy pojawienie się dodatkowej gałęzi w mapie przepływu prądu Rys. 5(d). Jak wykazano w pracy [H1] oddziaływanie SO w układach dwuwymiarowych prowadzi do mieszania stanów kwantyzacji poprzecznej. Na skutek mieszania z wyższymi energetycznie stanami kwantyzacji – przez QPC przepływają ładunki w kolejnych stanach wzbudzenia poprzecznego [jednakże całkowita suma współczynników transmisji pozostaje stała] – i wartości prawdopodobieństwa transmisji dla modów przestają być binarne [porównaj Rys. 5(g) i (h)]. Ostatecznie sumaryczna gęstość ładunku za QPC posiada trzy maksima [Rys. 5(l)] co odzwierciedlone jest na mapie konduktancji Rys. 5(d). Warto zauważyć, że oddziaływanie SO nie zmienia separacji prążków w mapach konduktancji co świadczy o tym, że wsteczne odbicia od potencjału ostrza są procesami nie zmieniającymi spinu nośników ładunku.

Poza powyżej opisanym głównym wynikiem, praca [H2] demonstruje wpływ oddziaływania SO na mapy konduktancji otrzymane dla QPC dostrojonego do plateau konduktancji oraz dyskutuje szczegółowo wpływ oddziaływania SO na odległość przestrzenną prążków konduktancji i wpływ geometrii QPC na uzyskane wyniki. Dyskutowane w pracy zjawisko stanowi nową metodę pomiarową na stwierdzenie obecności oddziaływania SO w bramkowanych strukturach dwuwymiarowych.

[H3] M. P. Nowak and B. Szafran, "Single-electron shell occupation and effective  $g$ -factor in few-electron nanowire quantum dots", Physical Review B 91, 085102 (2015).



**Rysunek 6:** Widmo dwuelektronowej, podwójnej kropki kwantowej w przypadku kiedy obie kropki mają identyczny rozmiar (a) i kiedy jedna z nich jest dłuższa (b). Wstawki w panelu (b) pokazują gęstość spinową w obu kropkach. (c)-(e) stosunek efektywnych czynników Landego w pierwszej i drugiej kropce względem długości kropek dla przypadku (c) dwuelektronowego, (d) czterech oraz (e) sześciu elektronów okupujących kropki. [H3].

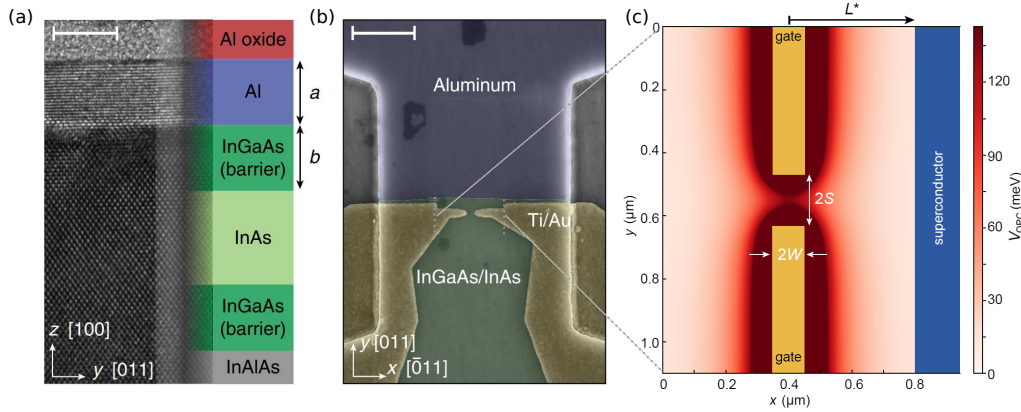
Drugim kluczowym dla wzbudzenia fazy topologicznej oddziaływaniem spinowym jest sprzężenie Zeemanowskie. Musi być ono silne na tyle, żeby otworzyć przerwę helikalną dla małych pól magnetycznych, mniejszych niż krytyczne pole cienkiej warstwy nadprzewodnika pokrywającej półprzewodnik. Elementem charakteryzującym siłę oddziaływania Zeemanowskiego jest czynnik Landego (czynnik  $g$ ). W czasach, kiedy dokonano pierwszej obserwacji stanów Majorany wartości czynnika Landego w nanodrutach znane były głównie z pomiarów dokonanych dzięki elektrycznie wzbudzonym dipolowym rezonansom spinowych (EDSR) [20], gdzie mierzone energie rezonansów determinują siłę rozszczepienia Zeemanowskiego. Zjawisko to wykorzystuje znoszenie blokady Pauliego w dwuelektronowej, podwójnej kropce kwantowej. Jednakże niektóre z eksperymentów [21, 22] badały nanourządzenia z ilością elektronów większą niż dwa, zakładając, że układ taki jest ekwiwalentem układu dwuelektronowego. Praca [H3] weryfikuje to założenie i wyjaśnia wpływ okupacji kropek na otrzymywane wartości czynnika  $g$ .

Rozpatrzyliśmy układ sprzężonych kropek kwantowych zdefiniowanych w kwazi-jednowymiarowym drucie kwantowym. Wykorzystując dokładną numerycznie metodę mieszania konfiguracji opisaliśmy  $2N$  oddziałujących elektronów. Rozważyliśmy układ napięć na bramkach kontrolujących potencjał chemiczny w kropkach, w którym realizowana jest blokada Pauliego. Stanem podstawowym układu kropek jest wtedy stan singletowy, w którym elektrony okupują jedną z kropek [zobacz wstawka do Rys. 6(a)] – efektywnie blokując transport elektronowy przez strukturę. Pokazaliśmy, że w układzie dwuelektronowym, kiedy kropki są różnych rozmiarów następuje zniesienie degeneracji pomiędzy stanami singletowym ( $S$ ) oraz trypletowym ( $T_0$ ) [dla symetrycznego układu widocznej na Rys. 6(a)]. Skutkiem tego jest występowanie stanów, w których polaryzacja spinowa w kropkach jest przeciwna [zobacz Rys. 6(b)], a czynnik  $g$  ekstrahowany z rozczepienia Zeemanowskiego pomiędzy tymi stanami a stanem  $T_+$  przyjmuje różną wartość w kropkach. Należy zauważyć, że w tym przypadku jest to wyłącznie efekt obecności oddziaływania SO, a nie wariacji czynnika Landego na skutek zmian parametrów materiałowych. Pokazaliśmy również, że w kropkach zapełnionych większą ilością elektronów efekt ten występuje nawet dla symetrycznego układu na skutek zapełniania kropek różną ilością elektronów. W pracy podaliśmy analityczne oszacowania stosunku czynników  $g$  dla dwóch kropek, którego wyniki prezentuje Rys. 6(c)(d)(e) i wykazaliśmy, że rośnie on wraz ze wzrostem ilości elektronów co wyjaśniło ówczesne obserwacje eksperymentalne.

Finalnie w pracy pokazaliśmy, że dla układów z  $N > 1$  wszystkie poza dwoma elektronami, tworzą zamknięte powłoki singletowe. Pomimo tego, układy takie nie mogą być traktowane jako ekwiwalent układu dwuelektronowego ze względu na zajmowanie przez dwa nadmiarowe elektrony wysokoenergetycznych powłok jednoelektronowych, co skutkuje zmianą efektywnego czynnika  $g$ . Zaproponowaliśmy natomiast, że problem wieloelektronowy dla  $N > 1$  może być opisany z dużą dokładnością przez analog układu dwuelektronowego z usuniętymi orbitalami zajmowanymi przez  $2N - 2$  elektronów. Efekt ten może być wykorzystany w kolejnych pracach teoretycznych używających metody mieszania konfiguracji dla tych układów.

[H4] M. Kjaergaard, F. Nichele, H. J. Suominen, **M. P. Nowak**, M. Wimmer, A. R. Akhmerov, J. A. Folk, K. Flensberg, J. Shabani, C. J. Palmstrøm, C. M. Marcus, "Quantized conductance doubling and hard gap in a two-dimensional semiconductor-superconductor heterostructure", Nature Communications 7, 12841 (2016).

W latach 2015-2016 prowadzono równoległe badania nad wzbudzaniem nadprzewodnictwa w dwuwymiarowych (2DEG) oraz jednowymiarowych (nanodrutu) nanostrukturach półprzewodnikowych. Kolejne cztery prace powstały w trakcie mojego stażu podoktorskiego i dotyczą obu tych linii badań.



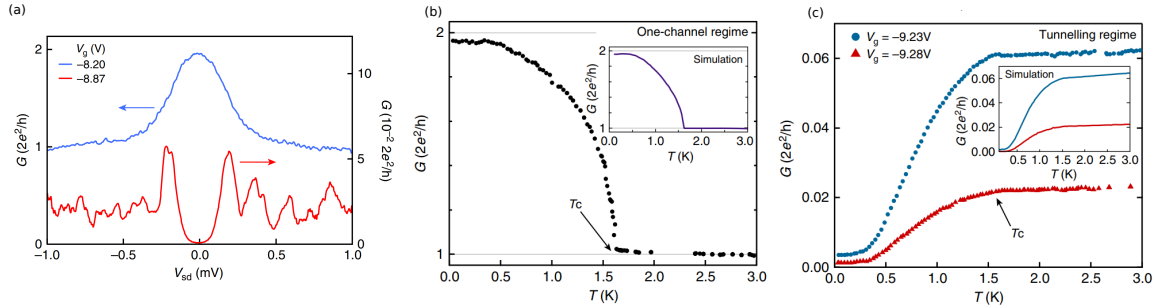
**Rysunek 7:** (a) Przekrój przez strukturę wykonany metodą transmisyjnej mikroskopii elektronowej wraz z zaznaczeniem kompozycji materiałowej. Pasek skali ma 5 nm. (b) Badana eksperymentalnie struktura zobrazowana elektronową mikroskopią skaningową. Kolorem żółtym zaznaczono elektrody Ti/Au formujące potencjał QPC w gazie elektronowym przed złączem NS powstałym na skutek obecności aluminium. Pasek skali ma 1  $\mu\text{m}$ . (c) Struktura rozważana w symulacjach numerycznych wraz z rozkładem potencjału wynikającym z obecności elektrod QPC. Kolorem niebieskim zaznaczono obszar nadprzewodzący odległy o  $L^*$  od środka QPC. [H4].

Podczas pierwszych pomiarów stanów związanych Majorany uwidocznił się problem z jakością fabrykowanych złącz – pomiary wykazywały niezerową konduktancję w zakresie tunelowym dla energii wzbudzeń mniejszych niż przerwa nadprzewodząca (problem miękkiej przerwy) – zobacz Rys. 2(a). Praca raportuje o przezwycięzeniu tego problemu co odzwierciedlone jest w dwóch efektach: znacznemu ograniczeniu konduktancji w przerwie nadprzewodzącej mierzonej w zakresie tunelowym i wzmacnianiu konduktancji przez odbicie Andreeva [23].

