Badanie kwantowania przewodności elektrycznej w nanodrutach*

Szymon Godlewski, Antoni Tekiel

Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński

Demonstration of quantized conductance of nanowires

Abstract: Quantized conductance of gold nanowires was demonstrated in our experiment. Gold nanowires a few atomic diameters wide were created by hitting a gold wire against a flat surface of a gold sample placed on a piezostack. The conductance of the nanowires was measured with an oscilloscope. A nanowire suspended between the sample and the gold wire was directly observed to have a quantized conductance. Results were statistically analyzed by plotting histograms for several measured conductance values. Observed quantum units of conductance differed by about 10% from theoretical predictions. This discrepancy is due to practical limitations of the apparatus, which are further discussed.

1. Wstęp teoretyczny

1.1. Klasyczna teoria przewodnictwa Drudego

W klasycznej teorii przewodnictwa Drudego elektrony traktowane są jak idealny, niezdegenerowany gaz. Teoria ta zakłada, że: 1) pomiędzy zderzeniami elektrony poruszają się jak klasyczne cząstki, na które oddziałuje tylko zewnętrzne pole elektryczne, 2) nie ma oddziaływań elektron–elektron, 3) czas trwania zderzeń z rdzeniami atomowymi jest pomijalnie krótki, a zderzenia te są niezależne i występują z prawdopodobieństwem odwrotnie proporcjonalnym do czasu relaksacji τ. Przy tych założeniach wyrażenie na przewodność elektryczną właściwą przyjmuje postać

$$G_{\mathrm{w}} = \frac{n_{\mathrm{e}} e^2 \tau}{m}, \tag{1}$$

gdzie n_{e} oznacza koncentrację elektronów, e – ładunek elementarny, a m – masę elektronu.

Model ten zawiera oczywiście wiele uproszczeń, z których wynikają jego ograniczenia. Jednakże zasadniczym aspektem, na który należy zwrócić uwagę, jest fakt, że w myśl tego modelu nie ma żadnych ograniczeń na wielkość przewodności i może ona przyjmować całe kontinuum wartości. Okazuje się jednak, że w nanoskali założenia powyższego modelu nie mogą być już spełnione – pojawia się balistyczny transport elektronów odpowiedzialny za zupełnie odmienne własności przewodnika. Model Drudego sprawdza się bowiem wówczas, gdy długość L oraz szerokość W przewodnika spełniają zależności

$$L \gg l, \quad W \gg \lambda_{\mathrm{F}}, \tag{2}$$

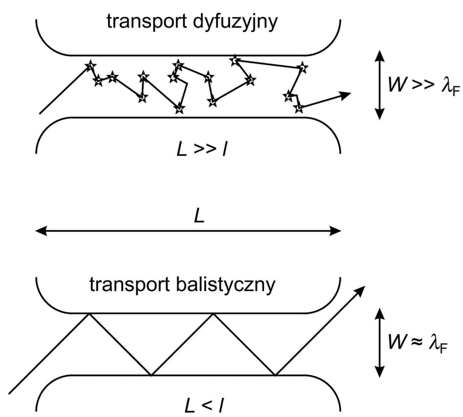
gdzie l jest średnią drogą swobodną elektronów w danym materiale, a λ_{F} – długością fali Fermiego.

1.2. Balistyczny transport elektronów

Balistyczny transport elektronów występuje wówczas, gdy rozmiary przewodnika spełniają warunki

$$L < l, \quad W \approx \lambda_{\mathrm{F}}. \tag{3}$$

Nie zachodzą wtedy procesy rozpraszania elektronów i przewodnik staje się swego rodzaju falowodem dla funkcji falowej elektronów przewodnictwa (rys. 1).

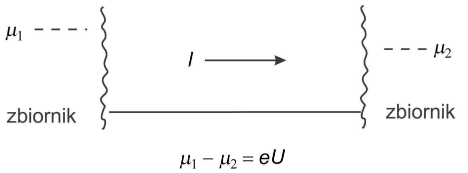


Rys. 1. Transport dyfuzyjny i balistyczny

Zagadnienie idealnego złącza między dwoma obszarami wypełnionymi elektronami po raz pierwszy opisał w roku 1957 Landauer [2]; jego opis dotyczył

*Opis pracy rocznej wykonanej przez Autorów, studentów III roku UJ, pod kierunkiem prof. Marka Szymońskiego.

jednowymiarowego drutu. Najczęściej obecnie cytowana analiza tego problemu pochodzi z pracy [3]. Rozważmy dwa zbiorniki wypełnione elektronami, przy czym ich potencjały chemiczne wynoszą odpowiednio μ_1 oraz μ_2 (rys. 2). Do opisu właściwości elektronów



