

Załącznik nr 2

Autoreferat

1 Dane personalne

1. imię i nazwisko: Tomasz Chwiej
2. stopnie naukowe:
 - a) magister inżynier, Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie, rok 2001
 - b) doktor nauk fizycznych, Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej, Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie, rok 2005
tytuł rozprawy: *Badania teoretyczne własności sztucznych molekuł i układów ekscytonowych w pojedynczych i sprzężonych kropkach kwantowych*
promotor: prof. dr hab. Stanisław Bednarek
3. dotychczasowe zatrudnienie:
 - a) lata: 2005-2007, asystent, Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej, Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie
 - b) lata: 2007- , adiunkt, Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej, Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie

2 Osiągnięcie naukowo-badawcze

Powiązany tematycznie cykl publikacji pod tytułem:

Analiza elektronowych stanów zlokalizowanych i przewodzących w półprzewodnikowych pierścieniach kwantowych

Lista publikacji wchodzących w skład cyklu:

- [R1] T. Chwiej, B. Szafran, *Pinning of electron densities in quantum rings by defects: Symmetry constraints and distribution of persistent currents*, Phys. Rev. B 79, 085305 (2009)
- [R2] T. Chwiej, B. Szafran, *Few-electron artificial molecules formed by laterally coupled quantum rings*, Phys. Rev. B 78, 245306 (2008)
- [R3] T. Chwiej, K. Kutorasiński, *Effect of Coulomb correlation on electron transport through a concentric quantum ring-quantum dot structure*, Phys. Rev. B 81, 165321 (2010)
- [R4] T. Chwiej, B. Szafran, *Fractional conductance oscillations in quantum rings: wave packet picture of transport in a few-electron system*, J.Phys.: Condens. Matter 25, 155802 (2013)
- [R5] T. Chwiej, B. Szafran, *Schrödinger-Poisson calculations for scanning gate microscopy of quantum rings based on etched two-dimensional electron gas*, Phys. Rev. B 87, 085302 (2013)
- [R6] T. Chwiej, B. Szafran, *Quantum ring conductance sensitivity to potential perturbation in an external magnetic field*, Phys. Rev. B 89, 195442 (2014)

Pełne teksty prac [R1–R6] znajdują się w załączniku nr 6.

3 Charakterystyka cyklu publikacji

3.1 Wprowadzenie

Obecnie nanotechnologia umożliwia wytwarzanie z dużą precyzją nanostruktur półprzewodnikowych o zadanym kształcie i rozmiarach. Podstawową cechą wspólną nanostruktur, spośród których można wyróżnić: studnie, kropki, druty i pierścienie kwantowe, jest występowanie w nich efektu rozmiarowego. Małe rozmiary nanoobjektów sprawiają, iż energia uwięzionych w nich nośników ładunku staje się skwantowana, ich ruch jest skorelowany ze względu na wzajemne oddziaływanie elektrostatyczne, a pełny opis własności układu można otrzymać jedynie na gruncie mechaniki kwantowej. Skutkiem kwantyzacji poziomów energii jest np. rezonansowy charakter tunelowania elektronów w kropkach kwantowych [1], a oddziaływanie między nośnikami odgrywa istotną rolę w formowaniu molekuł/kryształu Wignera [2] czy w kwantowym ułamkowym efekcie Halla [3]. W pierścieniach kwantowych, ze względu na ich topologię, obserwowane są szczególnie silne efekty interferencji kwantowej. W pierścieniach otwartych (przewodzących prąd), faza funkcji falowej naładowanej cząstki w obu ramionach pierścienia może zmieniać się niezależnie w wyniku oddziaływania z potencjałem wektorowym (faza geometryczna) lub z polem elektrycznym (faza dynamiczna) [4]. Ze względu na superpozycję obu fal parcjalnych na wyjściu, prawdopodobieństwo przejścia cząstki przez pierścień uzależnione jest od nabytej różnicy faz. W ten sposób zmiana indukcji pola magnetycznego lub natężenia pola elektrycznego powoduje oscylacje konduktancji pierścienia co określane jest mianem (magnetostatycznego lub elektrostatycznego) efektu Aharonova-Bohma [4]. Oscylacje konduktancji mogą również pojawić się w wyniku oddziaływania momentu magnetycznego cząstki z polem elektrycznym w efekcie Aharonova-Cashera [5]. Natomiast odpowiednikiem efektu Aharonova-Bohma w pierścieniach zamkniętych tj. nie przewodzących prądu są oscylacje energii wywołane zmianami prądów trwałych generowanych w polu magnetycznym [6]. Specyficzne własności pierścieni kwantowych jak np. łatwość manipulowania ilością zgromadzonego w nich ładunku (pierścienie zamknięte) czy sterowania przepływem pojedynczych nośników prądu poprzez wykorzystanie efektów interferencji kwantowej (pierścienie otwarte), powodują że ich badania mają nie tylko duże znaczenie poznawcze, przyczyniając się tym samym do rozwoju nanofizyki, ale stają się istotne ze względu na potencjalne zastosowania pierścieni w nanoelektronice. Obecnie są one już wykorzystywane jako interferometry kwantowe [7] czy detektory [8] i źródła [9] promieniowania mikrofalowego. Badana jest także możliwość zastosowania pierścieni kwantowych w spintronice jako filtru spinowego [10] czy bramki kwantowej [11].

Celem badań, których wyniki prezentowane są w cyklu prac [R1–R6] było uzyskanie opisu wybranych własności elektronowych stanów zlokalizowanych i przewodzących w pierścieniach kwantowych. W pracach dotyczących pierścieni zamkniętych [R1, R2] w dużym stopniu skupiono się na określeniu charakterystyk wielkości mierzalnych eksperymentalnie jak zmiany potencjału chemicznego czy magnetycznego momentu dipolowego w polu magnetycznym. W pozostałych pracach [R3–R6] badana jest magnetokonduktancja układu pracującego w zakresie transportu jednoelektronowego, gdy przechodzący przez pierścień elektron oddziałuje nieelastycznie ze zlokalizowanymi nośnikami ładunku [R3, R4] lub podlega rozproszeniu elastycznemu na statycznym zaburzeniu potencjału w pierścieniu [R5, R6]. W szczególności, duży nacisk położono w nich na przeanalizowanie skutków oddziaływania pojedynczego elektronu lub układu kilku elektronów z polem magnetycznym jak np.: całkowity i ułamkowy efekt Aharonova-Bohma, działanie sił magnetycznych czy z jego wpływem na lokalizację przestrzenną nośników ładunku. Prace [R1–R6] mają charakter teoretyczny a problemy w nich omawiane są rozwiązywane numerycznie.

Jako stan zlokalizowany (nie przewodzący prądu) traktowany jest tu stan pojedynczego lub kilku elektronów, którego funkcja falowa jest całkowicie zlokalizowana w zamkniętym pierścieniu kwantowym (lub w układzie sprzężonych pierścieni). Badania własności stanów zlokalizowanych dla $N = 1, 2, 3$ elektronów przedstawione są w pracach [R1, R2]. W pracy [R1] analizowany jest wpływ symetrii potencjału uwięzienia pojedynczego pierścienia (cylindryczna, punktowa i jej brak) oraz pola magnetycznego na rozkłady przestrzenne gęstości ładunku i prądu prawdopodobieństwa oraz wielkości mierzalne eksperymentalnie takie jak potencjał chemiczny czy dipolowy moment magnetyczny. Natomiast w pracy [R2] podobna analiza została wykonana dla układu dwóch bocznie sprzężonych pierścieni kwantowych w zakresie obejmującym słabe, średnie oraz silne sprzężenie tunelowe obu pierścieni.

W pozostałych pracach [R3–R6] przedstawiono wyniki badań stanów przewodzących w pierścieniach

otwartych. Pierścienie tego typu połączone są zazwyczaj z przynajmniej dwiema bramkami sterującymi tj. źródłem i drenem. Ponieważ emitowany ze źródła elektron może przejść przez otwarty pierścień z określonym niezerowym prawdopodobieństwem (powodując tym samym przepływ prądu pomiędzy źródłem a drenem), taki stan elektronu określany jest mianem stanu przewodzącego. W pierścieniach otwartych, oscylacje konduktancji w magnetostatycznym efekcie Aharonova-Bohma związane są ze zmianami strumienia magnetycznego przenikającego pierścieni. Ze względu na ich interferencyjny charakter, są one bardzo czułe na wszelkiego typu zaburzenia powodujące randomizację fazy funkcji falowej naładowanej cząstki. W półprzewodnikowych pierścieniach kwantowych średnia droga swobodna zazwyczaj znacznie przekracza ich rozmiary a transport ma charakter balistyczny [12, 13]. Wynika to z przestrzennej separacji nośników ładunku i zjonizowanych domieszek w nanostrukturze. W niskich temperaturach ($T < 1$ K) w jakich prowadzone są eksperymenty z pierścieniami kwantowymi, czas spójności fazowej związany z procesami nieelastycznego rozpraszania, jak oddziaływanie z fononami czy rozpraszanie w jednorodnym gazie elektronowym (efekt dominujący) [14] jest większy niż czas przebywania cząstki w pierścieniu. Transport ma więc charakter koherentny. Procesem, który może prowadzić do zmiany amplitudy lub okresu oscylacji Aharonova-Bohma jest rozpraszanie nieelastyczne spowodowane oddziaływaniem ze zlokalizowanymi w otoczeniu pierścienia nośnikami ładunku [16]. W pracy [R3] analizowany jest wpływ sprzężenia kulombowskiego pierścienia i naładowanej kropki kwantowej na tłumienie oscylacji Aharonova-Bohma w transporcie jednoelektronowym. Natomiast w pracy [R4] badany jest efekt ułamkowania okresu oscylacji Aharonova-Bohma [6] w wyniku rozpraszania elektronu w pierścieniu, w którym uwięzione są początkowo jeden lub dwa elektrony. Zaburzenie potencjału pierścienia może być wywołane intencjonalnie i mieć określony cel, jak to ma miejsce w mikroskopii bramki skanującej [18]. W metodzie tej bada się zmiany konduktancji pierścienia wywołane przez przemieszczające się nad jego powierzchnią spolaryzowane metalowe ostrze. Najbardziej popularna interpretacja map przewodności wiąże je z lokalną gęstością stanów [12, 19, 20]. W pracy [R5] przedstawiono model numeryczny, który pozwala wyznaczyć: rzeczywisty rozkład potencjału w pierścieniu z uwzględnieniem bramki skanującej oraz konduktancję pierścienia. Problem możliwości odtwarzania lokalnej gęstości stanów w mikroskopii bramki skanującej jest także analizowany w pracy [R6], dla przypadku gdy transport jednoelektronowy w pierścieniu odbywa się w zakresie kwantowego efektu Halla.