Praca ta powstała we współpracy z grupą eksperymentalną prof. Charles Marcusa z Kopenhagi. Zbadaliśmy hybrydę półprzewodnik-nadprzewodnik zrealizowaną na dwuwymiarowym gazie elektronowym, w którym warstwa nadprzewodząca nakładana była na etapie epitaksjalnego wzrostu struktury. Badana eksperymentalnie struktura przedstawiona jest na Rys. 7(b) gdzie kolorem żółtym zaznaczono metalowe elektrody definiujące potencjał QPC w 2DEG uwięzionym w InAs [zobacz Rys. 7(a)]. Dalsza część urządzenia pokryta była nadprzewodnikiem (niebieski obszar) formując złącze półprzewodnik-nadprzewodnik za QPC. Układ taki pozwala zarówno wykonywać pomiary spektroskopii tunelowej – dla znacznie ograniczonej transmisji QPC oraz w zakresie otwartym – dla słabego potencjału generowanego przez elektrody QPC – odpowiednio niebieska i czerwona krzywa na Rys. 8(a). Najistotniejszym wynikiem eksperymentu był pomiar znacznego wzrostu konduktancji w dla  $V_{sd} = 0$  w zakresie otwartym i niemalże zerowej konduktancji w przerwie w zakresie tunelowym.

Pomiary eksperymentalne w tej pracy wyjaśniane są w oparciu o symulacje transportu kwantowego. W tym celu rozważyliśmy modelową strukturę o geometrii przedstawionej na Rys. 7(c) wraz z realistycznym opisem nieporządku, który pozwalał wykorzystać uprzednie pomiary średniej drogi swobodnej do zamodelowania rozkładu potencjału w układzie [24]. Rozwinęliśmy dotychczasowe znane podejście, które pozwalało wyznaczać własności transportowe dla zerowej energii Fermiego [23], tak żeby możliwe było odtwarzanie krzywych spektroskopii tunelowych, które następnie wykorzystywane były do wyznaczenia konduktancji zależnej od temperatury.

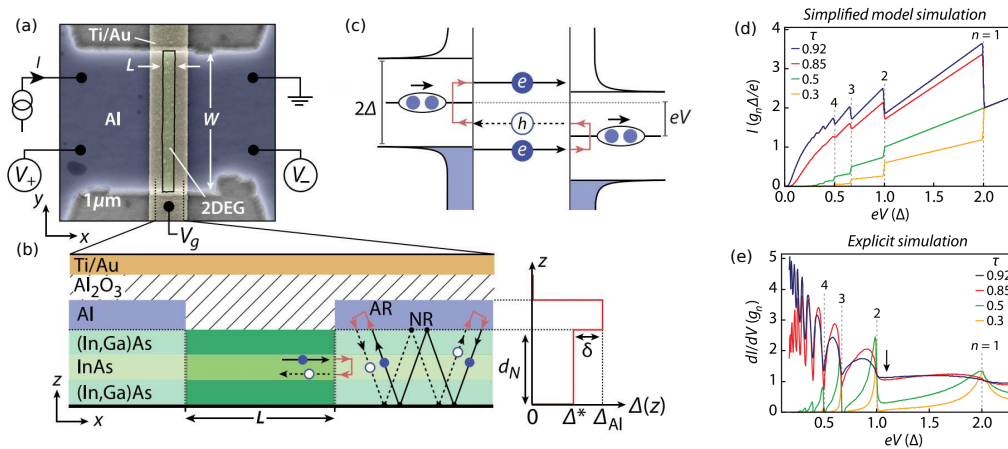
W wyniku symulacji otrzymano bardzo dobrą zgodność konduktancji w funkcji temperatury z przewidywaniami teoretycznymi, które uwzględniały zależności od temperatury zarówno przerwy nadprzewodzącej oraz samej konduktancji w zakresie twardej przerwy nadprzewodzącej – zobacz porównanie eksperymentu i obliczeń na Rys. 8(b)(c). Porównując symulacje z wynikami eksperymentalnymi wy-



**Rysunek 8:** (a) Eksperymentalnie zmierzona konduktancja w zakresie otwartym (niebieska krzywa) i tunelowym (czerwona krzywa). (b)(c) Eksperymentalnie zmierzone zależności konduktancji w dla zerowego napięcia źródło-dren względem temperatury. Wstawki pokazują krzywe uzyskane w symulacji dla geometrii układu z Rys. 7(b). [H4].

kazaliśmy, że podwajanie wartości konduktancji dla nośników ładunku o energii leżącej w przerwie nadprzewodzącej świadczy o tym, że odbicie Andreeva jest dominującym mechanizmem transportu przez QPC.

[H5] M. Kjaergaard, H. J. Suominen, **M. P. Nowak**, A. R. Akhmerov, J. Shabani, C. J. Palmstrøm, F. Nichele, C. M. Marcus, "Transparent Semiconductor-Superconductor Interface and Induced Gap in an Epitaxial Heterostructure Josephson Junction", *Physical Review Applied* 7, 034029 (2017).

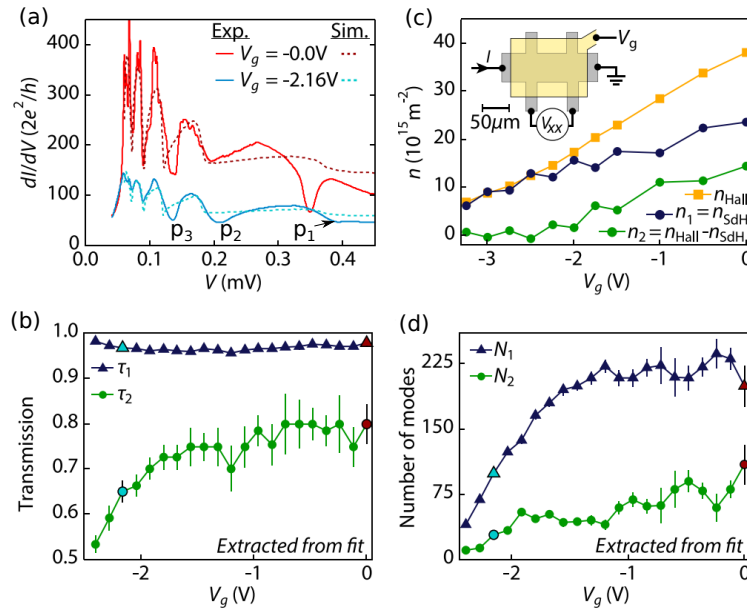


**Rysunek 9:** (a) Badana eksperymentalnie struktura przedstawiona w obrazowaniu elektronicznej mikroskopii skaningowej. Heterostruktura przykryta jest epitaksjalnie aluminium poza wąskim obszarem zaznaczonym zielonym kolorem formując złącze S-2DEG-S. (b) Schematyczny przekrój przez heterostrukturę z widocznym elektronem (niebieski okrąg) oraz dziurą (biały okrąg) podlegającym odbiciu Andreeva na interfejsie z obszarem przykrytym aluminium. Sprzężenie 2DEG z aluminium prowadzi do otworzenia przerwy nadprzewodzącej w obszarze zaznaczonym jasnozielonym kolorem. (c) Schemat zjawiska wielokrotnego odbicia Andreeva. (d) Prąd w funkcji napięcia przyłożonego do złącza otrzymany w modelu empirycznym. (e) Konduktancja względem napięcia źródło-dren otrzymana w dokładnym rachunku dla kilku wartości transparenacji złącza  $\tau$ . [H5].

W celu dokładnej analizy jakości złącza 2DEG-nadprzewodnik zrealizowano złącze Josephsona, którego schemat przedstawia Rys. 9(a). Kanał o szerokości  $W$  przykryty był aluminium, a w jego środku wytrawiona była przerwa wyznaczając tam obszar normalny. Finalnie prowadziło to do powsta-



nia złącza półprzewodnik-nadprzewodnik-półprzewodnik (Superconductor-Normal-Superconductor – SNS) o kontrolowanej transparentności obszaru normalnego. Była to pierwsza tego typu struktura na świecie. Po przyłożeniu napięcia do takiego złącza zaczyna płynąć dysypatywny (w przeciwieństwie do prądu nadprzewodzącego wzbudzonego różnicą faz w nadprzewodnikach) prąd. Na skutek różnicy napięć pomiędzy elektrodami źródło-dren propagujące się kwazicząstki zyskują energię relatywnie do energii Fermiego kontaktu i podlegają  $n$  odbiciom Andreeva na interfejsach NS [zobacz Rys. 9(c)]. Skutkiem tego jest transfer  $(n + 1)e$  ładunku przenoszącego  $n/2$  par Coopera pomiędzy nadprzewodnikami. Dla malejącej różnicy napięć rośnie liczba odbić Andreeva, a wynikowy prąd można przybliżyć jako  $I(V) \sim e(n + 1)\tau^{n+1}V$ , gdzie  $\tau$  to transparentność złącza (prawdopodobieństwo transmisji pojedynczego nośnika ładunku). Wynikająca zależność  $I/V$  zmienia silnie swój charakter w zależności od transparentności złącza – zobacz Rys. 9(d). Ideę tę wykorzystaliśmy dla ilościowej analizy własności mierzonego złącza. Opracowano metodę, która opisuje koherentny transport elektronowy przez złącze SNS [16] i pozwala dokładnie wyznaczyć odpowiedź prądową i konduktancyjną złącza [zobacz Rys. 9(e)] dla pojedynczego stanu kwantyzacji poprzecznej. Wykorzystując tę metodę zbudowano model, w którym własności transportowe złącza wyznaczone są przez  $N_i$  modów należących do  $M$  podpasm. Całkowita konduktancja wyznaczana była jako  $G(V) = \sum_i^M N_i G^{(\tau_i)}(V)$ .



**Rysunek 10:** (a) Konduktancja w funkcji napięcia źródło-dren uzyskana eksperymentalnie (ciągłe krzywe) oraz przewidywanie teoretyczne (przerwane krzywe) dla dwóch wartości napięcia na na górnej bramce. (b) Prawdopodobieństwo transmisji oraz liczba (d) modów w dwóch podpasmach. (c) Gęstość w 2DEG mierzona metodą magnetotransportu. Kolorem niebieskim i zielonym uwidoczniono gęstości w dwóch stanach kwantyzacji poprzecznej w kierunku wzrostu. [H5].

Rysunek 10(a) pokazuje zmierzone krzywe konduktancji różniczkowej oraz przewidywania teoretyczne. Obserwujemy, że dla wielokrotności przerwy nadprzewodzącej  $\Delta$  w krzywych konduktancji pojawiają się lokalne minima – cecha charakterystyczna dla transparentnego złącza. Warto podkreślić jest to, że jedynie dokładny rachunek w tej pracy pozwolił na analizę krzywych eksperymentalnych – uprzednio mylnie przypisywano *maksima* krzywych konduktancji jako wyznacznik wielokrotności przerwy nadprzewodzącej [25–27] niezależnie od transparentności złącza.

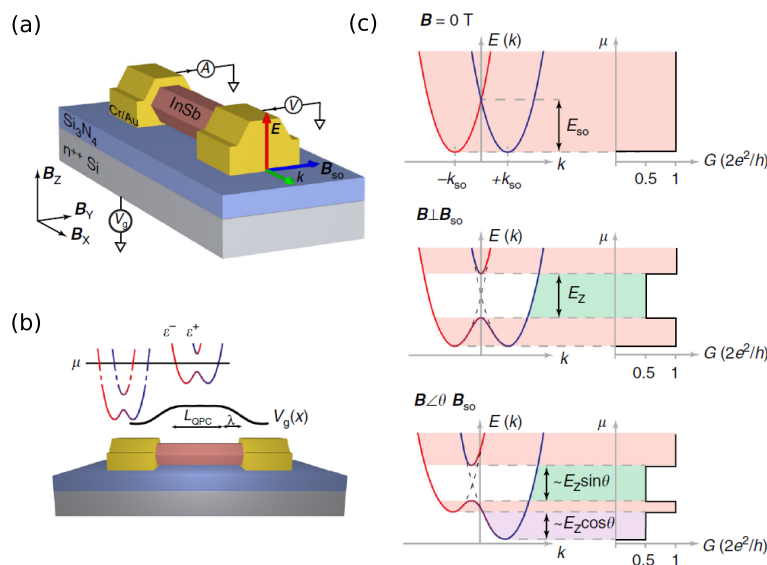
Dopasowanie zależności konduktancji od napięcia źródło-dren wyznaczanych teoretycznie do danych eksperymentalnych pozwoliło określić liczbę podpasm ( $M$ ) i liczbę modów ( $N_i$ ) oraz transpa-

rentność złącza dla każdego z podpasm – Rys. 10(b) i (d) odpowiednio. Ku zaskoczeniu okazało się, że teoretyczne rachunki wskazywały jasno na obecność dwóch podpasm. Wynik ten stał się zrozumiały po przeprowadzeniu dodatkowych pomiarów magnetotransportu, które wykazały, że w badanej heterostrukturze, w rozważanych zakresach napięć, mamy do czynienia z gazem elektronowym zajmującym dwa stany kwantyzacji poprzecznej w kierunku wzrostu – zobacz Rys. 10(c).