Rys. 2. Dwa zbiorniki elektronów o różnych potencjałach chemicznych połączone idealnym jednowymiarowym złączem

przewodnictwa zastosujemy model Fermiego gazu elektronów swobodnych, a rozważania przeprowadzimy dla temperatury 0 K. Natężenie prądu płynącego przez złącze wyraża się wzorem

$$I = ev_{\mathrm{F}}\frac{\delta(E_{\mathrm{F}})}{2}(\mu_1 - \mu_2), \tag{4}$$

gdzie v_{F} oznacza prędkość elektronów o energii równej energii Fermiego E_{F}, a $\delta(E_{\mathrm{F}})$ – gęstość stanów kwantowych przy powierzchni Fermiego. Korzystając z tego, że gęstość stanów w modelu jednowymiarowym opisuje wzór

$$\delta(E_{\mathrm{F}}) = \frac{4}{hv_{\mathrm{F}}}, \tag{5}$$

gdzie h oznacza stałą Plancka, a napięcie U między oboma zbiornikami jest związane z potencjałami chemicznymi zależnością

$$eU = \mu_1 - \mu_2, \tag{6}$$

otrzymujemy

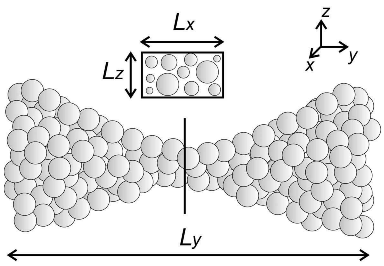
$$I = \frac{2e^2}{h}U. \tag{7}$$

Tak więc przewodność złącza jest równa kwantowi przewodności

$$G_0 = \frac{2e^2}{h}. \tag{8}$$

Bliższy rzeczywistości jest przypadek przewodnika trójwymiarowego. W niniejszym opracowaniu oparto się na analizie tego przypadku zamieszczonej w [1], wykorzystującej następujące założenia:

- do opisu zachowania elektronów przewodnictwa stosujemy model Fermiego gazu elektronów swobodnych;
- wprowadzamy kartezjański układ współrzędnych, długość złącza przyjmujemy w kierunku osi y, a jego rozmiary poprzeczne w kierunkach osi x oraz z;
- złącze jest ograniczone nieskończonymi barierami potencjału w kierunkach osi x oraz z (czyli dla danego y elektrony uwięzione są w dwuwymiarowej studni potencjału o nieskończonych brzegach), a przekrój poprzeczny złącza jest prostokątem o zmiennych rozmiarach $L_x(y) \times L_z(y)$ (rys. 3);
- zakładamy, że w kierunku osi x oraz z funkcja falowa zmienia się powoli wraz ze zmianą y;
- rozważania dotyczą temperatury 0 K.



Rys. 3. Ilustracja nanozłącza

Aby znaleźć wyrażenie opisujące przewodność złącza, należy przeanalizować właściwości funkcji falowej ψ elektronów przewodnictwa. Wykonujemy najpierw separację zmiennych w równaniu Schrödingera:

$$\psi(x, y, z) = \sum_n \chi_{y,n}(x, z)\varphi_n(y), \tag{9}$$

gdzie funkcje $\chi_{y,n}$ są rozwiązaniami dwuwymiarowego równania Schrödingera

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) + V(x, y_0, z)\right]\chi_{y_0,n}(x, z) = E_n^{\perp}(y_0)\chi_{y_0,n}(x, z); \tag{10}$$

$E_n^{\perp}$ oznacza energię ruchu poprzecznego (w stosunku do złącza) elektronów, a $\hbar = h/2\pi$.

Równanie na funkcje φ_n jest bardziej skomplikowane (jego postać nie będzie zresztą nam potrzebna); okazuje się, że w ogólnym przypadku funkcje φ_n dla różnych n są ze sobą sprzężone. Otrzymujemy zatem układ sprzężonych równań różniczkowych. Jeśli jednak funkcja falowa zmienia się powoli w kierunku osi x oraz z wraz ze zmianą y, to możemy pominąć człony sprzęgające i układ równań rozpada się na niezależne równania. Ze względu na przyjęte założenia przeanalizujemy właśnie taką sytuację.

W procesie przewodzenia prądu mogą brać udział tylko elektrony obsadzające stany znajdujące się w pobliżu powierzchni Fermiego, więc

$$E_n^{\perp} + \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m} = E_{\mathrm{F}}, \tag{11}$$

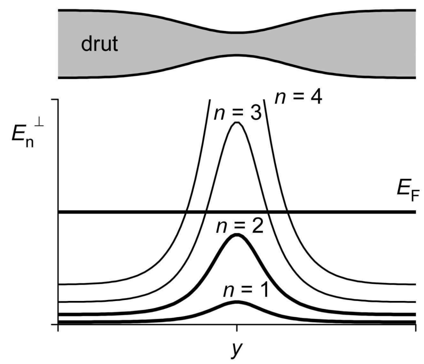
gdzie k_n jest składową wektora falowego wzdłuż złącza. W przedstawionej sytuacji możliwe jest analityczne wyznaczenie wartości własnych energii modów poprzecznych elektronów:

$$E_n^{\perp}(y) = \frac{h^2}{8m}\left[\frac{n_x^2}{L_x^2(y)} + \frac{n_z^2}{L_z^2(y)}\right]. \tag{12}$$