Zamknięte (nie przewodzące prądu) półprzewodnikowe pierścienie kwantowe, o promieniach od kilku do kilkudziesięciu nanometrów, wytwarza się metodą wzrostu samozorganizowanego [21] lub wytrawiania [22]. Pierścienie otwarte mają większe rozmiary, rzędu kilkuset nanometrów. Formowane są metodą oksydacji powierzchni [23], wytrawiania [12] lub bramkowania przy użyciu metalowych elektrod [13] planarnych nanostruktur warstwowych. Zazwyczaj w pierścieniach półprzewodnikowych ruch nośników ładunku w kierunku wzrostu ograniczony jest do bardzo wąskiego (kilka nanometrów) obszaru studni utworzonej na bazie heterozłącza [12, R5] (najczęściej GaAs/AlGaAs lub InGaAs/GaAs). Ze względu na dużą energię wzbudzeń, ruch nośników w kierunku pionowym jest zamrożony do stanu podstawowego. Ponieważ nie wpływa on na ruch orbitalny nośników w płaszczyźnie pierścienia, układ można opisywać w modelu efektywnie dwuwymiarowym. Takie podejście zastosowano w pracach [R1–R6].

3.2 Pierścienie zamknięte

3.2.1 Wpływ symetrii potencjału uwięzienia na potencjał chemiczny i dipolowy moment magnetyczny kilku elektronów uwięzionych w pierścieniu kwantowym

Obniżenie symetrii potencjału uwięzienia w pierścieniach kwantowych wynika z niedoskonałości metod ich wytwarzania. W pierścieniach samozorganizowanych obserwuje się znaczne oscylacje ich wysokości, które występują najczęściej w postaci dwóch położonych naprzeciwlegle maksimum skorelowanych dodatkowo ze zmianami szerokości kanału pierścienia i lokalnymi zmianami składu pierwiastkowego materiału półprzewodnikowego [24, 25]. W pierścieniach wytwarzanych metodą wytrawiania, obniżenie symetrii pierścienia jest wynikiem niejednorodności powierzchni górnej i/lub bocznej [12, 22]. Natomiast w pierścieniach z uwięzieniem otrzymanym metodą oksydacji powierzchni, głębokość i szerokość wyżłobień pod którymi tworzy się bariera mogą nie być w całym układzie takie same [16, 23]. W pracy [R1] stosując metodę dokładnej diagonalizacji rozwiązano problem własny $N = 1, 2, 3$ elektronów uwięzionych w pierścieniu kwantowym o zaburzonej symetrii obrotowej i umieszczonym w polu

magnetycznym skierowanym prostopadle do płaszczyzny nanostruktury. W modelu potencjału uwięzienia zastosowanego w obliczeniach, użyto parametrów geometrycznych i materiałowych podobnych jak dla pierścienia wytrawianego [22], w którym nośniki ładunku (w eksperymencie są to elektrony i dziury) uwięzione są w obszarze heterozłącza $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Przeanalizowano [R1] wpływ rodzaju symetrii pierścienia (obrotowa, punktowa) lub jej braku na mierzalne doświadczalnie wielkości fizyczne takie jak: potencjał chemiczny czy dipolowy moment magnetyczny indukowany ruchem orbitalnym elektronów [24]. Potencjał chemiczny pierścieni kwantowych można wyznaczyć eksperymentalnie przy użyciu spektroskopii pojemnościowej [26, 27], pomiar magnetokonduktacji pierścienia pracującego w zakresie blokady kulombowskiej [23] oraz pomiar absorpcji promieniowania w zakresie dalekiej poczerwieni [26]. W pracy pominięto zmiany spinowego momentu magnetycznego, ponieważ jego wkład do wypadkowego momentu jest kilka do nawet kilkunastu razy mniejszy od momentu orbitalnego generowanego w wysokim polu magnetycznym [24, 25, 28, 29]. Ponadto dla określonej konfiguracji spinowej układu elektronowego jego przyczynę do wypadkowego momentu jest niezależny od wartości indukcji pola magnetycznego [30].

W pierścieniu o symetrii cylindrycznej, energia stanu podstawowego N elektronów uwięzionych oscyluje w polu magnetycznym z okresem $\Delta B = B_0/N$ [6, 38], gdzie: $B_0 = h/e/S$ jest podstawowym okresem oscylacji Aharonova-Bohma, a S jest powierzchnią pierścienia. Z powodu transformacji momentu pędu ($N \geq 1$) i konfiguracji spinowej ($N \geq 2$) wywołanych zmianami pola magnetycznego, maksima energii mają kształt ostrych zagięć (\wedge) oddzielonych gładkimi minimami o przebiegu parabolicznym. W rezultacie, w potencjale chemicznym ($\mu_N = E_N - E_{N-1}$), również widoczne są ostre zagięcia w kształcie \wedge i \vee . Natomiast zmiany momentu magnetycznego pierścienia ($m_N = -\partial E_N/\partial B$) mają liniowy charakter pomiędzy punktami nieciągłości, które odpowiadają maksimum energii [R1].

Wprowadzenie do pierścienia defektu w postaci płytkiej kropki kwantowej łamię symetrię obrotową. Zaburzenie miesza bliskie degeneracji stany o różnych momentach pędu i prowadzi do odpychania odpowiadających im poziomów energii (antykrosingów). W stanie podstawowym, ostre zagięcia w maksimach energii (\wedge) odpowiadające transformacji momentu pędu w polu magnetycznym zostają wówczas wygładzone [R1] tj. pochodna $\partial E_N/\partial B$ staje się ciągła. Z tego powodu, w pierścieniu z jednym defektem, potencjał chemiczny i dipolowy moment magnetyczny pojedynczego elektronu opisywane są gładkimi funkcjami niezależnie od wartości indukcji pola magnetycznego. Dla dwóch i trzech elektronów, zależności $\mu_N(B)$ i $m_N(B)$ stają się całkowicie gładkie dopiero w wysokim polu magnetycznym ($B > 2.5$ T), gdy układ staje się permanentnie spolaryzowany spinowo ze względu na efekt Zeemana [R1]. Polaryzacja spinowa powoduje także zanik oscylacji ułamkowych. W niższym polu ($B < 2.5$ T) zależności: $m_2(B)$, $m_3(B)$ oraz $\mu_3(B)$ są niemal identyczne jak dla pierścienia niezaburzonego, a zróżnicowaniu ulega jedynie zależność $\mu_2(B)$, która ma gładki przebieg.

Wprowadzenie do pierścienia dwóch identycznych kropek kwantowych (defektów) umieszczonych symetrycznie względem jego środka zmienia symetrię potencjału uwięzienia z cylindrycznej na punktową. Stany układu kilku elektronów można podzielić na parzyste i nieparzyste względem odbicia $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$. Stwierdzono [R1], że dla symetrii punktowej potencjału pierścienia energie stanu podstawowego jednego i trzech elektronów zmieniają się w polu magnetycznym w sposób identyczny jak dla pierścienia niezaburzonego tj. maksima energii mają charakterystyczny kształt ostrych zagięć \wedge . Zagięcia tego typu powstają w wyniku przecinania się poziomów energii stanów różniących się parzystością i spinem. W rezultacie moment magnetyczny jednego i trzech elektronów zmienia się w polu magnetycznym tak jak dla pierścienia niezaburzonego. Natomiast energia i moment magnetyczny dwóch elektronów uwięzionych w pierścieniu z dwoma defektami zmieniają się identycznie jak w pierścieniu z pojedynczym zaburzeniem tj. mają one gładki przebieg w silnym polu magnetycznym ($B > 3$ T) [R1].