Finalnie, śledząc pozycję minimów konduktancji byliśmy w stanie wyznaczyć zależność wzbudzonej przerwy nadprzewodzącej od temperatury. Okazało się, że zależność ta nie podąża krzywą BCS a raczej za zależnością charakterystyczną dla przerwy indukowanej bliskością nadprzewodnika [28]. Dopasowanie do wyników eksperymentalnych pozwoliło wyznaczyć parametr jakości poprzecznego interfejsu Al/2DEG  $\gamma_B = 0.87$  oznaczający świetną jakość złącza NS co jest skutkiem wykorzystania procesu epitaksjalnej depozycji Al na etapie fabrykacji złącza.

Analizy heterostruktur w dwóch powyższych pracach wykazały, że dwuwymiarowy gaz elektronowy w bliskości nadprzewodnika stanowi bardzo dobrą bazę do budowy nanostruktur hybrydowych o arbitralnej geometrii, co dało podwaliny do ich późniejszego wykorzystania do realizacji fazy topologicznej [29–32].

[H6] J. Kamhuber, M. C. Cassidy, F. Pei, **M. P. Nowak**, A. Vuik, Ö. Gül, D. Car, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, M. Wimmer, and L. P. Kouwenhoven, "Conductance through a helical state in an InSb nanowire", Nature Communications 8, 478 (2017).



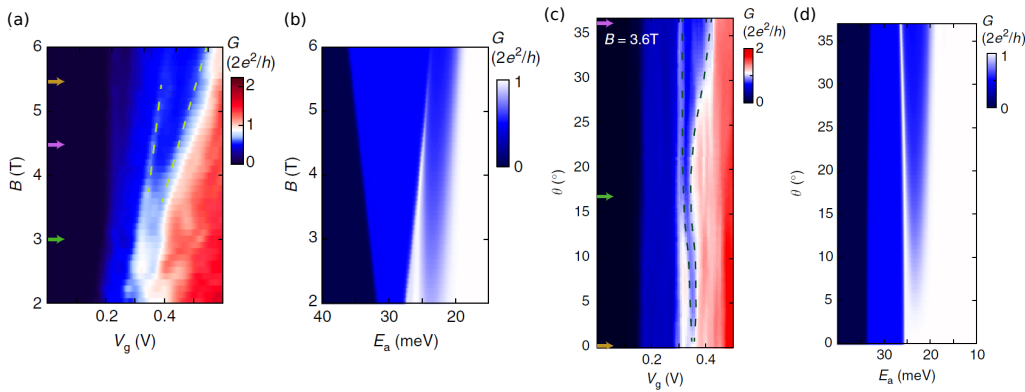
**Rysunek 11:** (a) Schemat mierzonej eksperymentalnie struktury z uwidoczniionym profilem potencjału na skutek obecności dolnej bramki (b). (c) Relacje dyspersji jednowymiarowego nanodrutu w obecności oddziaływania SO wraz z odpowiednimi krzywymi konduktancji uwidaczniającymi formowanie się przerwy helikalnej dla różnych konfiguracji pola magnetycznego. [H6]

Kolejne dwie prace analizują własności nanodrutów odnosząc się do konkurencyjnej linii badań w realizacji fazy topologicznego nadprzewodnictwa.

Jak zaprezentowano we wstępie, warunkiem wstępnym do stworzenia topologicznego nadprzewodnictwa jest realizacja stanu helikalnego w niezerowym polu magnetycznym, w którym elektrony o

przeciwnych pędach mają przeciwne polaryzacje spinowe. Stan ten jest odzwierciedlony zmniejszeniem ilości podpasz w relacji dyspersji nanodrutu, a jego występowanie potwierdzone może być przez pomiar konduktancji – zobacz drugi panel Rys. 11(c). W czasie prowadzenia badań do opisywanej pracy brakowało bezpośredniej demonstracji obecności stanu helikalnego w nanodrutach, pomimo że pomiary świadczące o obecności stanów Majorany dostępne były już od przeszło 4 lat. Spowodowane było to czułością transportu w kwazi-jednowymiarowych drutach na zaburzenia a przez to niemożliwością odróżnienia efektów przerwy helikalnej od rezonansów na barierze potencjału QPC i zanieczyszczeniach w układzie.

Zaproponowaliśmy wykorzystanie pola magnetycznego o kontrolowanej orientacji względem kierunku wyznaczanego przez oddziaływanie SO do jednoznacznej identyfikacji przerwy helikalnej w pomiarach transportowych. Idea eksperymentu przedstawiona jest na Rys. 11(c). Zaproponowaliśmy, że przerwa helikalna powinna zwiększać się wraz ze wzrostem pola magnetycznego [ $E_z$  na Rys. 11(c)]. Jednocześnie oczekiwaliśmy, że zmieniając ułożenie pola magnetycznego względem kierunku prostopadłego do osi drutu szerokość plateau konduktancji  $e^2/h$  będzie się zmieniać stanowiąc ostatecznie potwierdzenie obecności przerwy helikalnej w układzie.



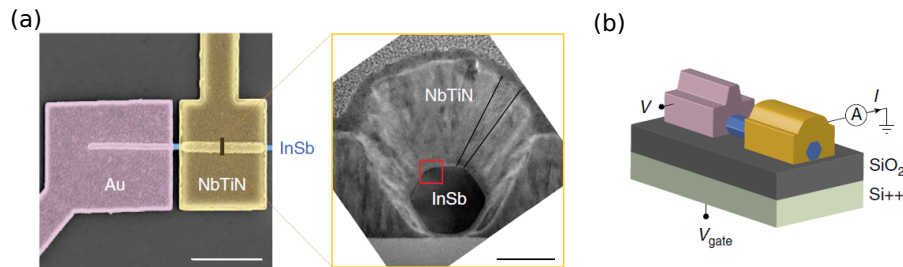
**Rysunek 12:** (a) Eksperymentalna mapa konduktancji otrzymana dla pola magnetycznego ustawionego pod kątem  $\theta = 17^\circ$  względem kierunku efektywnego pola magnetycznego wyznaczonego przez oddziaływanie SO. (b) Wyniki symulacji numerycznej. (c) Pomiar i wyniki modelowania (d) konduktancji w funkcji napięcia na dolnej bramce oraz orientacji pola magnetycznego. [H6].

Eksperyment wykonany został na strukturze przedstawionej schematycznie na Rys. 11(a), (b). Napięcie  $V_g$  na dolnej elektrodzie tworzyło efektywną barierę potencjału wzdłuż nanodrutu pozwalając lokalnie kontrolować potencjał chemiczny w strukturze. Dla ustalonego kierunku pola magnetycznego, zmieniając napięcie na dolnej elektrodzie i pole magnetyczne, uzyskano mapę konduktancji Rys. 12(a). W mapie tej uwidacznia się charakterystyczny dla przerwy helikalnej pik konduktancji  $2e^2/h$  otoczony dwoma plateau  $e^2/h$ . Symulacje przeprowadzone dla eksperymentalnie badanej struktury pokazały, że rzeczywiście, dla takiej orientacji pola magnetycznego przerwa helikalna daje obraz konduktancji odpowiadający temu zmierzonemu – zobacz Rys. 12(b). Następnie wykonano pomiar konduktancji w zależności od orientacji pola magnetycznego. Jak wspomniano powyżej, dla przerwy helikalnej szerokość plateau powinna zmieniać się w zależności od orientacji pola magnetycznego [zobacz wynik rachunku na Rys. 12(d)]. Taki efekt został zaobserwowany [Rys. 12(c)] pozostając w zgodzie z przewidywaniami teoretycznymi.

Co istotne, modelowanie pozwoliło oszacować siłę sprzężenia SO obecnego w układzie i jego charakterystyczną energię jako 6 meV. Dotychczas szacowania siły oddziaływania SO wykonywane były pośrednio – poprzez badanie odpychania poziomów energetycznych [33–35]. Tak silne sprzężenie jest

użyteczne nie tylko do realizacji faz topologicznych w nanodrutach, lecz także umożliwia wykorzystanie tych struktur jako źródeł spolaryzowanego spinowo prądu, nawet pod nieobecność zewnętrznego pola magnetycznego, tak jak to zaproponowałem w pracy [H1].

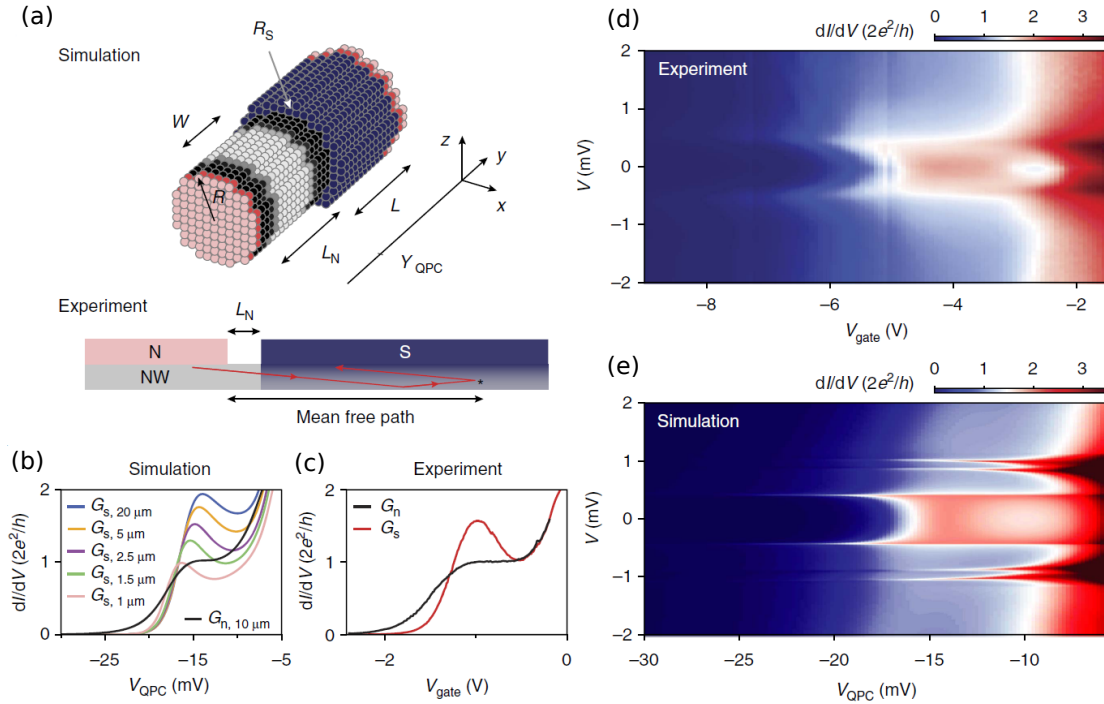
[H7] H. Zhang, Ö. Gül, S. Conesa-Boj, M. P. Nowak, M. Wimmer, K. Zuo, V. Mourik, F. K. de Vries, J. van Veen, M. W. A. de Moor, J. D. S. Bommer, D. J. van Woerkom, D. Car, S. R. Plissard, E.P.A.M. Bakkers, M. Quintero-Pérez, M. C. Cassidy, S. Koelling, S. Goswami, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. P. Kouwenhoven, "Ballistic superconductivity in semiconductor nanowires." *Nature Communications* 8, 16025 (2017).