Z powyższych rozważań można wyciągnąć interesujące wnioski. Gdy szerokość złącza maleje, wartości własne energii poszczególnych modów poprzecznych rosną, co jest po prostu własnością nieskończonej studni potencjału. Decydujące znaczenie dla przewodności złącza mają zatem jego rozmiary w najwęższym miejscu. Zauważmy bowiem, że ze względu na nieujemność energii kinetycznej spełnienie równania (11) wymaga, by

$$E_n^{\perp} \leqslant E_{\mathrm{F}}. \tag{13}$$

Ponieważ zaś wartości własne są największe w najwęższym miejscu przewodnika, więc szerokość przewodnika w tym miejscu wyznacza tzw. otwarte kanały, czyli takie mody poprzeczne, że znajdujące się w nich elektrony mogą przejść przez złącze. Tylko takie elektrony mogą brać udział w przewodnictwie. Przedstawione rozumowanie ilustruje rys. 4 (dla ułatwienia opisu przyjęto, że złącze jest płaskie, tzn. ma niezerową szerokość i zerową grubość).



Rys. 4. Ilustracja zamykania kanałów w modelu dwuwymiarowym

Ostatecznie przewodność elektryczną złącza wyraża się prostym wzorem

$$G = NG_0 = N\frac{2e^2}{h}, \tag{14}$$

gdzie N jest liczbą otwartych kanałów.

Widzimy więc, że przewodność w nanoskali przyjmuje tylko dyskretne wartości będące wielokrotnościami G_0, a co więcej, nie zależy ani od rodzaju przewodnika, ani od jego długości (o ile tylko zachodzi balistyczny transport elektronów). Przypomnijmy, że wartość liczbowa kwantu przewodności G_0, która należy do stałych podstawowych, wynosi ok. $7{,}748 \cdot 10^{-5}$ S $\approx 1/(12\,907\ \Omega)$.

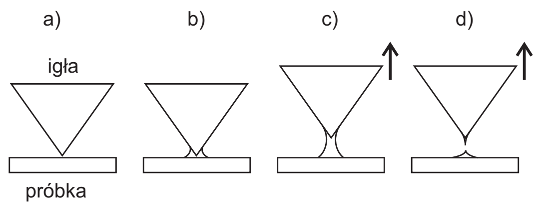
Warto na koniec podkreślić ciekawą własność transportu balistycznego. Otóż w klasycznej teorii Drudego przewodność odcinka przewodnika o długości l i polu powierzchni przekroju poprzecznego s wyraża się wzorem

$$G_{\mathrm{D}} = \frac{sG_{\mathrm{w}}}{l}. \tag{15}$$

Oznacza to, że zależy ona zarówno od długości, jak i szerokości przewodnika, a także od rodzaju materiału, z którego jest on wykonany (poprzez przewodność właściwą G_{w}). Natomiast dla nanozłącza, w którym transport elektronów ma charakter balistyczny, przewodność zależy jedynie od szerokości złącza (i to w dodatku skokowo).

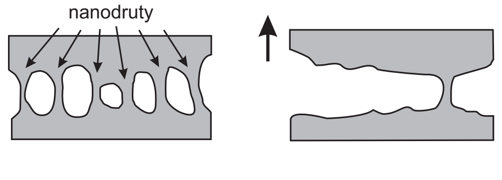
2. Metoda pomiaru

Kluczową sprawą badań kwantowania przewodności w układach nanoskopowych jest możliwość utworzenia struktur o rozmiarach odpowiadających warunkom (3) koniecznym dla obserwacji zjawiska kwantowego. Kwantowanie przewodności elektrycznej zostało po raz pierwszy zaobserwowane w dwuwymiarowym gazie elektronów przez B.J. van Weesa w roku 1988 [4]. W kolejnych badaniach wykorzystywano skaningowy mikroskop tunelowy (STM) [5]. Tworzenie nanodrutu odbywało się w sposób przedstawiony na rys. 5: a) rejestrowano prąd tunelowania (próbka była skanowana przed właściwą częścią doświadczenia), b) wymuszano kontakt igły z próbką, c) tak utworzony kontakt metaliczny przewężano i rozciągano poprzez odsuwanie igły od powierzchni próbki aż do chwili, w której następowało jego zerwanie (d).