Dzięki tak specyficznemu zróżnicowaniu charakteru zmian energii kilku elektronów w polu magnetycznym pokazano [R1], iż możliwe jest określenie rodzaju zaburzenia występującego w pierścieniu wyłącznie na podstawie analizy potencjałów chemicznych. Przykładowo w pierścieniu z dwoma zaburzeniami, maksima w potencjale chemicznym dwóch elektronów oraz minima w potencjale chemicznym trzech elektronów w wysokim polu magnetycznym ($B > 3$ T) są gładkie, podczas gdy dla pierścienia niezaburzonego mają one charakter ostrych zagięć. Natomiast, potencjał chemiczny pojedynczego elektronu uwięzionego w pierścieniu z pojedynczym zaburzeniem ma całkowicie gładki przebieg, gdy w pierścieniu niezaburzonym i z dwoma zaburzeniami potencjał ten posiada maksima w kształcie \wedge . Analiza prowadząca do tego wniosku stanowi jedno z głównych osiągnięć zamieszczonych w pracy [R1]. War-

to w tym miejscu wspomnieć, że charakter zaburzenia potencjału pierścienia można również określić porównując widma absorpcji w zakresie dalekiej podczerwieni otrzymanych dla pola magnetycznego skierowanego prostopadle oraz równoległe do płaszczyzny pierścienia [33].

Przedyskutowano [R1] również wpływ zaburzenia potencjału na zachowanie gęstości ładunku i prądu prawdopodobieństwa w polu magnetycznym. W pierścieniu z pojedynczym defektem, gęstość poddana jest silnym oscylacjom w pobliżu antykrośingów. Ma ona wtedy charakter wyspowy. W wysokim polu magnetycznym może dojść do rozdzielenia przestrzennego elektronów i utworzenia molekuly Wignera. Pętla z prądem biegnąca wzdłuż całego pierścienia zostaje wtedy przerwana, a wokół wysp gęstości tworzą się wiry prądowe. Ze względu na monotoniczny zanik gęstości prądu wokół pierścienia, w pobliżu antykrośingu, dipolowy moment magnetyczny generowany ruchem orbitalnym elektronów staje się funkcją ciągłą (dla $N = 1$ zawsze, a dla $N = 2, 3$ tylko w wysokim polu magnetycznym). Wiry prądowe wokół tworzących się wysp gęstości mają charakter diamagnetyczny, a zwrot orbitalnego momentu magnetycznego jest przeciwny do zwrotu zewnętrznego pola magnetycznego. Pokazano [R1], iż również w pobliżu minimów energii, reorientacja momentu magnetycznego w wysokim polu dokonuje się w sposób ciągły. Ze względu na dwuwymiarowy charakter pierścienia, w minimum energii, składowe: paramagnetyczna i diamagnetyczna prądu prawdopodobieństwa nie kasują się, jak ma to miejsce w pierścieniu stricte jednowymiarowym, lecz wzajemnie kompensują, płynąc odpowiednio po wewnętrznej i zewnętrznej krawędzi pierścienia. Umieszczenie w pierścieniu dwóch defektów ułatwia przestrzenną separację dwóch elektronów. Natomiast dodanie do układu trzeciego elektronu, powoduje iż z jednakowym prawdopodobieństwem może on zlokalizować się w ramieniu pierścienia leżącym zarówno nad jak i pod osią łączącą obie kropki. Taka konfiguracja przestrzenna trzech elektronów jest superpozycją dwóch równoważnych energetycznie konfiguracji klasycznych ładunków. Ponieważ nie minimalizuje ona energii oddziaływania kulombowskiego, utworzenie trzelektronowej molekuly Wignera w pierścieniu o punktowej symetrii potencjału uwięzienia nie jest możliwe. Związany z tym faktem brak oscylacji gęstości powoduje iż zależność $m_3(B)$ jest funkcją nieciągłą [R1]. Wytlumaczenie charakteru zmian momentu magnetycznego w pierścieniu z pojedynczym i podwójnym zaburzeniem w kontekście zmian przepływu prądów trwałych dokonujących się w pierścieniu w okolicy maksimum i minimów energii w stanie podstawowym stanowi drugie istotne osiągnięcie zawarte w pracy [R1].

3.2.2 Wpływ sprzężenia tunelowego na potencjał chemiczny i moment magnetyczny kilku elektronów uwięzionych w układzie dwóch bocznie sprzężonych pierścieni kwantowych

W pracy [R2] rozwiązano problem własny $N = 1, 2, 3$ elektronów uwięzionych w układzie dwóch bocznie sprzężonych pierścieni kwantowych. Bocznie sprzężone, elektrostatycznie lub tunelowo pierścienie kwantowe, mogą formować się samoistnie w trakcie wzrostu jak ma to miejsce w przypadku pierścieni samozorganizowanych [26, 27, 34]. Możliwe jest też intencjonalne formowanie np. długich łańcuchów lub dwuwymiarowych sieci sprzężonych pierścieni [31]. W obliczeniach [R2] wykorzystano ten sam model potencjału uwięzienia pierścieni oraz identyczną metodę obliczeniową (dokładnej diagonalizacji) co w pracy [R1]. Pokazano [R2], że w układzie dwóch pierścieni, duży wpływ na zmiany potencjałów chemicznych oraz momentu magnetycznego w polu magnetycznym ma sprzężenie tunelowe, którego wielkość zależy od wzajemnej odległości pierścieni (przy ustalonej wysokości bariery).

Przy braku sprzężenia tunelowego, widmo energii pojedynczego elektronu uwięzionego w układzie dwóch pierścieni, jest identyczne jak dla pojedynczego pierścienia z okresem oscylacji w polu magnetycznym równym $\Delta B = B_0 = h/e/S$. Przybliżanie pierścieni do siebie powoduje wzrost sprzężenia tunelowego oraz silniejszą lokalizację pojedynczego elektronu w pobliżu oddzielającej je bariery w stanie podstawowym. Zmniejszają się wówczas amplitudy oscylacji: energii stanu podstawowego, potencjału chemicznego oraz momentu dipolowego w polu magnetycznym. Oscylacje te znikają, gdy bariera pomiędzy pierścieniami zostaje całkowicie zniesiona w wyniku ich połączenia, a cała gęstość ładunku zlokalizowana jest w obszarze połączenia pierścieni [R2].

Gdy w układzie dwóch identycznych pierścieni umieszczone zostaną dwa elektrony, wówczas z powodu odpychania kulombowskiego dochodzi do ich przestrzennego rozdzielania w stanie podstawowym. W każdym z pierścieni znajduje się dokładnie jeden elektron. Ich funkcje falowe są silnie modyfikowane przez oddziaływanie z partnerem i nie przekrywają się one nawet gdy sprzężenie tunelowe jest silne. Dlatego okres oscylacji energii oraz momentu magnetycznego wywołanych zmianami pola ma-

gnetycznego w stanie podstawowym dwóch elektronów jest identyczny jak dla pojedynczego elektronu. Okazuje się, że amplituda tych oscylacji jest w zasadzie niezależna od wielkości sprzężenia tunelowego [R2]. Ze względu na identyczny okres oscylacji energii stanu podstawowego jednego oraz dwóch elektronów w polu magnetycznym, przy słabym sprzężeniu tunelowym, w zależności $\mu_2(B)$ widoczne są jedynie słabo zaznaczone minima w kształcie ∇ . Taki kształt wynika z transformacji momentu pędu pojedynczego elektronu w stanie podstawowym. Minima te zostają zastąpione przez gładkie maksima, gdy sprzężenie tunelowe jest na tyle silne by wyłumić oscylacje energii w stanie podstawowym pojedynczego elektronu.

W układzie z trzema elektronami, w słabym polu magnetycznym ($B \sim 0.5$ T), okres oscylacji energii w stanie podstawowym jest dwukrotnie mniejszy ($\Delta B = B_0/2$) niż dla jednego i dwóch elektronów. Wzrost indukcji pola magnetycznego powoduje zmniejszenie częstości oscylacji, ale ich okres pozostaje zawsze mniejszy od B_0 . Wyznaczone dla trzech elektronów funkcje korelacji par pokazują [R2], że w przypadku słabego sprzężenia tunelowego pierścieni, w jednym z nich zlokalizowane są dwa elektrony a trzeci uwięziony jest w drugim pierścieniu. Oscylacje energii pojawiają się więc w wyniku transformacji spinu w pierścieniu z dwoma elektronami, przy ustalonym i dowolnym kierunku spinu trzeciego elektronu [R2]. Gdy oba pierścienie znajdują się na tyle blisko iż bariera pomiędzy nimi znika, wtedy dochodzi do utworzenia rozciągniętego stanu molekularnego obejmującego oba pierścienie. Jeden z elektronów lokalizuje się na połączeniu pierścieni (w środku układu), a pozostałe dwa, w wyniku oddziaływania kulombowskiego rozdzielają się obsadzając przeciwległe krańce układu. Prowadzi to do wyraźnego obniżenia energii poziomów odpowiadających dwóm nieparzystym stanom spinowym: spolaryzowanemu i niespolaryzowanemu, które oscylują w przeciwfazie wokół poziomu energii odpowiadającego niskospinowemu stanowi parzystemu. Jak pokazano w pracy [35] taki układ trzech poziomów bliskich degeneracji może powstać także w pojedynczej kropce kwantowej o silnie wydłużonym eliptycznym kształcie. Stwierdzono [R2], iż na podstawie zachowania się relacji dyspersji momentu magnetycznego a zwłaszcza potencjałów chemicznych od pola magnetycznego dla układu z jednym i dwoma uwięzionymi elektronami, można oszacować wielkość sprzężenia tunelowego pomiędzy pierścieniami. Jest to główny wynik pracy [R2]. Natomiast w odróżnieniu od układu jedno- i dwuelektronowego, dla układu trzech elektronów nie stwierdzono znaczących jakościowych czy ilościowych zmian w zależności potencjału chemicznego od pola magnetycznego. W pracy [R2] pokazano również jak przy użyciu wyłącznie zewnętrznego pola magnetycznego można przemieszczać ładunek pomiędzy sprzężonymi pierścieniami. Gdy różnią się one wielkością, złamana zostaje symetria punktowa układu co prowadzi do zniesienia degeneracji energii w obu pierścieniach. Stan podstawowy pojedynczego elektronu ($N = 1$) może być całkowicie zlokalizowany w jednym z nich ze względu na niższą energię. Zmieniając pole magnetyczne można jednak odwrócić kolejność dwóch najniższych poziomów energii, które odpowiadają lokalizacji odpowiednio w mniejszym i w większym pierścieniu, co prowadzi do przepływu części ładunku pomiędzy nimi. Dla $N > 1$ proces przenoszenia ładunku pomiędzy pierścieniami jest mniej efektywny, gdyż wiąże się on ze zmianą energii oddziaływania w układzie. Wówczas ilość przenoszonego ładunku jest większa w układzie z nieparzystą liczbą elektronów (dla $N = 3$ otrzymano $\Delta q_3 \approx 0.2$ e) ze względu na mniejsze zmiany energii oddziaływania niż w układzie z parzystą ilością elektronów (dla $N = 2$ otrzymano tylko $\Delta q_2 \approx 0.04$ e).