**Rysunek 13:** (a) Eksperymentalnie badana struktura zobrazowana przy pomocy elektronowej mikroskopii skaningowej wraz z przekrojem poprzecznym uwidaczniającym nanodrut InSb przykryty warstwą nadprzewodnika NbTiN. (b) Schemat układu pomiarowego – nanodrut przykryty dwoma elektrodami, którego konduktancja sterowana jest dolną bramką o napięciu  $V_{gate}$ . [H7].

Wkrótce po pomiarach spektroskopii tunelowej przedstawionych w pracy [11] zapostulowano, że piki w zerowej energii nie świadczą jednoznacznie o obecności stanów brzegowych Majorany. Pokazano, że w niskiej, lecz skończonej temperaturze mogą pojawiać się rezonanse w zerowej energii na skutek nieporządku [36–38] naśladując oznaki stanów Majorany. Kolejna praca bada heterostrukturę hybrydową w tym kontekście analizując stopień nieporządku w układzie. Zbadano złącze NS zrealizowane przez skontaktowanie pojedynczego nanodrutu z elektrodą metaliczną i nadprzewodzącą, gdzie bariera tunelowa definiowana i kontrolowana jest przez napięcie na bramce w podłożu, pod nanodrutem [zobacz Rys. 13(a)]. Wykonano pomiar transportu elektronowego w konfiguracji przedstawionej na Rys. 13(b), a zmierzona konduktancja różniczkowa przedstawiona jest na mapie Rys. 14(d) w funkcji napięcia na bramce i napięcia źródło-dren. Kiedy powłoka NbTiN jest nadprzewodząca, na skutek odbicia Andreeva na interfejsie NS następuje transmisja dwóch elektronów tworzących w nadprzewodniku parę Coopera. Oczekiwano, że konduktancja na pierwszym stopniu będzie podwojona i osiągnie wartość  $4e^2/h$  [23]. Pomiar dał jednak niespodziewany wynik: pomimo niemalże idealnego kwantowania przewodności dla elektronów o energii przekraczającej przerwę nadprzewodzącą, konduktancja wzmacniana odbiciem Andreeva spada zaraz po wkroczeniu na pierwsze plateau [Rys. 14(c)].

W zakresie normalnym konduktancja dana jest relacją Landauera  $G_n = e^2/h \sum_n T_n$ , gdzie  $T_n$  są prawdopodobieństwami transmisji dla kolejnych modów. Dla konduktancji wzmacnianej odbiciem Andreeva, w zerowej energii, analogiczna formuła dana jest równaniem  $G_s = 2e^2/h \sum_n T_n^2 / (2 - T_n)^2$  (formuła Beenakera [23]). Dla pojedynczego, spinowo zdegenerowanego modu z  $T_1 = 1$  daje to  $G_n = 2e^2/h$  i  $G_s = 4e^2/h$  odpowiednio, jako że w zakresie nadprzewodzącym transmitowane są dwa nośniki ładunku. Zauważyliśmy jednak, że jeśli w układzie występuje mieszanie stanów kwantyzacji poprzecznej formuła Landauera wciąż skutkuje konduktancją skwantowaną w wielokrotności  $2e^2/h$ ,

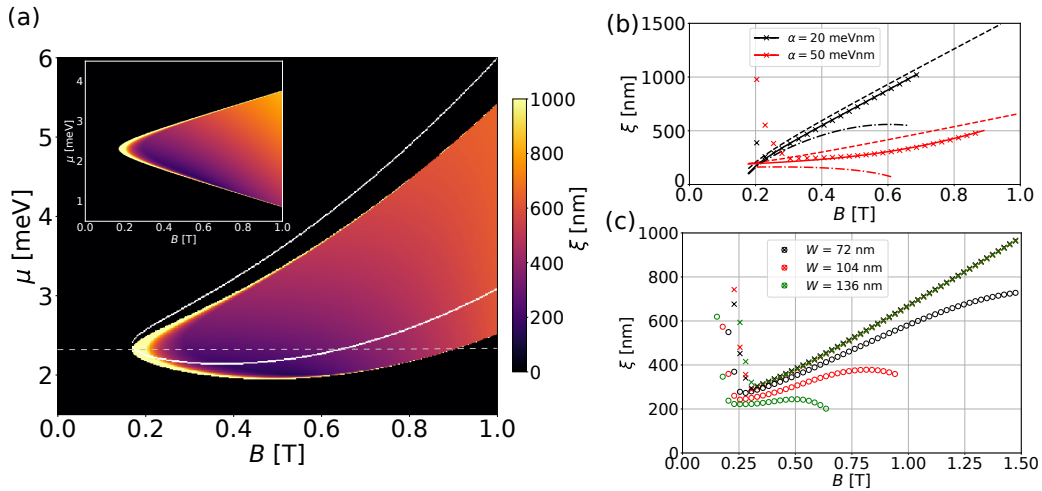


**Rysunek 14:** (a) Schemat modelowanej struktury. Kolorem czarnym przedstawiono nanodrut z barierą potencjału (szary kolor) przykryty nadprzewodnikiem (niebieski) z pół-nieskończonymi elektrodami (różowy). (b) Krzywe konduktancji uzyskane w symulacjach oraz (c) konduktancja zmierzona w eksperymencie. (d) Eksperymentalna mapa konduktancji oraz analogiczna mapa uzyskana z modelowania (e). [H7].

lecz jeśli prawdopodobieństwa transmisji rozdystrybuowane są na  $n$  modów przewodność dana przez formułę Beenakera da wartości odbiegające od wielokrotności kwantu przewodnictwa w stopniu proporcjonalnym do siły mieszania pasm. Aby przeanalizować ilościowo powyższe zjawisko wykonano symulacje dla realistycznej geometrii trójwymiarowego nanodrutu przykrytego warstwą nadprzewodnika [zobacz Rys. 14(a)] z uwzględnieniem losowych zaburzeń w strukturze półprzewodnikowej opisanego równaniem Bogoliubova - de Gennesa. Wykazaliśmy, że rezydualny nieporządek może prowadzić do mieszania modów, nie zmieniając konduktancji w zakresie normalnym. Ponadto, nawet dla słabego nieporządku, mieszanie podpasm jest silnie wzmacnianie blisko otwierania kanału transportu dla kolejnego podpasma na skutek obecności osobliwości van Hove. Wzmacniana odbiciem Andreeva konduktancja posiada dip w tym zakresie tak jak zmierzono w eksperymencie [Rys. 14 (c)] – co jest również widocznie w pomiarach w 2DEG w pracy [H4].

Nieliniowa zależność  $G_s$  od  $T_n$  pozwoliła określić średnią drogę swobodną nośników ładunku – nawet jeśli ta przekracza znacznie długość samego urządzenia. Porównując wyniki symulacji z danymi eksperymentalnymi oszacowano, że średnia droga swobodna nośników ładunku jest rzędu mikrometrów znacznie przekraczając długość koherencji kwazicząstek w zbramkowanym nanodrucie – zobacz Rys. 14(b). Tym samym, pomimo braku kwantyzacji w zakresie nadprzewodzącym, transport elektronowy w takim heterozłączeniu ma charakter balistyczny. Balistyczna natura zbramkowanych nanodrutów pozwala na jednoznaczne pomiary występowania fermionów Majorany poprzez pomiary spektroskopii pikowej dla zerowej energii co dokonane zostało niedługo potem w tych strukturach [P19].

[H8] M. P. Nowak, P. Wójcik, "Renormalization of the Majorana bound state decay length in a perpendicular magnetic field", *Physical Review B* 97, 045419 (2018).



**Rysunek 15:** (a) Wykres fazowy w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego oraz potencjału chemicznego. Kolory określają długość koherencji modów Majorany. Wstawka pokazuje wykres fazowy przy zaniedbaniu efektów orbitalnych. (b)  $\xi$  w funkcji pola magnetycznego uzyskana bez efektów orbitalnych (przerwane krzywe), przy uwzględnieniu efektów poprzez kinetyczną część Hamiltonianu (krzywe kropkowanie-przerwane) oraz przy pełnym uwzględnieniu efektów orbitalnych (ciągłe krzywe i symbole). (c)  $\xi$  bez efektów orbitalnych (krzyże) oraz z ich uwzględnieniem (okręgi) dla trzech grubości nanodrutu. [H8].

W rzeczywistych układach, stany Majorany nie są zlokalizowane punktowo na przeciwnych brzegach nanodrutu, lecz stopniowo zanikają do jego wnętrza na długość charakteryzowaną przez parametr  $\xi$ . W przypadku kiedy długość struktury porównywalna jest z  $\xi$  stany Majorany przekrywają się, a ich energia odbiega od zera – przestają być stanami zdegenerowanymi. Jednym z najbardziej fascynujących zastosowań stanów Majorany jest możliwość ich wykorzystania do obliczeń kwantowych, które wykorzystują topologiczną protekcję *zdegenerowanych* stanów brzegowych. Zaproponowano, że operacje kwantowe realizować można przez operację przeplatania (*braiding*) – zamiany przestrzennej lokalizacji stanów Majorany [39–41]. W zastosowaniu takim nie można jednak wykorzystać liniowej geometrii – potrzebne są struktury połączonych nanodrutów. Udało się je wytwarzać dopiero ostatnio [42–44]. W układach takich pole musi być przyłożone prostopadle do wszystkich gałęzi dla wzbudzenia wszędzie fazy topologicznej. Praca [H8] podejmuje się opisu przestrzennego rozkładu stanów Majorany w polu magnetycznym ułożonym prostopadle do nanodrutu i podłoża.