Rys. 5. Zastosowanie skaningowego mikroskopu tunelowego do tworzenia nanodrutów

Inną metodą tworzenia nanodrutów jest kontakt makroskopowych elektrod. Zjawisko kwantowania przewodności w nanodrutach tworzonych między elektrodami mikro- i makroskopowymi badał J.L. Costa-Krämer [6], który wysunął przypuszczenie, że niezależnie od początkowego kształtu i rozmiaru elektrod ostatni nanodrut przed rozerwaniem połączenia między elektrodami tworzy się w podobny sposób (rys. 6). Stwarza to możliwość stosowania w badaniach kwantowania przewodności układów znacznie prostszych niż mikroskop tunelowy.



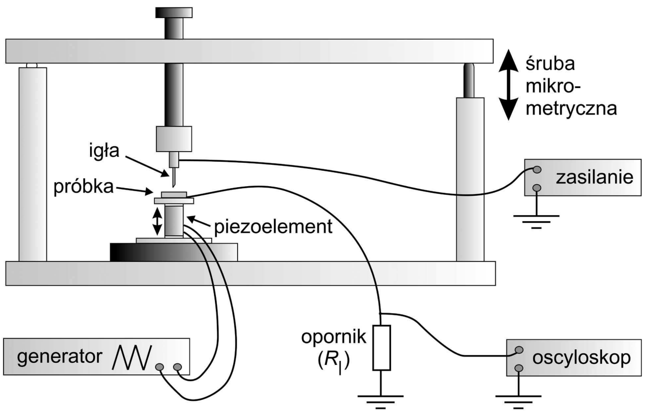
Rys. 6. Ostatni nanodrut przed rozerwaniem połączenia między makroskopowymi elektrodami tworzy się w podobny sposób jak między igłą i próbką w mikroskopie STM

Najprostszy układ do badania kwantowania przewodności między elektrodami makroskopowymi, zastosowany przez Costa-Krämera, składa się z dwóch opartych o siebie złotych drutów. W wyniku ich drgań kontakt między elektrodami cyklicznie tworzy się i znika. Przy utrzymaniu stałego napięcia na złączu można zaobserwować skokowe zmiany natężenia prądu płynącego przez układ w funkcji czasu, które odpowiadają skokowym zmianom przewodności elektrycznej złącza.

Zastosowana w doświadczaniu metoda pomiaru łączy obie powyższe techniki. Nanodruty były wytwarzane – podobnie jak w układzie STM – przez zmianę (z zastosowaniem piezoelementu) odległości między igłą i próbką. Ruch igły względem próbki powtarzał się cyklicznie. Po zbliżeniu, powstaniu kontaktu, ukształtowaniu nanodrutu, a następnie jego zerwaniu cały cykl zaczynał się od początku. Z powodu częstego wymuszania uderzeń igły w próbkę, co powodowało zmianę kształtu i rozmiaru tworzonego kontaktu, należy założyć, że kontakt odpowiadający sytuacji na rys. 5b był makroskopowy. Potem, przy oddalaniu się igły, następował proces przedstawiony na rys. 6; w chwili poprzedzającej zerwanie ostatniego nanodrutu można było zaobserwować skokowe zmiany przewodności. Nanodruty wytwarzane więc były w sposób dynamiczny. Pozwalało to także ominąć trudności wynikające z braku izolacji układu doświadczalnego od bardzo trudnych do wytłumienia drgań o częstotliwości kilku Hz, ponieważ rejestracja czasowego przebiegu natężenia prądu (lub innej wielkości z nim związanej) odbywała się w czasie znacznie krótszym niż okres tych drgań.

3. Układ doświadczalny

Zastosowany układ doświadczalny przedstawiono schematycznie na rys. 7. Całość wbudowana była



Rys. 7. Schemat układu doświadczalnego

w masywny statyw, w którego ramieniu zamontowana była igła. Jej położenie można było regulować jedynie śrubą mikrometryczną. Próbka została osadzona na piezoelemencie, co pozwalało na dokładną zmianę jej położenia. Piezoelement składał się z wielu szeregowo (i naprzemiennie) złożonych piezokryształów, co pozwalało na uzyskanie stosunkowo dużych odkształceń przy dość niskich napięciach (6 μm przy 100 V). Złotą próbkę przygotowano przez rozgniecenie drutu z czystego złota. Przygotowanie igły polegało jedynie na jej przycięciu (na samym początku doświadczenia).

Na piezoelement podawano sygnał trójkątny, który wymuszał ciągłe naprzemienne przybliżanie się i oddalanie igły od próbki. Do złącza igła–próbka szeregowo włączono opornik o oporze R_I, dzięki któremu można było określić natężenie prądu płynącego przez złącze, a stąd także przewodność złącza. W tym celu obserwowano na ekranie oscyloskopu przebieg czasowy spadku potencjału na oporniku R_I (rys. 8, u góry).