3.3 Pierścienie otwarte

3.3.1 Transfer elektronu przez pierścień kwantowy sprzężony pojemnościowo z kropką kwantową. Wpływ korelacji kulombowskiej na efekt Aharonova-Bohma.

Z teorii słabej lokalizacji wynika, że rozpraszanie elektron-elektron, będące w niskich temperaturach główną przyczyną dekoherencji [36], nie powinno mieć dużego wpływu na efekty interferencyjne obserwowane w pierścieniach kwantowych jak np. oscylacje konduktancji w efekcie Aharonova-Bohma, o ile te wypełnia jednorodny gaz elektronowy, a ich rozmiary geometryczne są na tyle małe, że czas przebywania w nich elektronów przewodnictwa jest znacznie krótszy od czasu spójności fazowej. Gdy jednak gęstość gazu elektronowego w układzie zostanie zmniejszona na tyle, iż oddziaływanie pomiędzy nośnikami ładunku stanie się porównywalne z energią uwięzienia i/lub energią wzbudzeń jednocząsteczkowych wówczas efekty korelacji przestrzennej cząstek mogą całkowicie determinować jego własności. Przykładowo, Meier i inni [41] zaobserwowali zmiany amplitudy transkonduktancji pierścienia kwan-

towego wywołane przepływem ładunku w bocznie sprzężonej z nim kropce kwantowej. Natomiast w pracach [15, 23] pokazano, iż przepływ elektronów przez pierścień kwantowy może odbywać się w zakresie blokady kulombowskiej. Również omawiany w następnym podrozdziale efekt ułamkowania oscylacji Aharonova-Bohma [6, 17, R4] jest przejawem korelacji elektronowej, przy czym oddziaływanie kulombowskie i wymienne odgrywają w nim równorzędne role. Szczególnie silny efekt korelacji kulombowskiej został zaobserwowany eksperymentalnie przez Mühle i innych w pracy [16]. W eksperymencie tym mierzono konduktancję pierścienia kwantowego sprzężonego pojemnościowo z drugim naładowanym pierścieniem umieszczonym w jego środku. Pomiar magnetokonduktacji pierścienia zewnętrznego wykazał istnienie oscylacji Aharonova-Bohma o okresie ściśle związanym z pierścieniem zamkniętym. Wpływ korelacji kulombowskiej na prawdopodobieństwo przejścia elektronu przez pierścień kwantowy w efekcie Aharonova-Bohma został teoretycznie przebadany w pracy [R3]. Rozważany w niej układ stanowi pierścień połączony z dwoma zewnętrznymi kanałami, a czynnikiem zaburzającym ruch elektronu w pierścieniu jest naładowana dodatnio lub ujemnie kropka kwantowa umieszczona w jego środku. Wobec braku sprzężenia tunelowego pomiędzy pierścieniem i kropką, nośniki ładunku znajdujące się w nich mogą korelować wzajemnie swoje położenia jedynie za pośrednictwem oddziaływania kulombowskiego. W celu wyznaczenia prawdopodobieństwa przejścia elektronu przez pierścień, rozwiązano przy użyciu metody mieszania konfiguracji zależne od czasu dwucząstkowe równanie Schrödingera. Pokazano [R3], że współczynnik przejścia oscyluje w polu magnetycznym ze względu na efekt Aharonova-Bohma a jego amplituda silnie zależy od polaryzacji kropki. Ujemnie naładowana kropka wytwarza barierę potencjału, przez którą nie może przejść niskoenergetyczna część pakietu falowego elektronu poruszającego się w pierścieniu. Prowadzi to do obniżenia współczynnika przejścia. Gdy kropka jest dodatnio naładowana, wtedy elektron poruszający się w pierścieniu odczuwa obniżenie potencjału. Nie powoduje to wzrostu współczynnika odbicia, ale przyspiesza jego ruch w pierścieniu obniżając czas potrzebny na jego dotarcie do wyjścia i opuszczenie pierścienia. W rezultacie, dla dodatnio naładowanej kropki (wiążącej dziurę), prawdopodobieństwo przejścia elektronu przez pierścień może być niemal dwukrotnie wyższe niż dla kropki wiążącej pojedynczy elektron. Ponadto wykazano [R3], iż wpływ sprzężenia kulombowskiego w układzie pierścień-kropka na charakter zmian oscylacji Aharonova-Bohma uzależniony jest w dużym stopniu od relacji wielkości energii oddziaływania nośników uwięzionych w układzie pierścień-kropka i energii wzbudzeń jednocząstkowych w kropce. W widmie energii cząstki uwięzionej w izolowanej kropce kwantowej stan podstawowy jest odseparowany od najniższych stanów wzbudzonych, przy czym energie wzbudzeń są odwrotnie proporcjonalne do masy efektywnej cząstki (co wynika z postaci wyrazu opisującego energię kinetyczną w operatory energii). Skutkiem tego masywna cząstka uwięziona w kropce, o wiele silniej reaguje na obecność elektronu w pierścieniu aniżeli cząstka o małej masie. W słabym polu magnetycznym, ze względu na symetrię rozważanego w pracy [R3] układu oraz zbliżone energie wzbudzeń stanów o przeciwnych momentach pędu, wzbudzenia cząstki uwięzionej w kropce prowadzą do oscylacji jej gęstości w kierunku osi symetrii układu. Wywołane ruchem oscylacyjnym zmiany potencjału w pierścieniu wprowadzają dodatkowe zmiany fazy w funkcji falowej poruszającego się elektronu z powodu elektrostatycznego efektu Aharonova-Bohma [32]. Stwierdzono [R3] jednak, że efekt ten ma marginalny wpływ na amplitudę i okres oscylacji Aharonova-Bohma w pierścieniu, ponieważ dynamiczne zmiany fazy wprowadzane są w obu ramionach pierścienia w identyczny sposób. Na wyjściu pierścienia oba przyczynki kasują się i nie zmieniają wypadkowej różnicy faz. Wzbudzanie oscylacji gęstości w kropce wiąże się jednak z przekazem energii pomiędzy pierścieniem a kropką [R3]. Taki nieelastyczny charakter rozpraszania elektronu w pierścieniu powoduje, że na jego wyjściu, różnica faz w funkcji falowej elektronu ulega częściowej randomizacji ze względu na dynamiczną zmianę wektora falowego. W rezultacie, dla strumienia magnetycznego przenikającego pierścień o wartościach $\phi = (n + 1/2)h/e$, $n = 0, 1, 2, \dots$ prawdopodobieństwo przejścia elektronu przez pierścień nie znika już całkowicie jak przy braku oddziaływania. Jednak ze względu na jednowymiarowy charakter oscylacji potencjału oraz brak redystrybucji gęstości ładunku w pierścieniu w kierunku radialnym, okres oscylacji Aharonova-Bohma zostaje zachowany. Pokazano również [R3], że ilość energii przekazanej do kropki ściśle powiązana jest z okresem tych oscylacji w pierścieniu. Transfer energii jest największy, gdy prawdopodobieństwo przejścia elektronu przez pierścień osiąga minimum. Wtedy, ze względu na obniżone prawdopodobieństwo wyjścia elektronu z pierścienia, obie cząstki dłużej ze sobą oddziałują. Podobny efekt redukcji amplitudy oscylacji Aharonova-Bohma zaobserwowano w eksperymencie z

dwoma koncentrycznie ułożonymi i sprzężonymi pojemnościowo pierścieniami kwantowymi [16]. Pomiar magnetokonduktancji pokazały, iż sygnał generowany przez efekt Aharonova-Bohma w wewnętrznym, zamkniętym pierścieniu jest znacznie silniejszy (ma większą amplitudę) niż ten będący skutkiem wyłącznie ruchu elektronu w otwartym pierścieniu zewnętrznym. Redukcję amplitudy oscylacji Aharonova-Bohma dla pierścienia zewnętrznego autorzy tłumaczą wpływem defektów w jego potencjale uwięzienia. Musiałoby to jednak mieć również destrukcyjny wpływ na amplitudę oscylacji pierścienia wewnętrznego, czego jednak nie stwierdzono. Ze względu na małe energie wzbudzeń w pierścieniu kwantowym o dużych rozmiarach, pojedynczy elektron lub kilka elektronów uwięzionych w wewnętrznym pierścieniu kwantowym [16] może o wiele efektywniej absorbować energię przekazywaną z pierścienia zewnętrznego. Zatem, w kontekście analizy przeprowadzonej w pracy [R3], bardziej prawdopodobną przyczyną występowania silnego tłumienia oscylacji Aharonova-Bohma dla pierścienia zewnętrznego [16] jest silnie nieelastyczne rozpraszanie nim w elektronów przewodnictwa. Natomiast związany z tym procesem duży przekaz energii do pierścienia wewnętrznego wywołuje silny wzrost amplitudy oscylacji o okresie ściśle powiązany z jego rozmiarami geometrycznymi.