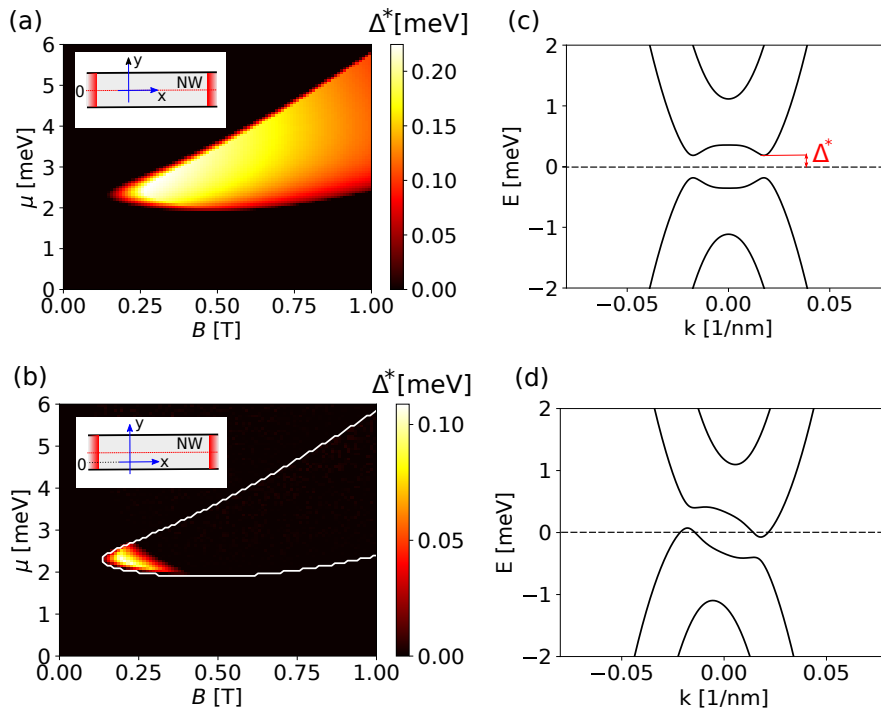
W pracy przedstawiliśmy analityczny model, który opisywał długość koherencji  $\xi$  w kwaziejednowymiarowym drucie, gdzie efekty orbitalne pola magnetycznego renormalizowały jego kluczowe parametry. Poprawki te podzielić można na: część diamagnetyczną działającą jako dodatkowy potencjał chemiczny – co zostało zauważone w powstałej równoległej pracy [45]; część paramagnetyczną, która miesza pasma poprzecznej kwantyzacji nanodrutu; oraz część wynikającą z oddziaływania SO, która miesza zarówno komponenty spinowe jak i stany poprzecznego wzbudzenia.

Rysunek 15(a) przedstawia przykładowy wykres fazowy, gdzie kolor określa długość koherencji  $\xi$ . Przeskalowanie potencjału chemicznego  $\tilde{\mu}$  prowadzi do zmiany kształtu zakresu topologicznego z typowego kształtu hiperbolicznego zaprezentowanego dla nieobecności efektów orbitalnych na wstawce. Efekty mieszania stanów wzbudzenia poprzecznego oraz renormalizacja potencjału chemicznego prowadzą do zmniejszenia wartości  $\xi$  – zobacz Rys. 15(b). Jednakże oddziaływanie SO przeciwdziała tym zmianom. Wykonaliśmy dokładne rachunki numeryczne dla badanego nanodrutu i pokazaliśmy, że skrócenie długości koherencji staje się znaczące dla szerokiego układu – Rys. 15(c). Nasza praca

wykazała, że efekty orbitalne pola magnetycznego do tej pory uznawane za szkodliwe dla generowania stanów związanych Majorany mogą w istocie stabilizować stany o zerowej energii.

[H9] P. Wójcik, M. P. Nowak, "Durability of the superconducting gap in Majorana nanowires under orbital effects of a magnetic field", *Physical Review B* 97, 235445 (2018).

Badając efekty orbitalne pola magnetycznego zwróciliśmy uwagę, że poprzednie prace, które rozważały efekty orbitalne podają sprzeczne informacje na temat jego wpływu na wzbudzoną przerwę nadprzewodzącą [46–48]. Celem kolejnej pracy było wyjaśnienie tych rozbieżności oraz podanie metody właściwego opisu efektów orbitalnych pola dla struktury o arbitralnej geometrii.



**Rysunek 16:** (a)(b) Wykres fazowy – mapa kolorów pokazuje przerwę nadprzewodzącą w zakresie topologicznym. Panel (b) prezentuje wyniki, gdzie nanodrut nie jest umiejscowiony symetrycznie względem środka układu współrzędnych. (c) Relacja dyspersji nanodrutu w zakresie topologicznym. (d) Relacja dyspersji z widocznym pochylaniem krzywych na skutek braku minimalizacji prądu nadprzewodzącego otrzymana dla otwartego nanodrutu ułożonego niesymetrycznie względem zera układu współrzędnych. Relację dyspersji (c) uzyskuje się również dla układu (b), gdy potencjał wektorowy jest wybrany tak, że prąd nadprzewodzący w strukturze jest minimalny. [H9].

Rozważyliśmy dwuwymiarowy nanodrut umieszczony w prostym polu magnetycznym. Rysunek 16(a) pokazuje wzbudzoną przerwę nadprzewodzącą w funkcji potencjału chemicznego i zewnętrznego pola magnetycznego, dla potencjału wektorowego w postaci  $\mathbf{A} = [-yB, 0, 0]$ . Przesuwając nanodrut względem układu współrzędnych widzimy, że wzbudzona przerwa nadprzewodząca zamyka się już w niewielkim polu magnetycznym – zobacz Rys. 16(b). Spowodowane jest to przeciwną fazą nabieraną przez część elektronową i dziurową funkcji falowej – co skutkuje przesunięciem ich parabol w relacji dyspersji zamykając efektywnie wzbudzoną przerwę [Rys. 16(d)]. Efekt ten stowarzyszony jest ze wzbudzeniem prądu nadprzewodzącego w strukturze.

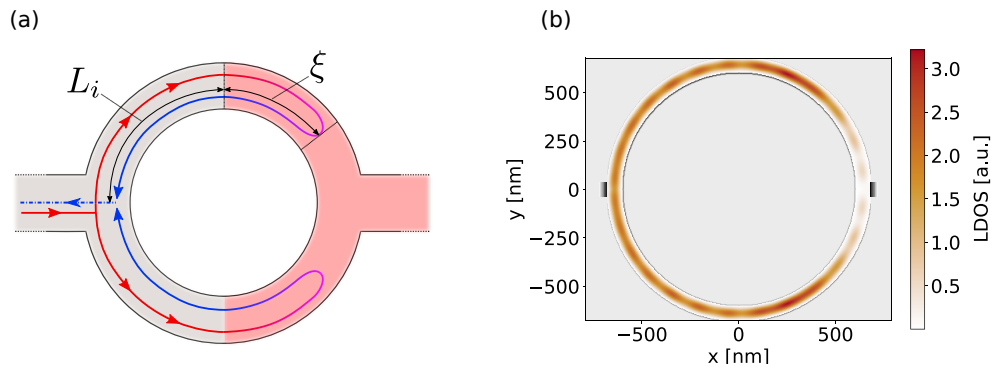
Co istotne, niezmienniczość cechowania gwarantuje, że właściwości fizyczne opisywanego układu

nie ulegną zmianie w wyniku transformacji  $\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla\chi$  (co jest równoważne przesunięciu nanodru- tu) gdy potencjał parowania jest korygowany przez odpowiedni współczynnik fazowy. Jednak sama niezmienniczość nie określa stanu podstawowego układu, tzn. można wybrać  $\mathbf{A}$ , które wywołuje prąd nadprzewodzący, jak w przypadku systemu Rys. 16(b), a niezmienniczość będzie gwarantować zachowanie tego prądu po modyfikacji potencjału wektorowego. Dlatego w teoretycznym opisie hybrydowych nanostruktur nieuchronnie pojawia się wymóg określenia stanu z minimalnym prądem nadprzewodzącym – stanu podstawowego układu. Brak takiego podejścia prowadził np. do błędnych wniosków z pracy [46].

Określiliśmy wielkość zależną od wartości prądu nadprzewodzącego – energię kondensacji, której minimalizacja względem ułożenia potencjału wektorowego prowadzi efektywnie do wyznaczenia stanu podstawowego układu. Po znalezieniu takiego minimum przywracana jest niezerowa przerwa nadprze- wodząca, tak jak to pokazuje Rys. 16(d). Istotną cechą zaproponowanej metody jest jej uniwersalność: wyznaczenie potencjału wektorowego, który minimalizuje prąd nadprzewodzący jest często niemożliwe a priori – w przypadku obecności pól elektrycznych łamiących symetrię, bądź dla bardziej skompliko- wanej geometrii układu – jak w przypadku realistycznych struktur hybrydowych.

W pracy opisaliśmy ponadto wyznaczanie stanu podstawowego dla układu hybrydowego – półprze- wodnika przykrytego warstwą aluminium w zakresie silnego sprzężenia. Wykazaliśmy, że hybrydyzacja stanów w dwóch materiałach prowadzi do lokalizacji nośników ładunku w nadprzewodniku skutkującą wzbudzoną przerwą bliską tej dla materiału nadprzewodnikowego. Uwzględniając efekty orbitalne pola magnetycznego przy wykorzystaniu zaproponowanej metody otrzymaliśmy pola krytyczne odpowia- dające wartościom mierzonym eksperymentalnie [49].

[H10] M. P. Nowak, P. Wójcik, "Probing Andreev reflection reach in semiconductor-superconductor hybrids by Aharonov-Bohm effect", Applied Physics Letters 114, 043104 (2019).

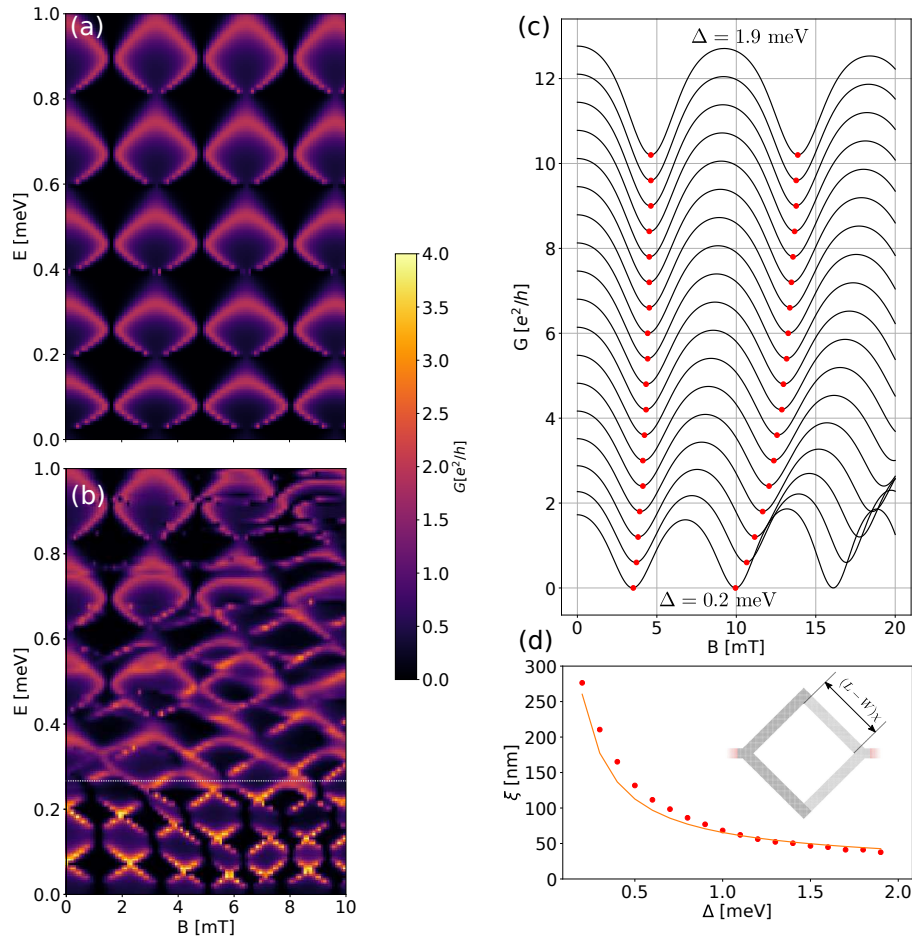


**Rysunek 17:** (a) Schemat rozważanego modelu. Pierścień kwantowy zbramkowany nadprzewodnikiem (różowy obszar). Propagujący się elektron (o trajektorii oznaczonej czerwoną krzywą) podlega odbiciu Andreeva wnikając na odległość  $\xi$  obszaru zbramkowanego nadprzewodnikiem a następnie wraca jako dziura. (b) Lokalna gęstość stanów uzyskana w rachunku transportowym. [H10].