Z elektronicznego punktu widzenia układ pomiarowy stanowi dzielnik napięcia złożony ze złącza igła–próbka o oporze R oraz opornika R_I. Układ był zasilany stałym, stabilizowanym napięciem U_Z. Jeśli na jeden kanał oscyloskopu podamy sygnał sterowania piezoelementem (przebieg trójkątny), a na drugi kanał – spadek potencjału na oporniku R_I, to na ekranie oscyloskopu zobaczymy przebieg przedstawiony na rys. 8a. Obserwowany sygnał prostokątny jest związany ze skokowym (w tej skali czasu) procesem tworzenia i niszczenia kontaktu między igłą i próbką. Jeżeli zmienimy skalę czasu, aby skoncentrować się na zaznaczonym fragmencie, to dostrzeżemy skokowe zmiany rejestrowanej wielkości (rys. 8b).

Pozostaje więc jedynie z napięcia na oporniku R_I wyznaczyć wartość przewodności złącza igła–próbka. Jak wspomniano, układ stanowi dzielnik napięcia, zatem napięcie U_0 rejestrowane przez oscyloskop związane jest z napięciem zasilania U_Z i oporami zależnością

$$U_0 = \frac{R_\mathrm{I}}{R + R_\mathrm{I}} U_\mathrm{Z}. \tag{16}$$

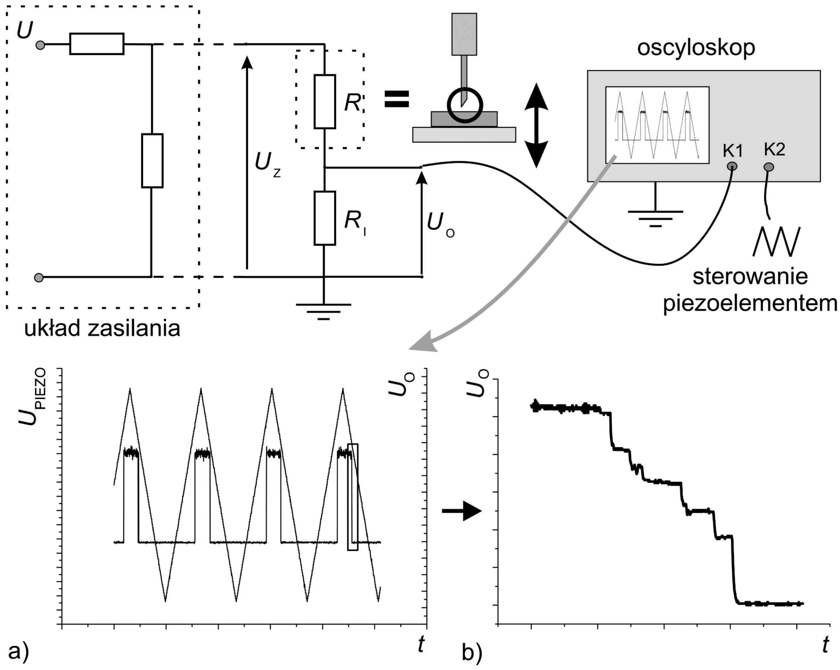
Stąd

$$\sigma = \frac{1}{R} = \frac{1}{R_\mathrm{I}} \frac{U_0}{U_\mathrm{Z} - U_0}, \tag{17}$$

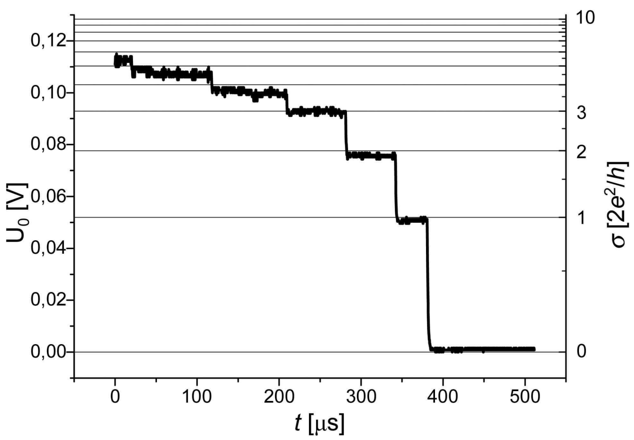
czyli przewodność złącza można jednoznacznie obliczyć na podstawie pomiaru U_0 oraz R_I.

4. Wyniki pomiarów

Na rysunkach 9 i 10 przedstawiono typowe przebiegi zarejestrowane za pomocą oscyloskopu podczas eksperymentu, otrzymane dla złotej igły i napięcia zasilania U_Z = 153,4 mV. Na osi po lewej stronie odłożono napięcie rejestrowane przez oscyloskop, natomiast oś prawa pokazuje odpowiadającą wzorowi (17) skalę przewodności elektrycznej. Gdy zerwanie złącza igła–próbka następowało nagle, bez tworzenia się nanodrutów, notowano skokowy spadek potencjału. Taka sytuacja, której nie odpowiada już rys. 6, może być



Rys. 8. Proces pomiaru przebiegów czasowych spadku potencjału na oporniku R_I (u góry) oraz schematyczne wyniki: a) w dużej skali czasowej, b) w małej skali czasowej odpowiadającej fragmentowi zaznaczonemu na rys. a