Przedstawiony opis wpływu sprzężenia kulombowskiego na prawdopodobieństwo transferu elektronu przez pierścień w polu magnetycznym, w tym wyjaśnienie przyczyn zmian amplitudy oscylacji Aharonova-Bohma stanowi najważniejszy wynik pracy [R3].

3.3.2 Ułamkowanie okresu oscylacji Aharonova-Bohma w naładowanym pierścieniu kwantowym

Efekt ułamkowania okresu oscylacji Aharonova-Bohma został przewidziany w pracy [6]. W polu magnetycznym, zmiany energii stanu podstawowego kilku elektronów uwięzionych zamkniętym pierścieniu kwantowym mają charakter oscylacyjny. Okres tych oscylacji może zależeć od liczby cząstek N uwięzionych w układzie jak $\Delta B = \Delta B_0/N$, gdzie: $\Delta B_0 = (h/e/S)$ jest okresem podstawowym pierścienia, a S jego powierzchnią. Ze względu na ścisły związek oscylacji energii występujących w pierścieniu zamkniętym z oscylacjami konduktancji obserwowanymi w pierścieniach otwartych sugerowano, iż ułamkowanie okresu oscylacji Aharonova-Bohma powinno być również widoczne w pomiarach magnetokonduktancji. Pomimo, iż ich istnienie zostało ostatecznie potwierdzone eksperymentalnie [17], efekt ułamkowania jest rzadko obserwowany [12, 23]. Głównym czynnikiem warunkującym jego występowanie jest istnienie w układzie silnego oddziaływania wymiennego, które znosi degenerację spinową dla niskoenergetycznych stanów wzbudzonych [6, 38, 39].

W pracy [R4] rozwiązano problem rozpraszania pojedynczego elektronu w naładowanym pierścieniu wiążącym początkowo jeden lub dwa elektrony. W modelu potencjału uwięzienia pierścienia użytego w obliczeniach wykorzystano parametry materiałowe i geometryczne jak dla pierścienia wytworzonego metodą oksydacji powierzchni planarnej struktury warstwowej [17] z uwięzieniem nośników w płaszczyźnie heterozłącza GaAs/AlGaAs. Do pierścienia dołączone są dwa kanały zewnętrzne pełniące role źródła i drenu. Rachunki wykonano przy założeniu, iż elektron wstrzykiwany do pierścienia porusza się w najniższym podpasmie kanału łączącego pierścień ze źródłem i ma on na tyle niewielką energię ruchu postępowego (1meV) by w wyniku wzbudzeń nie powodować przeniesienia dodatkowego ładunku do obszaru kanałów. Obliczenia współczynnika transmisji elektronu przez pierścień $T(B)$ wykonano przy użyciu zależnej od czasu metody mieszania konfiguracji. Metoda ta uwzględnia pełną korelację przestrzenną elektronów w układzie. Pokazano [R4], iż efekt ułamkowania okresu oscylacji Aharonova-Bohma jest szczególnie silny w układzie, w którym pierścień o niezaburzonej symetrii wiąże początkowo tylko jeden elektron. Okres oscylacji wynosi $\Delta B = \Delta B_0/2$. Oscylacje te występują niezależnie od wzajemnej orientacji spinów obu elektronów oraz wartości energii uwięzienia bocznego w kanałach zewnętrznych i w pierścieniu. Obliczenia wykonano dla uwięzienia bocznego w postaci potencjału oscylatora harmonicznego o energiach $\hbar\omega = 2.4, 4.0, 8.0$ meV, odpowiadających efektywnej szerokości kanałów $W = 87.1, 67.5, 47.7$ nm. Wzrost energii uwięzienia bocznego powoduje, iż efekt ułamkowania okresu oscylacji Aharonova-Bohma staje się silniejszy tj. amplituda tych oscylacji rośnie. W układzie z $N = 3$, gdy elektron rozpraszany jest w pierścieniu zawierającym początkowo dwa elektrony, ułamkowanie okresu oscylacji Aharonova-Bohma jak $\Delta B = \Delta B_0/3$ stwierdzono jedynie dla najsilniejszego uwięzienia $\hbar\omega = 8$ meV ($W = 47.7$ nm). Następująca w takim przypadku silniejsza lokalizacja przestrzenna gęstości ładunku prowadzi do wzrostu energii oddziaływania kulombowskiego oraz oddziaływania wymiennego, które jest odpowiedzialne za ułamkowanie. Uzyskane wyniki są więc

zgodne z wnioskami płynącymi z prac dla układów zamkniętych [6,38] oraz częściowo otwartego [39], w którym oscylacje Aharonova-Bohma w badanym (mniejszym) pierścieniu wywoływał przepływ prądów trwałych w sprzężonym z nim większym pierścieniu. Natomiast Kotimäki i Räsänen [40] analizując wyniki uzyskane dla pierścienia z dołączonym pojedynczym kanałem, stwierdzili iż oddziaływanie elektron-elektron ma mniejszy wpływ na pojawianie się ułamkowania okresu oscylacji Aharonova-Bohma niż zmiany geometrii potencjału uwięzienia. Wniosek ten oparli jednak na wynikach uzyskanych dla pierścienia o małych rozmiarach (promień badanego pierścienia wynosił $r = 10, 20$ nm). Ponieważ energia kwantyzacji ruchu orbitalnego elektronów dominuje nad oddziaływaniem elektron-elektron, ruch elektronów w tak małym pierścieniu jest słabo skorelowany. Z tego powodu oscylacje ułamkowe w uzyskane w [40] miały okres inny niż wynikający z zależności $\Delta B = \Delta B_0/N$ otrzymanej dla pierścieni o większych rozmiarach (w pracy [R4] promień pierścienia wynosił $r = 132$ nm).

Przebadano również [R4] wpływ zaburzenia potencjału pierścienia na ułamkowanie okresu oscylacji Aharonova-Bohma. Pokazano, iż wprowadzenie do pierścienia pojedynczego defektu, który ze względu na efekt Altshulera-Aronova-Spivaka [37] w przypadku pustego pierścienia podwaja częstość oscylacji Aharonova-Bohma dla pojedynczego elektronu, nie zaburza ich ułamkowego charakteru dla układu dwóch elektronów. Oscylacje pojawiają się z okresem $\Delta B = \Delta B_0/2$. Musi być jednak spełnony warunek, iż przejściowy dwuelektronowy układ tworzący się w pierścieniu, z jednakowym prawdopodobieństwem może utworzyć konfigurację singletową lub trypletową. Oscylacje ułamkowe znikają, gdy w pierścieniu z pojedynczym defektem uwięzione są pierwotnie dwa elektrony. Złamanie symetrii obrotowej potencjału uwięzienia pierścienia w połączeniu z oddziaływaniem kulombowskim prowadzi do przestrzennego rozdzielania elektronów. Przyszpilenie gęstości ładunku w otoczeniu studni potencjału stanowiącej zaburzenie, powoduje iż układ taki staje się sztywny. Oznacza to iż pierwotny dwuelektronowy rozkład gęstości słabo reaguje na zaburzenie wprowadzane przez dodatkowy (trzeci) elektron wchodzący do pierścienia. W rezultacie prowadzi to do zaniku oscylacji o okresie $\Delta B = \Delta B_0/3$.

Podsumowując, jednym z głównych osiągnięć zawartych w pracy [R4] było stworzenie modelu numerycznego, dzięki któremu możliwe było wyznaczenie prawdopodobieństw przejścia elektronu przez naładowany pierścień z uwzględnieniem pełnej korelacji elektron-elektron. Ponadto, wykonując obliczenia dla układu otwartego wykazano, iż istnieje ścisły związek pomiędzy amplitudą ułamkowych oscylacji Aharonova-Bohma a wielkością oddziaływania elektron-elektron w pierścieniu (na co mają wpływ jego parametry geometryczne). Przeanalizowano także możliwość występowania oscylacji ułamkowych w pierścieniu z pojedynczym defektem potencjału.