Kolejna praca w niniejszym zbiorze proponuje wykorzystanie struktur, których fabrykacja stała się możliwa jedynie w ostatnich latach – hybrydowych interferometrów kwantowych [44] – do pomiaru jednej z kluczowych wartości w nanostrukturach hybrydowych – długości koherencji kwazicząstek penetrujących obszar przykryty nadprzewodnikiem  $\xi$ . Zaproponowaliśmy, że w geometrii interferometru kwantowego połączenie zjawiska Aharonova-Bohma i obicia Andreeva pozwoli zobrazować odległość na której elektron jest odbijany jako dziura.



Rozważyliśmy układ przedstawiony schematycznie na Rys. 17 – interferometr kwantowy w postaci pierścienia przykrytego częściowo nadprzewodnikiem. Elektron propagujący się z lewej elektrody podlega odbiciu Andreeva i w postaci fali gasnącej penetruje obszar nadprzewodzący na długości  $\xi$ . Następnie odbita dziura wraca do elektrody wyjściowej. Zapostulowaliśmy, że faza nabyta w zewnętrznym polu magnetycznym zależy zarówno od własności geometrycznych interferometru (tutaj  $L_i$ ) oraz własności obszaru pokrytego nadprzewodnikiem, wydłużając odległość na której nabierana jest faza o długość koherencji  $\xi$ . Długość ta zależy od parametrów tego obszaru jak  $\xi = \hbar v_f / \Delta$  (gdzie  $v_f$  to prędkość Fermiego).



**Rysunek 18:** (a) Mapa konduktancji w funkcji energii Fermiego oraz pola magnetycznego przy zaniedbaniu nadprzewodnictwa oraz (b) z jego uwzględnieniem. (c) Krzywe konduktancji dla różnych wartości parametru wzbudzonej przerwy  $\Delta$ . Czerwone kropki oznaczają okres oscylacji Aharonova-Bohma. (d) Wyznaczona długość koherencji  $\xi$  dla kwadratowego interferometru przedstawionego na wstawce wyznaczona z okresu oscylacji z panelu (c) oraz wyznaczona bezpośrednio numerycznie. [H10].

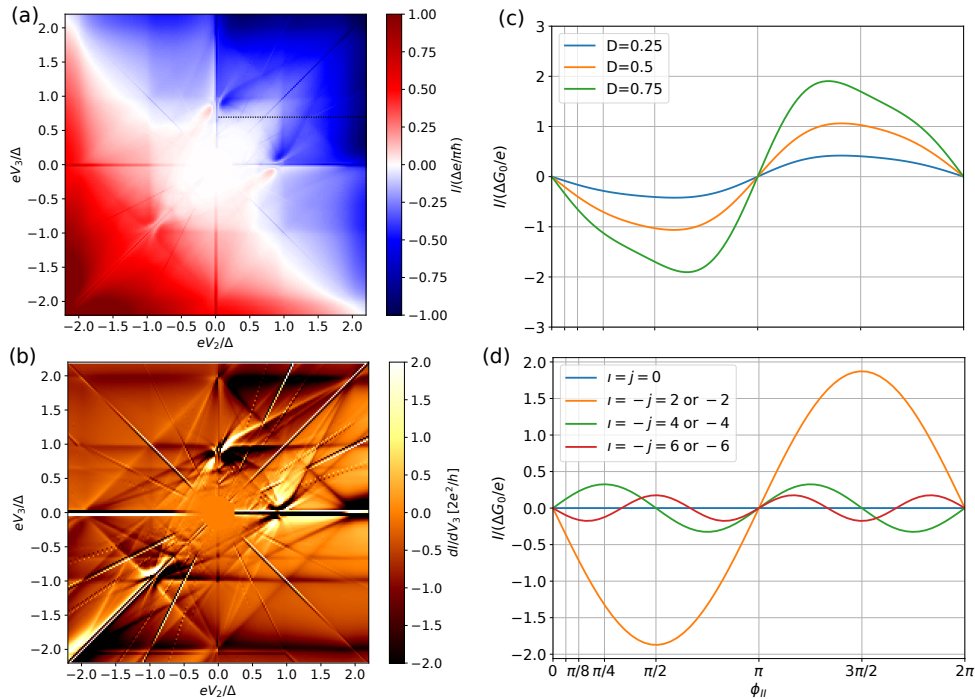
Rysunek 17 (b) pokazuje wyniki eksperymentu numerycznego, gdzie zobrazowaliśmy lokalną gęstość stanów dla geometrii z panelu (a) – widoczna jest gasnąca gęstość w prawej części pierścienia. Rysunki 18(a) i (b) przedstawiają mapy konduktancji dla pierścienia bez i z uwzględnionym nadprzewodnikiem. Na panelu (b) poniżej przerywanej linii widzimy zmianę charakteru oscylacji obserwując: i) zwiększenia wartości maksymalnych konduktancji do wartości  $4e^2/h$  na skutek transferu dwóch cząstek przez odbicie Andreeva tak jak było obserwowane eksperymentalnie w pracach [H4][H7]. ii) Zmianę okresu oscylacji dla energii elektronu w przerwie nadprzewodzącej – na wykresie poniżej przerywanej linii – pierścień przykryty jest w połowie, a okres jest krótszy niż ten powyżej przerwy

świadcząc o istnieniu dodatkowej długości na której propagują się elektron i dziura –  $\xi$ .

Finałnie zaproponowaliśmy wykorzystanie tego zjawiska do wyznaczania kwazicząstkowej długości koherencji w realizowanych obecnie strukturach – skrzyżowanych nanodrutach – za pomocą rutynowo wykonywanych pomiarów transportowych. Rysunek 18(c) pokazuje oscylacje Aharonova-Bohma dla interferometru zaprezentowanego na wstawce do Rys. 18(d). Wraz ze wzrostem przerwy nadprzewodzącej rośnie okres oscylacji zgodnie z przewidywaniami malejącej długości koherencji. Wyznaczyliśmy długość koherencji z okresu oscylacji Aharonova-Bohma obserwując bardzo dobrą zgodność z wartością wyliczoną bezpośrednio analizując mody ewanescentne w kanale [zobacz Rys. 18(d)].

[H11] M. P. Nowak, M. Wimmer, A. R. Akhmerov, "Supercurrent carried by non-equilibrium quasiparticles in a multiterminal Josephson junction", Physical Review B 99, 075416 (2019).

Postępy w tworzeniu nanostruktur hybrydowych wynikające z dążenia do zrealizowania topologicznych bramek kwantowych pozwoliły wytwarzać wieloterminalowe nanostruktury półprzewodnikowe połączone z elektrodami nadprzewodzącymi. W ostatniej pracy w tym zbiorze opisujemy trójterminalowe złącze Josephsona zdefiniowane na jednowymiarowych drutach kwantowych skontaktowanych z elektrodami nadprzewodzącymi. W układzie takim, po przyłożeniu napięć do kontaktów nadprzewodzących własności transportowe determinowane są przez wielokrotne lokalne i nielocalne odbicia Andreeva na elektrodach nadprzewodzących. Aby wyjaśnić przepływ prądu w takiej strukturze rozszerzyliśmy podejście zastosowane w pracy [H5] do opisu wielokrotnych odbić Andreeva w układach wieloterminalowych.



**Rysunek 19:** (a) Mapa prądu płynącego w pierwszym kontakcie trójterminalowego złącza SNS pod wpływem napięć na pozostałych kontaktach. (b) Mapa konduktancji różniczkowej. (c) Prąd pomiędzy drugim a trzecim kontaktem dla równych napięć na tych kontaktach w funkcji fazy potencjału parującego na drugim kontakcie. (d) Składowe prądu nadprzewodzącego dla  $D = 0.5$ . [H11].

Obliczyliśmy prąd płynący w pierwszym kontakcie złącza pod wpływem napięć  $V_2$  i  $V_3$  [Rys.

19(a)], który posłużył do wyznaczenia konduktancji różniczkowej przedstawionej na panelu (b). Na mapie wyraźnie widoczne są skośne linie przecinające punkt  $V_2 = V_3 = 0$ . Pokazaliśmy, że wynikają one ze skokowej amplifikacji prądu płynącego przez złącze, kiedy napięcia są podzielne ( $iV_2 + jV_3 = 0$ ). Powodowane jest to pojawianiem się dodatkowych stałoprądowych składowych prądu, które dla niepodzielnych napięć oscylują w czasie.

Aby przeanalizować charakter tych składowych zbadaliśmy prąd płynący pomiędzy kontaktami, do których przyłożono jednakowe napięcie (lecz inne niż na trzecim kontakcie). Okazało się, że prąd pomiędzy drugim a trzecim kontaktem oscyluje w funkcji różnicy faz potencjału parującego pomiędzy tymi kontaktami [Rys. 19(b)]. Taka zależność prądu od fazy nadprzewodzącej przy braku różnicy napięć odpowiada przepływowi prądu nadprzewodzącego w strukturze. W rozważanym układzie jest to jednak zaskakujące ponieważ struktura ze swojej natury jest dysypatywna, a w układzie nie ma stanów związanych, które typowo niosą prąd nadprzewodzący w układach dwuterminalowych. W pracy wykazaliśmy, że prąd ten wzbudzany jest na skutek nielokalnych odbić Andreeva kwazicząstek propagujących z elektrod nadprzewodzących. Pokazaliśmy, że wartość krytyczna tego prądu zależy od transparentności złącza jak  $\sim D^n$  dla  $n$ 'tej składowej, gdzie  $D$  to transparentność obszaru normalnego. Co istotne, linie prądu omawiane w pracy zostały niedawno zaobserwowane [50] w nanodrutach zbramkowanych nadprzewodnikiem, a nasza praca jest pierwszą analizą teoretyczną, która potrafiła zaadresować tę obserwację.

## Podsumowanie

Prace [H1]-[H11] przedstawiają rezultaty badań teoretycznych i eksperymentalno-teoretycznych nad własnościami nanostruktur w obecności oddziaływania SO i bliskości nadprzewodnika. Za najważniejsze wyniki tych prac uznaję:

- Wskazanie efektów mieszania pasm przez oddziaływanie SO, które prowadzi do polaryzacji spinowej prądu płynącego przez nanodrut oraz uwidacznia obecność oddziaływania SO w sposobie płynięcia prądu przez przewężenie w kanale.
- Wykazanie obecności wyjątkowo silnego oddziaływania SO w nanodrutach InSb prowadzącego do obserwowalnej przerwy helikalnej.
- Teoretyczną interpretację wyników eksperymentów, które po raz pierwszy wykazały podwajanie przewodności kwantowego kontaktu punktowego – zarówno w 2DEG i nanodrucie wraz z wykazaniem ilościowym, że pomiary konduktancji nanodrutów przykrytych nadprzewodnikiem wykazują jednoznacznie, że transport jest balistyczny.
- Wyjaśnienie wpływu efektów orbitalnych na formowanie się stanów związanych Majorany wraz ze wskazaniem poprawnej metody teoretycznego uwzględniania efektów orbitalnych pola magnetycznego dla nanostruktur hybrydowych.
- Zademonstrowanie nowego rodzaju prądu nadprzewodzącego wzbudzanego przez kwazicząstki w wieloterminalowym złączu Josephsona.

Wyniki te przyczyniły się do lepszego zrozumienia własności struktur hybrydowych, a wysunięte przewidywania teoretyczne mogą znaleźć zastosowania w przyszłych badaniach nanostruktur realizujących fazy topologiczne.