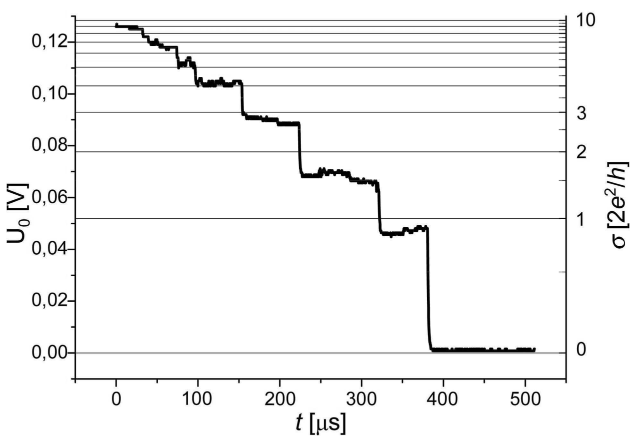


Rys. 9. Typowy przebieg rejestrowany podczas tworzenia się nanodrutu; igła Au, próbka Au, $U_Z = 153{,}4$ mV

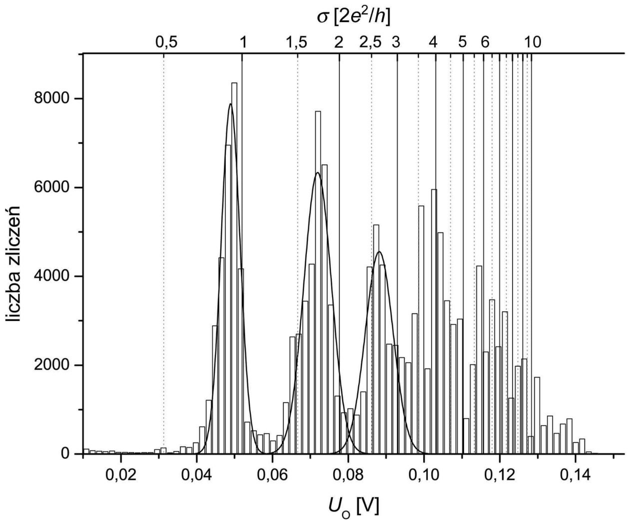
spowodowana zanieczyszczeniami z powietrza osiadającymi na powierzchni elektrod. Po wyeliminowaniu innych trudności doświadczalnych, w ok. 30% przypadków obserwowano jednak przebiegi podobne do przedstawionych na rys. 9 i 10. Mają one wyraźnie wieloskokowy, „schodkowy" charakter, a ich odcinki płaskie układają się w okolicach wartości przewodności elektrycznej zgodnych z teoretycznymi oczekiwaniami.

Ponieważ zarejestrowane przebiegi różnią się miedzy sobą, przeprowadzono statystyczną analizę uzyskanych wyników pomiarów, przedstawiając dane z wielu przebiegów w formie histogramów.

Rysunek 11 przedstawia histogram utworzony z ok. 100 przebiegów dla $U_Z = 153{,}4$ mV. Zauważalne



Rys. 10. Inny przebieg rejestrowany podczas tworzenia się nanodrutu; igła Au, próbka Au, $U_Z = 153{,}4$ mV



Rys. 11. Histogram utworzony z około 100 wybranych przebiegów; igła Au, próbka Au, $U_Z = 153{,}4$ mV

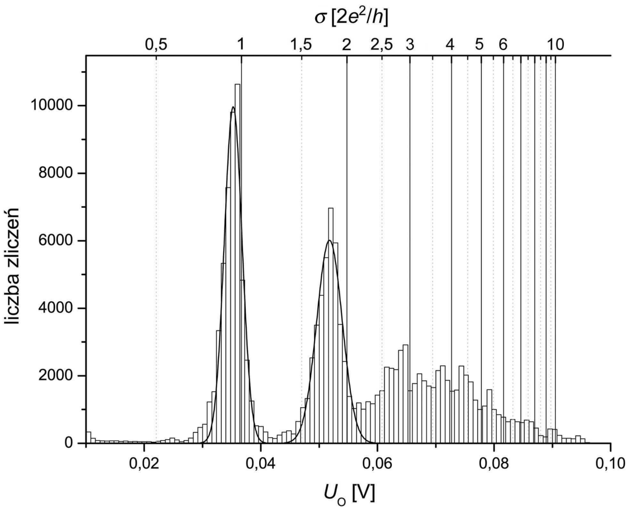
są trzy pierwsze maksima występujące w okolicy jednego, dwóch i trzech kwantów przewodności G_0. Maksima te są jednak przesunięte w kierunku mniejszych wartości, co świadczy o większym oporze kwantowego złącza niż teoretycznie przewidywany. Bardzo istotny jest fakt, że poniżej pierwszego maksimum przewodności nie obserwuje się znaczącej liczby zliczeń, podobnie jak między pierwszym i drugim maksimum. Świadczy to o skwantowaniu przewodności elektrycznej. Aby dokładnie określić położenie otrzymanych maksimów na histogramie, do trzech wybranych fragmentów słupków zliczeń dopasowano rozkłady Gaussa (rys. 11). Otrzymane położenia maksimów oraz odpowiadające im wartości przewodności elektrycznej wraz z niepewnościami standardowymi zawiera tab. 1.