3.4 Symulacja transportu jednoelektronowego w mikroskopii bramki skanującej w układzie z pierścieniem kwantowym.

3.4.1 Rozwiązanie problemu Poissona-Schrödingera dla pierścienia oddziałującego z branką skanującą

Unikalna topologia pierścieni kwantowych sprawia, iż efekty interferencyjne w nich obserwowane są bardzo podatne na wpływ czynników zaburzających geometrię potencjału uwięzienia pierścienia. Wpływ ten jest szczególnie wyraźny w pomiarach magnetokonduktancji pierścieni, gdyż jakiegokolwiek zmiany trajektorii elektronów powodowane zmianą geometrii potencjału uwięzienia bocznego prowadzą do tłumienia amplitudy oscylacji Aharonova-Bohma [12, 13, 16]. Własność tę wykorzystuje się w mikroskopii bramki skanującej [12, 18, 44]. Potencjał uwięzienia, z którym oddziałują elektrony przewodnictwa zaburza się w sposób intencjonalny poprzez umieszczenie w pobliżu gazu elektronowego metalowego ostrza o zadanym potencjale. Jeśli przestrzenny rozmiar zaburzenia potencjału w pierścieniu jest porównywalny z długością fali Fermiego elektronów przewodnictwa, wówczas można oczekiwać iż zmiany magnetokonduktancji pierścienia wywołane przemieszczającą się nad jego powierzchnią branką skanującą powinny być skorelowane z rozkładem przestrzennym gęstości stanów dla elektronów z powierzchni Fermiego ze względu na relację Kramersa-Kroniga [19]. W jednych z pierwszych prac, w których dokonano porównania map zmian konduktancji pierścienia z mapami gęstości stanów na powierzchni Fermiego, obliczenia wykonywane były najczęściej przy użyciu statycznego modelu potencjału zaburzenia [12, 19] w postaci krzywej Gaussa lub Lorentza, który miał imitować wpływ bramki skanującej. Wyniki eksperymentu przeprowadzonego na pojedynczej naładowanej kropce kwantowej o dużych rozmiarach [43] wskazują, iż potencjał ten rzeczywiście może mieć

kształt krzywej Lorentza, gdy jednak badana nanostruktura ma małe rozmiary, konieczna jest jego modyfikacja. Modelowy potencjał zaburzenia powinien uwzględniać także zmiany stopnia ekranowania bramki przez elektrony w nanostrukturze oraz zmiany polaryzacji bramki, gdy jest ona ustawiona w pobliżu (np. wytrawionych [12, 14, 19]) krawędzi pierścienia. Bardziej realistyczne modelowanie potencjału uwięzienia pierścienia z uwzględnieniem rzeczywistego wpływu bramki skanującej na zmiany konduktancji pierścienia zaprezentowano w pracy [R5]. Wykorzystano w niej model numeryczny bazujący na poszukiwaniu samouzgodnionego rozwiązania problemu Poissona-Schrödingera dla dwukońcówkowego pierścienia kwantowego wytworzonego metodą wytrawiania wielowarstwowej struktury planarnej InP/InAlAs/InGaAs/InAlAs jak w pracy [12]. W takiej nanostrukturze elektrony pochodzące z domieszek (atomów krzemu znajdujących się w warstwie δ zlokalizowanej w górnej barierze InAlAs 15 nanometrów pod powierzchnią) uwięzione są w okolicy heterozłącza InGaAs/InAlAs, w studni po stronie InGaAs znajdującej się 25 nm pod powierzchnią nanostruktury. Rozwiązanie równania Poissona dla takiego trójwymiarowego modelu pierścienia z umieszczoną nad nim metalową bramką skanującą pozwala uwzględnić w rachunkach najważniejsze czynniki, które mogą mieć wpływ na rozkład potencjału w pierścieniu a mianowicie: 1) ekranowanie potencjału bramki przez gaz elektronowy w pierścieniu i ładunek zgromadzony na powierzchni półprzewodnika, 2) indukowanie ładunków na powierzchni bramki i półprzewodnika wynikające z nieciągłości stałej dielektrycznej na granicy ośrodków oraz 3) skończone rozmiary pierścienia (zmiana stopnia ekranowania i polaryzacji).

Konduktancję pierścienia wyznaczono [R5] przy użyciu formuły Landauera [49]. Występujące w niej współczynniki transmisji otrzymano z rozwiązań niezależnego od czasu jednocząstkowego równania Schrödingera z jednoczesnym uwzględnieniem rozpraszania międzypasmowego [45]. Alternatywną metodą obliczania konduktancji układu jest wyznaczanie opóźnionej funkcji Greena dla równania Schrödingera [42]. Metoda funkcji Greena, dość często stosowana w obliczeniach transportowych [12, 19], ma jednak mniejszą wydajność w przypadku poszukiwania rozwiązań na siatce o dużej ilości węzłów jak ma to miejsce w pracach [46, R5, R6].

Rozkłady potencjałów uzyskane w wyniku rozwiązania równania Poissona [R5], pokazują iż potencjał wytwarzany przez bramkę skanującą prowadzi do redystrybucji ładunku zgromadzonego w pierścieniu i na jego powierzchni. Skutkiem tego jest zawsze silne ekranowanie potencjału bramki w obszarze pierścienia. Jeśli bramka znajduje się bezpośrednio nad obszarem pierścienia, wówczas jej potencjał jest silniej ekranowany przez ładunek zgromadzony na powierzchni pierścienia niż przez gaz elektronowy znajdujący się w jego wnętrzu. Przesunięcie bramki poza obszar pierścienia prowadzi do odwrotnej sytuacji, wtedy reakcja gazu elektronowego w pierścieniu na obecność bramki staje się silniejsza [R5]. Efekt ten w dużej mierze wynika z przyjętej parametryzacji modelu fenomenologicznego opisującego rozkład gęstości stanów zlokalizowanych na powierzchni InAlAs [47]. W pracy [R5] użyto dwóch zestawów parametrów. Dla parametryzacji I około 63% elektronów uwolnionych z warstwy donorowej lokalizuje się na powierzchni, a dla parametryzacji II jest to około 40%. Podział ładunku pomiędzy powierzchnią a pierścieniem jest ważny nie tylko z powodu różnic w ekranowaniu bramki skanującej przez ładunek powierzchniowy i gaz elektronowy, ale również ma duży wpływ na energię Fermiego elektronów przewodnictwa. Dla parametryzacji I i II otrzymano odpowiednio $E_{F1} \approx 45.5\text{meV}$ i $E_{F2} \approx 76.1\text{meV}$. Autorzy pracy [12] twierdzą jednak, iż wszystkie uwolnione elektrony przechodzą do obszarów pierścienia i zewnętrznych kanałów co dla gęstości donorów $n_d = 2 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ daje energię Fermiego na poziomie $E_F = 100\text{meV}$ [19]. Gęstość gazu elektronowego można wyznaczyć przez pomiar oscylacji Shubnikova-de Haasa. Autorzy pracy [12] nie podają czy taki pomiar został wykonany ani nie tłumaczą dlaczego elektrony miałyby przechodzić wyłącznie do pierścienia z pominięciem stanów powierzchniowych o energiach mniejszych od energii Fermiego gazu uwięzionego w studni [47, R5]. W rozważanej nanostrukturze, warstwa donorowa będąca źródłem elektronów w układzie, leży w obszarze przypowierzchniowej bariery InAlAs. Stąd elektrony bardzo łatwo przechodzą do studni zlokalizowanej w warstwie InGaAs ze względu na niżej położone w niej dno pasma przewodnictwa względem InAlAs. Część elektronów może zlokalizować się także na powierzchni ze względu na przyszpilenie poziomu Fermiego w obszarze przerwy zabronionej w InAlAs [47]. Rozdział elektronów pomiędzy powierzchnią a studnię warunkowany jest oprócz stechiometrii heterozłącza InGaAs/InAlAs również relacją odległości warstwy donorowej do każdego z tych obszarów. Nawet niewielkie jej przesunięcie, rzędu 1 – 2 nm, w kierunku wzrostu może znacząco zmieniać podział ładunku pomiędzy powierzchnią a studnię.

Wyniki symulacji numerycznych zamieszczone w pracy [R5] pokazują również, iż zaburzenie poten-

cjału w pierścieniu spowodowane obecnością bramki umieszczonej bezpośrednio nad środkiem kanału przyjmuje kształt zbliżony do krzywej Lorentza. Dla zadanego potencjału elektrycznego bramki, wzrost gęstości donorów będących źródłem elektronów w układzie prowadzi do zmniejszenia amplitudy zaburzenia w gazie, ale nie zmienia jego zasięgu przestrzennego. Rozmiar przestrzenny zaburzenia wywołanego obecnością bramki jest zbliżony do odległości pierścień-bramka co jest zgodne z wynikami uzyskanymi w pracy [46] dla uproszczonego modelu oddziaływania bramka skanująca-pierścień.