## Bibliografia

- [1] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon, “Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas,” *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
- [2] S. Tarucha, D. G. Austing, T. Honda, R. J. van der Hage, and L. P. Kouwenhoven, “Shell Filling and Spin Effects in a Few Electron Quantum Dot,” *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3613–3616 (1996).
- [3] S. Datta and B. Das, “Electronic analog of the electro-optic modulator,” *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [4] D. Loss and D. P. DiVincenzo, “Quantum computation with quantum dots,” *Phys. Rev. A* **57**, 120–126 (1998).
- [5] K. C. Nowack, F. H. L. Koppens, Yu V. Nazarov, and L. M. K. Vandersypen, “Coherent Control of a Single Electron Spin with Electric Fields,” *Science* **318**, 1430–1433 (2007).
- [6] A. Yu Kitaev, “Unpaired Majorana fermions in quantum wires,” *Phys.-Usp.* **44**, 131 (2001).
- [7] R. M. Lutchyn, J. D. Sau, and S. Das Sarma, “Majorana Fermions and a Topological Phase Transition in Semiconductor-Superconductor Heterostructures,” *Phys. Rev. Lett.* **105**, 077001 (2010).
- [8] Y. Oreg, G. Refael, and F. von Oppen, “Helical Liquids and Majorana Bound States in Quantum Wires,” *Phys. Rev. Lett.* **105**, 177002 (2010).
- [9] G. Dresselhaus, “Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures,” *Phys. Rev.* **100**, 580 (1955).
- [10] Yu A. Bychkov and E. I. Rashba, “Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers,” *J. Phys. C: Solid State Phys.* **17**, 6039 (1984).
- [11] 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**, 1003 (2012).
- [12] 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 Lett.* **12**, 6414–6419 (2012).
- [13] A. D. K. Finck, D. J. Van Harlingen, P. K. Mohseni, K. Jung, and X. Li, “Anomalous Modulation of a Zero-Bias Peak in a Hybrid Nanowire-Superconductor Device,” *Phys. Rev. Lett.* **110**, 126406 (2013).
- [14] H. O. H. Churchill, V. Fatemi, K. Grove-Rasmussen, M. T. Deng, P. Caroff, H. Q. Xu, and C. M. Marcus, “Superconductor-nanowire devices from tunneling to the multichannel regime: Zero-bias oscillations and magnetoconductance crossover,” *Phys. Rev. B* **87**, 241401 (2013).
- [15] J. Chen, P. Yu, J. Stenger, M. Hocevar, D. Car, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, T. D. Stanescu, and S. M. Frolov, “Experimental phase diagram of zero-bias conductance peaks in superconductor/semiconductor nanowire devices,” *Science Advances* **3**, e1701476 (2017).
- [16] D. Averin and A. Bardas, “ac Josephson Effect in a Single Quantum Channel,” *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).

- 
- [17] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees, “Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor,” *Phys. Rev. B* **62**, R4790 (2000).
- [18] B. Szafran, “Scanning gate microscopy simulations for quantum rings: Effective potential of the tip and conductance maps,” *Phys. Rev. B* **84**, 075336 (2011).
- [19] M. A. Topinka, B. J. LeRoy, S. E. J. Shaw, E. J. Heller, R. M. Westervelt, K. D. Maranowski, and A. C. Gossard, “Imaging Coherent Electron Flow from a Quantum Point Contact,” *Science* **289**, 2323–2326 (2000).
- [20] V. N. Golovach, M. Borhani, and D. Loss, “Electric-dipole-induced spin resonance in quantum dots,” *Phys. Rev. B* **74**, 165319 (2006).
- [21] K. D. Petersson, L. W. McFaul, M. D. Schroer, M. Jung, J. M. Taylor, A. A. Houck, and J. R. Petta, “Circuit quantum electrodynamics with a spin qubit,” *Nature* **490**, 380 (2012).
- [22] J. Stehlik, M. D. Schroer, M. Z. Maialle, M. H. Degani, and J. R. Petta, “Extreme Harmonic Generation in Electrically Driven Spin Resonance,” *Phys. Rev. Lett.* **112**, 227601 (2014).
- [23] C. W. J. Beenakker, “Quantum transport in semiconductor-superconductor microjunctions,” *Phys. Rev. B* **46**, 12841 (1992).
- [24] T. Ando, “Quantum point contacts in magnetic fields,” *Phys. Rev. B* **44**, 8017 (1991).
- [25] Y.-J. Doh, J. A. van Dam, A. L. Roest, E. P. A. M. Bakkers, L. P. Kouwenhoven, and S. De Franceschi, “Tunable Supercurrent Through Semiconductor Nanowires,” *Science* **309**, 272 (2005).
- [26] Jie Xiang, A. Vidan, M. Tinkham, R. M. Westervelt, and Charles M. Lieber, “Ge/Si nanowire mesoscopic Josephson junctions,” *Nature Nanotechnology* **1**, 208 (2006).
- [27] S. Li, N. Kang, D. X. Fan, L. B. Wang, Y. Q. Huang, P. Caroff, and H. Q. Xu, “Coherent Charge Transport in Ballistic InSb Nanowire Josephson Junctions,” *Scientific Reports* **6**, 24822 (2016).
- [28] A. Chrestin, T. Matsuyama, and U. Merkt, “Evidence for a proximity-induced energy gap in Nb/InAs/Nb junctions,” *Phys. Rev. B* **55**, 8457 (1997).
- [29] H. J. Suominen, M. Kjaergaard, A. R. Hamilton, J. Shabani, C. J. Palmstrøm, C. M. Marcus, and F. Nichele, “Zero-Energy Modes from Coalescing Andreev States in a Two-Dimensional Semiconductor-Superconductor Hybrid Platform,” *Phys. Rev. Lett.* **119**, 176805 (2017).
- [30] E. C. T. O’Farrell, A. C. C. Drachmann, M. Hell, A. Fornieri, A. M. Whiticar, E. B. Hansen, S. Gronin, G. C. Gardner, C. Thomas, M. J. Manfra, K. Flensberg, C. M. Marcus, and F. Nichele, “Hybridization of Subgap States in One-Dimensional Superconductor-Semiconductor Coulomb Islands,” *Phys. Rev. Lett.* **121**, 256803 (2018).
- [31] C. G. L. Böttcher, F. Nichele, M. Kjaergaard, H. J. Suominen, J. Shabani, C. J. Palmstrøm, and C. M. Marcus, “Superconducting, insulating and anomalous metallic regimes in a gated two-dimensional semiconductor–superconductor array,” *Nature Physics* **14**, 1138 (2018).

- [32] A. Fornieri, A. M. Whiticar, F. Setiawan, E. P. Marín, A. C. C. Drachmann, A. Keselman, S. Gronin, C. Thomas, T. Wang, R. Kallaher, G. C. Gardner, E. Berg, M. J. Manfra, A. Stern, C. M. Marcus, and F. Nichele, “Evidence of topological superconductivity in planar Josephson junctions,” [arXiv:1809.03037](#) (2018).
- [33] A. Pfund, I. Shorubalko, K. Ensslin, and R. Leturcq, “Spin-state mixing in InAs double quantum dots,” *Phys. Rev. B* **76**, 161308 (2007).
- [34] C. Fasth, A. Fuhrer, L. Samuelson, Vitaly N. Golovach, and Daniel Loss, “Direct Measurement of the Spin-Orbit Interaction in a Two-Electron InAs Nanowire Quantum Dot,” *Phys. Rev. Lett.* **98**, 266801 (2007).
- [35] H. A. Nilsson, P. Caroff, C. Thelander, M. Larsson, J. B. Wagner, L.-E. Wernersson, L. Samuelson, and H. Q. Xu, “Giant, Level-Dependent  $g$  Factors in InSb Nanowire Quantum Dots,” *Nano Lett.* **9**, 3151 (2009).
- [36] J. Liu, A. C. Potter, K. T. Law, and P. A. Lee, “Zero-Bias Peaks in the Tunneling Conductance of Spin-Orbit-Coupled Superconducting Wires with and without Majorana End-States,” *Phys. Rev. Lett.* **109**, 267002 (2012).
- [37] D. I. Pikulin, J. P. Dahlhaus, M. Wimmer, H. Schomerus, and C. W. J. Beenakker, “A zero-voltage conductance peak from weak antilocalization in a Majorana nanowire,” *New J. Phys.* **14**, 125011 (2012).
- [38] D. Bagrets and A. Altland, “Class  $D$  Spectral Peak in Majorana Quantum Wires,” *Phys. Rev. Lett.* **109**, 227005 (2012).
- [39] J. Alicea, Y. Oreg, G. Refael, F. von Oppen, and M. P. A. Fisher, “Non-Abelian statistics and topological quantum information processing in 1d wire networks,” *Nature Physics* **7**, 412 (2011).
- [40] B. van Heck, A. R. Akhmerov, F. Hassler, M. Burrello, and C. W. J. Beenakker, “Coulomb-assisted braiding of Majorana fermions in a Josephson junction array,” *New J. Phys.* **14**, 035019 (2012).
- [41] T. Hyart, B. van Heck, I. C. Fulga, M. Burrello, A. R. Akhmerov, and C. W. J. Beenakker, “Flux-controlled quantum computation with Majorana fermions,” *Phys. Rev. B* **88**, 035121 (2013).
- [42] S. R. Plissard, I. van Weperen, D. Car, M. A. Verheijen, G. W. G. Immink, Jakob Kammerhuber, Ludo J. Cornelissen, Daniel B. Szombati, Attila Geresdi, Sergey M. Frolov, Leo P. Kouwenhoven, and Erik P. A. M. Bakkers, “Formation and electronic properties of InSb nanocrosses,” *Nature Nanotechnology* **8**, 859 (2013).
- [43] E. M. T. Fadaly, H. Zhang, S. Conesa-Boj, D. Car, Ö. Gül, S. R. Plissard, R. L. M. Op het Veld, S. Kölling, L. P. Kouwenhoven, and E. P. A. M. Bakkers, “Observation of Conductance Quantization in InSb Nanowire Networks,” *Nano Lett.* **17**, 6511 (2017).
- [44] S. Gazibegovic, D. Car, H. Zhang, S. C. Balk, J. A. Logan, M. W. A. de Moor, M. C. Cassidy, R. Schmits, D. Xu, G. Wang, P. Krogstrup, R. L. M. Op het Veld, K. Zuo, Y. Vos, J. Shen, D. Bouman, B. Shojaei, D. Pennachio, J. S. Lee, P. J. van Veldhoven, S. Koelling, M. A. Verheijen, L. P. Kouwenhoven, C. J. Palmstrøm, and E. P. A. M. Bakkers, “Epitaxy of advanced nanowire quantum devices,” *Nature* **548**, 434 (2017).

- 
- [45] O. Dmytruk and J. Klinovaja, “Suppression of the overlap between Majorana fermions by orbital magnetic effects in semiconducting-superconducting nanowires,” *Phys. Rev. B* **97**, 155409 (2018).
- [46] J. S. Lim, L. Serra, R. López, and R. Aguado, “Magnetic-field instability of Majorana modes in multiband semiconductor wires,” *Phys. Rev. B* **86**, 121103 (2012).
- [47] J. Osa and L. Serra, “Majorana states and magnetic orbital motion in planar hybrid nanowires,” *Phys. Rev. B* **91**, 235417 (2015).
- [48] B. Nijholt and A. R. Akhmerov, “Orbital effect of magnetic field on the Majorana phase diagram,” *Phys. Rev. B* **93**, 235434 (2016).
- [49] S. M. Albrecht, A. P. Higginbotham, M. Madsen, F. Kuemmeth, T. S. Jespersen, J. Nygård, P. Krogstrup, and C. M. Marcus, “Exponential protection of zero modes in Majorana islands,” *Nature* **531**, 206 (2016).
- [50] Y. Cohen, Y. Ronen, J.-H. Kang, M. Heiblum, D. Feinberg, R. Mélin, and H. Shtrikman, “Non-local supercurrent of quartets in a three-terminal Josephson junction,” *PNAS* **115**, 6991–6994 (2018).