Tabela 1. Wyniki dopasowania rozkładów Gaussa do histogramu z rys. 11. Wartości σ' w ostatniej kolumnie określają przewodność po uwzględnieniu oporu resztkowego o wartości 1,1 kΩ.

Maks.	U_0 [mV]	σ [G_0]	R_r [kΩ]	σ' [G_0]
1	$48{,}9 \pm 2{,}5$	$0{,}91 \pm 0{,}07$	1,209	0,99
2	$71{,}9 \pm 3{,}6$	$1{,}72 \pm 0{,}16$	1,038	2,02
3	$88{,}2 \pm 3{,}6$	$2{,}64 \pm 0{,}25$	0,592	3,40

W ślad za artykułami na temat kwantowania przewodności, m.in. [1] i [6], można spróbować wyznaczyć wartość tzw. oporu resztkowego R_r. Wyodrębnia się go dla rzeczywistego nanozłącza, traktując je jak dwa szeregowo połączone oporniki: pierwszy o charakterze czysto kwantowym, spełniający wszystkie założenia modelu teoretycznego, oraz drugi (R_r), pozbawiony charakteru kwantowego, który obejmuje wpływ wszystkich niezgodności rzeczywistych warunków doświadczalnych z założeniami modelu teoretycznego. Dokonując prostych obliczeń, można otrzymać wartości R_r zawarte w tab. 1, które odpowiadają wartościom potrzebnym do przesunięcia danego maksimum na miejsce określone przez model teoretyczny. Widać, że choć uzyskane wartości nie są ze sobą zgodne, są to jednak wartości tego samego rzędu. Przyjmując wartość oporu resztkowego 1,1 kΩ, można dokonać korekcji nieliniowej skali przewodności (17). Prowadzi to do nowych wartości przewodności σ' (tab. 1) odpowiadających kolejnym maksimom.

Histogram utworzony ze 100 wybranych przebiegów dla $U_Z = 108{,}2$ mV przedstawiono na rys. 12, na którym można dostrzec dwa wyraźne maksima. Podobnie jak na histogramie z rys. 11, są one przesunięte w kierunku mniejszych wartości przewodności, a zarówno przed pierwszym maksimum, jak i między maksimami liczba zliczeń jest niewielka. Wyniki dopasowania rozkładów Gaussa i wartości oporu resztkowego podano w tab. 2.



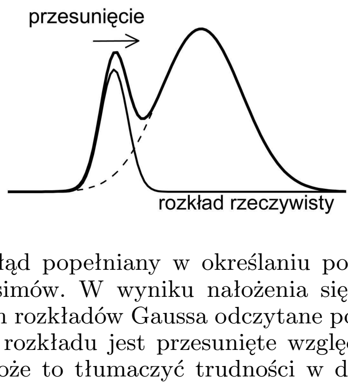
Rys. 12. Histogram utworzony z około 100 wybranych przebiegów; igła Au, próbka Au, $U_Z = 108{,}2$ mV

Tabela 2. Wyniki dopasowania rozkładów Gaussa do histogramu z rys. 12. Wartości σ' określają przewodność po uwzględnieniu oporu resztkowego o wartości 767 Ω.

Maks.	U_0 [mV]	σ [G_0]	R_r [Ω]	σ' [G_0]
1	$35{,}3 \pm 1{,}5$	$0{,}94 \pm 0{,}06$	780	1,00
2	$51{,}8 \pm 2{,}2$	$1{,}79 \pm 0{,}15$	755	2,00

Przyjmując $R_r \approx 767$ Ω, otrzymano skorygowane wartości σ'. W tym wypadku przyjęta wartość oporu resztkowego idealnie koryguje położenia wszystkich (czyli obu) obserwowanych maksimów (tab. 2).

Warto zauważyć, że wyznaczając położenie danego maksimum, pomijaliśmy wpływ na nie pozostałych maksimów. W przypadku trzeciego maksimum z rys. 11, po którego prawej stronie znajduje się rozkład o bardzo dużej szerokości, takie postępowanie na pewno nie było poprawne i prowadziło do zawyżenia położenia maksimum, co schematycznie zilustrowano na rys. 13.



Rys. 13. Błąd popełniany w określaniu położenia dalszych maksimów. W wyniku nałożenia się dwóch blisko leżących rozkładów Gaussa odczytane położenie wypadkowego rozkładu jest przesunięte względem rzeczywistego. Może to tłumaczyć trudności w dobraniu odpowiedniej wartości oporu resztkowego równocześnie dla wszystkich trzech maksimów.