Przemieszczanie bramki nad obszarem pierścienia lub w jego otoczeniu, powoduje charakterystyczne zmiany wartości konduktancji pierścienia [R5]. Gdy bramka znajduje się nad pierścieniem i przyłożony jest do niej ujemny potencjał, wtedy zmiany na mapach konduktancji często przyjmują charakterystyczny kształt radialnych, naprzemiennie ułożonych prążków o zwiększonej i zmniejszonej wartości. Taki charakter zmian wartości konduktancji, obserwowany jest również eksperymentalnie [12], a wynika on z rozpraszania elektronów z poziomu Fermiego na odpychającym elektrony zaburzeniu potencjału generowanym przez bramkę. Przesunięcie bramki poza obszar pierścienia, powoduje iż zmiany konduktancji przyjmują kształt koncentrycznych, naprzemiennie ułożonych obszarów o zmniejszonej i zwiększonej wartości, które występują niezależnie od polaryzacji bramki i również obserwowane są eksperymentalnie [12]. Przyczyną ich pojawiania się jest elektrostatyczny efekt Aharonova-Bohma, obserwowany wcześniej w pierścieniach kwantowych z bocznymi elektrodami sterującymi [32]. Bramka skanująca znajdująca się z boku pierścienia, zaburza potencjał przy jego zewnętrznej krawędzi modyfikując różnicę faz obu części funkcji falowej elektronu interferujących na wyjściu pierścienia. Różnica faz jest ustalona, gdy bramka przesuwana jest wzdłuż lewego lub prawego kanału pierścienia w stałej odległości a zmienia się oscylując, gdy odległość bramka-kanał rośnie [18]. Takich, koncentrycznych zmian konduktancji w większej odległości od pierścienia, nie stwierdzono natomiast w przypadku, gdy zaburzenie potencjału pierścienia modelowane było przy użyciu krzywej Lorentza [48, R5]. W pracy [R5] pokazano iż przybliżenie to dobrze opisuje efektywny potencjał zaburzający bramki, gdy jest ona w maksymalnym stopniu ekranowana przez gaz elektronowy. Model ten nie uwzględnia jednak kulombowskiego charakteru potencjału bramki znajdującej się w większej odległości od pierścienia, gdy ekranowanie staje się słabsze. Ogranicza to zakres stosowalności tego przybliżenia jedynie do wnętrza pierścienia. Stwierdzono również [R5] iż pojawienie się w potencjale pierścienia defektów wywołanych np. niejednorodnością gęstości donorów w warstwie domieszkowej powoduje niewielką dystorsję azy-mutalną rozkładów przestrzennych zmian konduktancji w funkcji położenia bramki. Ogólny charakter tych zmian pozostaje jednak zachowany.

Podsumowując, głównym osiągnięciem zawartym w pracy [R5] było stworzenie modelu numerycznego pierścienia oddziałującego z bramką skanującą, co pozwoliło nie tylko wyznaczyć mapy zmian konduktancji pierścienia w funkcji położenia bramki ale również przeanalizować wpływ ekranowania bramki przez gaz elektronowy czy ładunek zgromadzony na powierzchni pierścienia. Model ten umożliwił także określenie wpływu defektów wynikających z niejednorodności domieszkowania warstwy donorowej na rozkład potencjału w pierścieniu i wynikające stąd zmiany konduktancji.

3.4.2 Wpływ pola magnetycznego na zmiany konduktancji pierścienia wywołane potencjałem bramki skanującej

W pracy [R6] wyznaczono rozkłady przestrzenne zmian konduktancji wywołanych przemieszczając się nad pierścieniem bramką skanującą oraz odpowiadające im mapy lokalnej gęstości stanów w zależności od energii Fermiego i indukcji pola magnetycznego. Rozkłady zmian konduktancji oraz lokalnej gęstości stanów zostały wykorzystane do obliczenia współczynnika korelacji. Zmiany wartości współczynnika korelacji w funkcji energii Fermiego i indukcji pola magnetycznego są analizowane w pracy [R6] w kontekście możliwości odtwarzania lokalnej gęstości stanów poprzez pomiar magnetokonduktancji pierścienia w mikroskopii bramki skanującej. W obliczeniach zastosowano dwuwymiarowy model pierścienia połączonego z dwoma zewnętrznymi kanałami, w których ze względu na rozpatrywany zakres energii Fermiego (6 – 18meV) maksymalnie cztery podpasma biorą udział w transporcie. Ponieważ współczynnik korelacji określony jest jedynie wewnątrz pierścienia, dlatego do modelowania potencjału zaburzenia w pierścieniu wywołanego przez bramkę skanującą wykorzystano jego przybliżenie w postaci krzywej Lorentza [12] $V_{tip} = V_0/(1 + (r/\sigma_L)^2)$, gdzie r jest odległością w płaszczyźnie pierścienia liczoną od środka bramki, a σ_L oznacza efektywny promień zaburzenia. Otrzymane [R6] wykresy zależności konduktancji niezaburzonego pierścienia od energii Fermiego i indukcji pola ma-

gnetycznego ($G(E_F, B)$) pokazują, iż oscylacje Aharonova-Bohma są widoczne jedynie w słabym polu ($B \approx 0.5\text{T}$) a w wysokim zanikają ($B \approx 1\text{T}$). Zanik oscylacji Aharonova-Bohma związany jest z działaniem siły Lorentza, która zakrzywia trajektorię elektronów wchodzących do pierścienia, kierując je do jednego z ramion, przy czym efekt ten jest tym silniejszy im bardziej gładkie jest połączenie pierścienia z kanałami. Stwierdzono również [R6], iż zmiany współczynnika korelacji oraz pochodnej konduktancji $\partial G(E_F, B)/\partial B$ wyznaczonej dla niezaburzonego pierścienia w funkcji energii Fermiego i indukcji pola magnetycznego mają podobny charakter. Oznacza to, że dla określonych wartości E_F i B , dla których konduktancja (niezaburzonego) pierścienia jest bardzo czuła na zmiany indukcji pola magnetycznego, możliwe jest odtworzenie rozkładu lokalnej gęstości stanów na podstawie znajomości rozkładu przestrzennego zmian konduktancji wywołanych przez bramkę skanującą pierścień. Warunkiem koniecznym jest w takim przypadku krótkozasięgowy charakter zaburzenia potencjału generowanego przez bramkę, rzędu kilku nanometrów [R6]. W przeciwnym wypadku wyniki nie są już jednoznaczne. Pokazano [R6], iż przemieszczanie bramki generującej zaburzenie o zasięgu $\sigma_L = 30\text{ nm}$ w okolicy zlokalizowanego na połączeniu pierścień-kanał stanu rezonansowego może powodować wyraźne zmiany w konduktancji pierścienia. Jednak zmiany te są efektem uśredniania sygnału na odległościach conajmniej kilkukrotnie większych niż te, na których pojawiają się oscylacje lokalnej gęstości stanów dla elektronów o energii Fermiego rzędu $E_F = 10\text{ meV}$. Wiadomo, że w półprzewodnikowych nanostrukturach wytrawianych, gaz elektronowy wypełniający pierścień jest zagrzebany przynajmniej 25 nm pod jego powierzchnią na granicy heterozłącza np. InGaAs/AlGaAs [12]. Biorąc pod uwagę fakt, iż dla takiej nanostruktury zasięg potencjału zaburzającego bramki jest porównywalny z odległością bramka-gaz [46, R5], zmniejszenie zasięgu zaburzenia potencjału w gazie elektronowym poniżej 30 nm może być trudne aczkolwiek możliwe do zrealizowania w praktyce. W takim przypadku konieczne byłoby zmniejszenie, o kilka nanometrów, szerokości bariery AlGaAs. Jak pokazano w pracy [R6] mapowanie lokalnej gęstości stanów staje się problematyczne także w silnym polu magnetycznym. Transport odbywa się wówczas w zakresie kwantowego efektu Halla, w którym istotną rolę odgrywają stany krawędziowe [44]. Z powodu zaniku rozpraszania elektronów w pierścieniu, jego konduktancja przyjmuje postać plateau. Efekt tłumienia oscylacji konduktancji pierścienia jest szczególnie wyraźny, gdy połączenia pierścienia z kanałami zewnętrznymi są gładkie, a promień krzywizny połączenia conajmniej porównywalny z długością fali Fermiego. W punktach położonych na plateau, mapowanie lokalnej gęstości stanów nie jest możliwe. Wyjątek od tej reguły stwierdzono w przypadku skokowego charakteru zmian potencjału pierścienia na jego połączeniach z kanałami [R6]. Dla określonych energii, następuje silne sprzężenie się funkcji falowych elektronu poruszającego się w kanale zewnętrznym ze stanami zlokalizowanym na wejściu lub wyjściu pierścienia. Stan zlokalizowany w otoczeniu połączenia nie przenosi momentu pędu i nie bierze udziału w transporcie obniżając konduktancję pierścienia. Sprzężenie takiego stanu rezonansowego z kanałem jest jednak bardzo czułe na zaburzenie wywołane np. przez bramkę skanującą. W pracy [R6] pokazano, iż wyznaczanie rozkładu przestrzennego lokalnej gęstości stanów dla tego typu rezonansu jest możliwe pod warunkiem, iż zaburzenie ma niewielki zasięg. Nieadiabatyyczny charakter zmian funkcji falowej elektronu odczuwającego skokową zmianę potencjału na połączeniu pierścień-kanał, może również powodować oscylacje konduktancji na plateau. Oscylacje te są skutkiem występowania w wysokim polu magnetycznym kwaziklasycznej orbity elektronu (*classical skipping orbit*) mieszczącej się całkowicie w kanale pierścienia. Gdy elektron przemieszcza się w pierścieniu, odbijając się od jego zewnętrznej krawędzi, może on ominąć wyjście co zmniejsza konduktancję pierścienia. Efekt taki zaobserwowano w eksperymencie [14].