## 5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo – badawczych

Moje pozostałe prace naukowo–badawcze można podzielić na dwie kategorie: (i) prace wykonane przed uzyskaniem stopnia doktora, w których skupiałem się głównie na opisie efektów oddziaływania SO w sztucznych atomach i molekułach oraz (ii) prace powstałe w wyniku badań po doktoracie, w których rozszerzyłem swoje zainteresowania również na: opis stanów dziurowych i ekscytonowych kropek kwantowych, transport elektronowy w strukturach nadprzewodzących.

Szczegółowy wykaz całego dorobku naukowo–badawczego oraz dydaktycznego, wraz z opisem mojego wkładu w opublikowane prace, zawiera **załącznik nr 4.**: *Wykaz opublikowanych prac naukowych oraz informacja o osiągnięciach dydaktycznych, współpracy naukowej i popularyzacji nauki.*

Poniżej omówię krótko jedynie wybrane, najważniejsze rezultaty.

### 5.1. Prace przed doktoratem

- [P1] **M. P. Nowak**, B. Szafran, F. M. Peeters, "Manipulation of two-electron states by the electric field in stacked self-assembled dots", J. Phys.: Condens. Matter 20, 395225 (2008).
- [P2] B. Szafran, **M. P. Nowak**, S. Bednarek, T. Chwiej, and F. M. Peeters, "Selective suppression of Dresselhaus or Rashba spin-orbit coupling effects by the Zeeman interaction in quantum dots", Phys. Rev. B 79, 235303 (2009).
- [P3] **M. P. Nowak** and B. Szafran, "Spin-orbit coupling effects in two-dimensional circular quantum rings: Elliptical deformation of confined electron density", Phys. Rev. B 80, 195319 (2009).
- [P4] **M. P. Nowak** and B. Szafran, "Coupling of bonding and antibonding electron orbitals in double quantum dots by spin-orbit interaction", Phys. Rev. B 81, 235311 (2010).
- [P5] **M. P. Nowak** and B. Szafran, "Time-dependent configuration-interaction simulations of spin swap in spin-orbit-coupled double quantum dots", Phys. Rev. B 82, 165316 (2010).
- [P6] **M. P. Nowak** and B. Szafran, "Singlet-triplet avoided crossings and effective  $g$  factor versus spatial orientation of spin-orbit-coupled quantum dots", Phys. Rev. B 83, 035315 (2011).
- [P7] **M. P. Nowak**, B. Szafran, F. M. Peeters, B. Partoens, and W. J. Pasek, "Tuning of the spin-orbit interaction in a quantum dot by an in-plane magnetic field", Phys. Rev. B 83, 245324 (2011).
- [P8] **M. P. Nowak**, B. Szafran, and F. M. Peeters, "Fano resonances and electron spin transport through a two-dimensional spin-orbit-coupled quantum ring", Phys. Rev. B 84, 235319 (2011).
- [P9] **M. P. Nowak**, B. Szafran, and F. M. Peeters, "Resonant harmonic generation and collective spin rotations in electrically driven quantum dots", Phys. Rev. B 86, 125428 (2012).
- [P10] **M. P. Nowak** and B. Szafran, "Spin-polarization anisotropy in a narrow spin-orbit-coupled nanowire quantum dot", Phys. Rev. B 87, 205436 (2013).

Tematyka mojego doktoratu dotyczyła struktury elektronowej sztucznych atomów i molekuł pod wpływem oddziaływania SO. Zagadnienie to było ówczesnie intensywnie eksplorowane przez liczne grupy na świecie z uwagi na otwierające się perspektywy konstrukcji komputera kwantowego, którego elementy opierałyby swoje działanie na elektrycznej kontroli nad spinem elektronowym. W trakcie doktoratu udało nam się po raz pierwszy w sposób numerycznie dokładny opisać wieloelektronowe



pierścienie kwantowe o skończonej szerokości kanału i wyjaśnić efekty łamania symetrii przestrzennej rozkładu ładunku przez oddziaływanie SO [P3]. Opisaliśmy anizotropię polaryzacji spinowej, która uwiadcza się w odpychaniu poziomów energetycznych sztucznych atomów [P4][P6]. Co najistotniejsze podaliśmy wyjaśnienia eksperymentów mierzących strukturę elektronową samozorganizowanych kropek kwantowych [P7] oraz elektryczne wzbudzenie spinów nośników ładunku [P9]. Zaproponowana przez nas teoria została następnie wykorzystana przez kolejnych badaczy do interpretacji pomiarów eksperymentalnych. Badania w trakcie doktoratu prowadziłem na Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie oraz na Uniwersytecie w Antwerpii co pozwoliło uzyskać dyplomy doktorskie obu uczelni. Prace te stały się podwaliną do moich kolejnych badań, gdzie tematyka wieloelektronowych kropek kwantowych w nanodrutach ewoluowała w kierunku struktur hybrydowych – pokrytych nadprzewodnikiem – które w tamtym czasie były po raz pierwszy wytwarzane.

## 5.2. Prace po doktoracie

- [P11] E. N. Osika, B. Szafran, and **M. P. Nowak**, "*Simulations of electric-dipole spin resonance for spin-orbit coupled quantum dots in the Overhauser field: Fractional resonances and selection rules*", Phys. Rev. B 88, 165302 (2013).
- [P12] W. J. Pasek, **M. P. Nowak**, B. Szafran, "*Optical signatures of valence-band mixing in positive trion recombination spectra of double quantum dots*", Phys. Rev. B 89, 245303 (2014).
- [P13] W. J. Pasek, **M. P. Nowak**, B. Szafran, "*Spin exchange energy for a pair of valence band holes in artificial molecules*", Semicond. Sci. Technol. 29, 115022 (2014).
- [P14] **M. P. Nowak** B. Szafran, "*Spontaneous and resonant lifting of the spin blockade in nanowire quantum dots*", Phys. Rev. B 89, 205412 (2014).
- [P15] W. J. Pasek, **M. P. Nowak** B. Szafran, "*Valence band mixing versus higher harmonic generation in electric-dipole spin resonance*", Semicond. Sci. Technol. 30, 055017 (2015).
- [P16] R. Ferdous, E. Kawakami, P. Scarlino, **M. P. Nowak**, D. R. Ward, D. E. Savage, M. G. Lagally, S. N. Coppersmith, M. Friesen, M. A. Eriksson, L. M. K. Vandersypen, R. Rahman, "*Valley dependent anisotropic spin splitting in silicon quantum dots*", npj Quantum Information 4, 26 (2018).

Powyższe prace skupiały się na teoretycznym opisie stanów elektronowych, dziurowych oraz ekscytowanych półprzewodnikowych kropek kwantowych. Pokazaliśmy między innymi, że rezonansowe obroty spinu mogą być przeprowadzone w polu nadsubtelnym pochodzącym od jąder atomowych nanodrutu [P11], a blokada Pauliego znoszona jest spontanicznie poprzez deekscytację stanu trypletowego, której pośredniczą fonony [P14], w zgodzie z eksperymentem. Ponadto w ramach współpracy z grupą eksperymentalną prof. Lieven Vandersypen z Uniwersytetu Technicznego w Delft przeanalizowałem zanedbywane dotychczas efekty oddziaływania SO w krzemowych kropkach kwantowych [P16].

- [P17] K. Kolasieński, B. Szafran, **M. P. Nowak**, "*Imaging of double slit interference by scanning gate microscopy*", Phys. Rev. B 90, 165303 (2014).
- [P18] B. Szafran, **M. P. Nowak**, E. Wach, D. P. Żebrowski, "*Interaction effects near constriction of a quasi two-dimensional electron system: an exact diagonalization study*", Phys. Lett. A 378, 1036 (2014).

Powyższe prace traktują o transporcie elektronowym w dwuwymiarowym gazie elektronowym. Na szczególną uwagę zasługuje praca [P18], gdzie dokładnym rachunkiem wieloelektronowym pokazaliśmy, że w kwantowym kontakcie punktowym oddziaływanie elektron-elektron skutkuje powstaniem spolaryzowanej spinowo wyspy ładunku – odpowiedzialnej za obserwowane eksperymentalnie anomalnego plateau konduktancji – hipotezy będącej przedmiotem trwającej debaty, a weryfikowanej uprzednio jedynie metodami traktującymi oddziaływanie w sposób przybliżony.

- [P19] H. Zhang, Ö. Gül, S. Conesa-Boj, K. Zuo, V. Mourik, F. K. de Vries, J. van Veen, D. J. van Woerkom, **M. P. Nowak**, M. Wimmer, D. Car, S. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, M. Quintero-Pérez, S. Goswami, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. P. Kouwenhoven, "*Ballistic Majorana nanowire devices*", arXiv:1603.04069v1 (2016).
- [P20] Ö. Gül, H. Zhang, F. K. de Vries, J. van Veen, K. Zuo, V. Mourik, S. Conesa-Boj, **M. P. Nowak**, D. J. van Woerkom, M. Quintero-Pérez, M. C. Cassidy, A. Geresdi, S. Kölling, D. Car, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, L. P. Kouwenhoven, "*Hard superconducting gap in InSb nanowires*", Nano. Lett., 17, 2690 (2017).
- [P21] F. K. de Vries, J. Shen, R. J. Skolasinski, **M. P. Nowak**, D. Varjas, L. Wang, M. Wimmer, J. Ridderbos, F. A. Zwanenburg, A. Li, S. Koelling, M. A. Verheijen, E. P. A. M. Bakkers, L. P. Kouwenhoven, 2018, "*Spin-orbit interaction and induced superconductivity in an one-dimensional hole gas*", Nano Lett. 18, 6483 (2018).

W pracach [P20]-[P21] analizowałem od strony teoretycznej elektrycznie strojone złącza Josephaona tworzone w nanodrutach półprzewodnikowych. Zademonstrowałem jak wielokrotne odbicia Andreeva mogą zostać wykorzystane do oszacowania transparentności złącza, liczby podpasów i wzbudzonej przerwy nadprzewodzącej w półprzewodniku. Wykazałem, że realizowane eksperymentalnie złącza na nanodrutach mają charakter transparentny, a prąd niesiony jest jedynie przez jedno [P20] podpasmo kwantyzacji poprzecznej. Jest to informacja ważna w kontekście prowadzonych obecnie prac nad pomiarem fermionów Majorany za pomocą metody *Photon Assisted Tunneling*, gdzie liczba propagujących modów w strukturze jest kluczowa do interpretacji pomiaru. Poprzez analizę wielokrotnych odbić Andreeva zademonstrowaliśmy również, że nowo wytwarzane nanodruki półprzewodnikowe pozwalają na wytworzenie jednowymiarowego gazu dziurowego, który może zostać wykorzystany w nowej generacji nanostruktur hybrydowych [P21].

### 5.3. Dane bibliometryczne wszystkich publikacji

Liczba wszystkich publikacji: 32, w tym w bazie Web of Science: 31

Liczba cytowań: 395, bez autocytowań: 346.

Indeks H: 11