Podsumowując, najważniejszym osiągnięciem w pracy [R6] było wykazanie, iż charakter zmian pochodnej konduktancji jest identyczny jak dla współczynnika korelacji rozkładów zmian konduktancji wywołanych przez bramkę skanującą i lokalnej gęstości stanów w pierścieniu kwantowym. Wniosek ten ma potencjalnie duże znaczenie praktyczne, gdyż jednoznacznie wskazuje on punkty pracy pierścienia kwantowego tj. takie wartości indukcji pola magnetycznego dla których wartości pochodnej konduktancji są duże, a w których możliwe jest odtwarzanie rozkładów lokalnej gęstości stanów na podstawie pomiarów konduktancji w mikroskopii bramki skanującej.

Tomasz Chwyt

Literatura

- [1] W. G. van der Wiel, S. De Franceschi, J. M. Elzerman, T. Fujisawa, S. Tarucha, L. P. Kouwenhoven, *Rev. Mod. Phys.* 75, 1 (2002)
- [2] J. Yoon, C. C. Li, D. Shahar, D. C. Tsui, M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* 82, 1774(1999)
- [3] H. L. Stormer, D. C. Tsui, A. C. Gossard, *Rev. Mod. Phys.* 71, S298 (1999)
- [4] Y. Aharonov, D. Bohm, *Phys. Rev.* 115, 485(1959)
- [5] Y. Aharonov, A. Casher, *Phys. Rev. Lett.* 53, 319(1984); J. Nitta, T. Bergsten, *New J. Phys.* 9, 341(2007)
- [6] K. Niemelä, P. Pietiläinen, P. Hyvönen, T. Chakraborty, *Europhys. Lett.* 36, 533(1996)
- [7] I. Neder, N. Ofek, Y. Chung, M. Heiblum, D. Mahalu, V. Umansky, *Nature* 448, 333(2007)
- [8] J.-H. Lee, J.-H. Dai, C.-F. Chan, S.-C. Lee, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 21, 721(2009)
- [9] S. Park, S.-S. Kim, L. Wang, S.-T. Ho, *IEEE J. Quant. Electron.* 41, 351 (2005)
- [10] Diego Frustaglia, Martina Hentschel, Klaus Richter, *Phys. Rev. Lett.* 87, 256602 (2001); M. Lee, C. Bruder, *Phys. Rev. B* 73, 085315 (2006)
- [11] P. Földi, B. Molnár, M. G. Benedict, F. M. Peeters, *Phys. Rev. B* 71, 033309 (2005)
- [12] B. Hackens, F. Martins, T. Ouisse, H. Sellier, S. Bollaert, X. Wallart, A. Cappy, J. Chevrier, V. Bayot, S. Huant, *Nature Physics* 2, 826(2006); F. Martins, B. Hackens, M. G. Pala, T. Ouisse, H. Sellier, X. Wallart, S. Bollaert, A. Cappy, J. Chevrier, V. Bayot, S. Huant, *Phys. Rev. Lett.* 99, 136807 (2007)
- [13] D.-I. Chang, G. L. Khym, K. Kang, Y. Chung, H.-J. Lee¹, M. Seo, M. Heiblum, D. Mahalu, V. Umansky, *Nature Physics* 4, 205 (2008)
- [14] B. Hackens, F. Delfosse, S. Faniel, C. Gustin, H. Boutry, X. Wallart, S. Bollaert, A. Cappy, and V. Bayot, *Phys. Rev. B* 66, 241305(R) (2002)
- [15] A. Mühle, W. Wegscheider, R. J. Haug, *Appl. Phys. Lett.* 92, 013126(2008)
- [16] A. Mühle, W. Wegscheider, R. J. Haug, *Appl. Phys. Lett.* 91, 133116 (2007)
- [17] U. F. Keyser, C. Fühner, S. Borck, R. J. Haug, M. Bichler, G. Abstreiter, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* 90, 196601(2003)
- [18] H. Sellier, B. Hackens, M. G. Pala, F. Martins, S. Baltazar, X. Wallart, L. Desplanque., V. Bayot, S. Huant, *Semicond. Sci. Technol.* 26 064008 (2011)
- [19] M. G. Pala, B. Hackens, F. Martins, H. Sellier, V. Bayot, S. Huant, T. Ouisse, *Phys. Rev. B* 77, 125310 (2008)
- [20] M. Mendoza, P. A. Schulz, *Phys. Rev. B* 68, 205302 (2003); M. Mendoza, P. A. Schulz, *Phys. Rev. B* 71, 245303 (2005)
- [21] T. Mano, T. Kuroda, S. Sanguinetti, T. Ochiai, T. Tateno, J. Kim, T. Noda, M. Kawabe, K. Sakoda, G. Kido, N. Koguchi, *Nano Lett.* 5, 425 (2005)
- [22] M. Bayer, M. Korkusinski, P. Hawrylak, T. Gutbrod, M. Michel, and A. Forchel, *Phys. Rev. Lett.* 90, 186801(2003)
- [23] A. Fuhrer, S. Lüscher, T. Ihn, T. Heinzel, K. Ensslin, W. Wegscheider, M. Bichler, *Nature* 413, 822 (2001)
- [24] N. A. J. M. Kleemans, I. M. A. Bominaar-Silkens, V. M. Fomin, V. N. Gladilin, D. Granados, A. G. Taboada, J. M. Garcia, P. Offermans, U. Zeitler, P. C. M. Christianen, J. C. Maan, J. T. Devreese, and P. M. Koenraad, *Phys. Rev. Lett.* 99, 146808 (2007)
- [25] V. M. Fomin, V. N. Gladilin, S. N. Klimin, J. T. Devreese, N. A. J. M. Kleemans, and P. M. Koenraad, *Phys. Rev. B* 76, 235320 (2007)
- [26] Axel Lorke, R. Johannes Luyken, Alexander O. Govorov, Jörg P. Kotthaus, J. M. Garcia, and P. M. Petroff, *Phys. Rev. Lett.* 84, 2223 (2000)
- [27] W. Lei, C. Notthoff, A. Lorke, D. Reuter and A. D. Wieck, *Appl. Phys. Lett.* 96, 033111 (2010)
- [28] V. M. Fomin, V. N. Gladilin, J. T. Devreese, N. A. J. M. Kleemans, and P. M. Koenraad, *Phys. Rev. B* 77, 205326 (2008)
- [29] Bartłomiej Szafran, *Phys. Rev B* 77, 205313(2008)
- [30] G. Bardsen, E. Tölö, A. Harju, *Phys. Rev. B* 80, 205308(2009)
- [31] J. Wu, Z. M. Wang, K. Holmes, E. Marega Jr., Z. Zhou, H. Li, Y. I. Mazur, G. J. Salamo, *Appl. Phys. Lett.* 100, 203117 (2012)

- [32] S. Washburn, H. Schmid, D. Kern, R. A. Webb, *Phys. Rev. Lett.* 59, 1791 (1987); B. Krafft, A. Förster, A. van der Hart, Th. Schäpers, *Physica E* 9, 635(2001)
- [33] J. Planelles, F. Rajadell, J. I. Climente, *Nanotechnology* 18, 375402(2007)
- [34] A. Lorke, R. Blossey, J.M. Garcia, M. Bichler, G. Abstreiter, *Materials Science and Engineering B* 88, 225 (2002)
- [35] Y. Li, C. Yannouleas, U. Landman, *Phys. Rev. B* 76, 245310(2007)
- [36] P. Mohanty, E. M. Q. Jariwala, R. A. Webb, *Phys. Rev. Lett.* 78, 3366 (1997)
- [37] B. L. Altshuler, A. G. Aronov, B. Z. Spivak, *JETP Lett.* 33, 94(1981)
- [38] Y. Hancock, J. Suorsa, E. Tölö, A. Harju, *Phys. Rev. B* 77, 155103 (2008)
- [39] M. Ijäs, A. Harju, *Phys. Rev. B* 85, 235120 (2012)
- [40] V. Kotimäki, E. Räsänen, *Phys. Rev. B* 81, 245316 (2010)
- [41] L. Meier, A. Fuhrer, T. Ihn, K. Ensslin, W. Wegscheider, M. Bichler, *Phys. Rev. B* 69, 241302(R) (2004)
- [42] G. Metalidis, P. Bruno, *Phys. Rev. B* 72, 235304(2005); F. Sols, M. Macucci, U. Ravaioli, K. Hess, *J. Appl. Phys.* 66, 3892(1989)
- [43] A. E. Gildemeister, T. Ihn, M. Sigrist, K. Ensslin, D. C. Driscoll, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. B* 75, 195338 (2007)
- [44] B. Hackens, F. Martins, S. Faniel, C.A. Dutu, H. Sellier, S. Huant, M. Pala, L. Desplanque, X. Wallart, V. Bayot, *Nature Communications* 1, 39 (2010)
- [45] M. R. Poniedzialek, B. Szafran, *J. Phys.: Condens. Matter* 22, 215801(2010)
- [46] B. Szafran, *Phys. Rev. B* 84, 075336(2011)
- [47] J. S. Hwang, G. S. Chang, W. C. Hwang, W. J. Chen, *J. Appl. Phys.* 89, 396(2001)
- [48] M.D. Petrović, F.M. Peeters, A. Chaves, G.A. Farias, *J. Phys.: Condens. Matter* 25, 495301(2013)
- [49] R. Landauer, *IBM J. Res. Develop.* 1, 223 (1957)