5. Dyskusja wyników

Rzeczywiste nanodruty powstające w eksperymencie nie są idealne. Należałoby zatem uwzględnić następujące czynniki, które mogą wpływać na wartość przewodności.

1) Rozpraszanie elektronów – występuje ono w rzeczywistych, uzyskiwanych w praktyce nanodrutach i jest spowodowane kilkoma czynnikami.
a) Wymiary powstałego nanodrutu mogą być większe od średniej drogi swobodnej elektronów – nie jest wtedy spełnione założenie o balistycznym charakterze transportu.
b) Nanodruty nie są idealnie gładkie – rozważania teoretyczne prowadzą do wniosku, że znaczenie tego czynnika rośnie ze wzrostem liczby otwartych kanałów.
c) Rozpraszanie jest również wynikiem wzajemnego oddziaływania elektronów.
d) Rozpraszanie może być związane z zanieczyszczeniami w tworzącym się nanodrucie, które mogą powodować znaczny spadek przewodności. Analizę przewodności jednowymiarowego idealnego drutu łączącego dwa zbiorniki elektronów z uwzględnieniem występowania bariery potencjału (o współczynniku transmisji T) w obszarze drutu (niejako niszczącej jego idealność) przeprowadził Landauer [2], uzyskując wyrażenie na przewodność postaci

$$G = G_0 T. \tag{18}$$

Co prawda obliczenia przeprowadzone zostały dla drutu jednowymiarowego, ale dla przypadku trójwymiarowego mamy daleko idącą analogię, przynajmniej w jakościowym opisie zjawiska. Wynika stąd, że w przypadku występowania zanieczyszczeń przewodność elektryczna może mieć wartość istotnie mniejszą od przewidywanej dla drutu idealnego. Może to również tłumaczyć sporadyczne występowanie przebiegów, dla których przewodność ma wartość mniejszą od pojedynczego kwantu G_0, jak również przebiegów z zarejestrowanymi wartościami przewodności znajdującymi się wyraźnie pomiędzy kolejnymi „schodkami",

2) Możliwość pojawienia się oporu resztkowego w obszarze oddalonym od nanodrutu, gdzie nie są już spełnione założenia o balistycznym charakterze transportu. Powstaje wtedy klasyczny opornik omowy, stosunkowo wąski, który może dawać znaczący przyczynek do przewodności złącza jako całości. Wartości oporów takich oporników szacowane są na kilkaset omów – np. złoty opornik o długości 10 μm i szerokości 150 μm będzie miał w temperaturze 20 °C opór około 1000 Ω (opór właściwy złota $\rho \approx 2{,}3\ \Omega \cdot \mathrm{m}$).

3) Do opisu złącza zastosowany został bardzo prosty model elektronów swobodnych i chociaż złoto zaliczane jest czasem do metali prostych, a model ten dość dobrze opisuje niektóre ich właściwości, to jednak nie można wykluczyć wpływu struktury pasmowej na wartość przewodności.

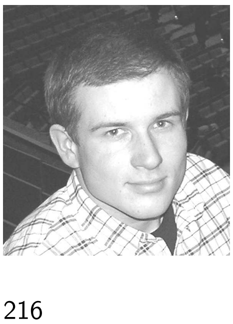
4) Zmiany przewodności nanodrutów wraz z temperaturą – rozważania przeprowadzone zostały dla temperatury 0 K; wpływ tego czynnika w temperaturze pokojowej powinien być jednak zaniedbywalny.

Chcemy podziękować prof. Markowi Szymońskiemu za opiekę i pomoc w przeprowadzeniu prac doświadczalnych oraz mgr. inż. Piotrowi Piątkowskiemu za wiele cennych uwag technicznych.

Literatura

[1] M. Brandbyge i in., *Phys. Rev. B* **52**, 8499 (1995).
[2] R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.* **1**, 223 (1957).
[3] M. Büttiker i in., *Phys. Rev. B* **31**, 6207 (1985).
[4] B.J. van Wees i in., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
[5] J.I. Pascual i in., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1852 (1993).
[6] J.L. Costa-Krämer i in., *Phys. Rev. B* **55**, 5416 (1997).

SZYMON GODLEWSKI ma 22 lata i jest studentem III roku Międzywydziałowych Studiów Matematyczno-Przyrodniczych (SMP) na Uniwersytecie Jagiellońskim. Jego zainteresowania naukowe – które rozwija pod kierunkiem prof. Marka Szymońskiego – koncentrują się głównie wokół fizyki powierzchni, nanostruktur i układów mezoskopowych. Jest członkiem Naukowego Koła Fizyków (NKF UJ). Prócz fizyki uwielbia jazdę na nartach i letnie podróże w różne zakątki Europy.



ANTONI TEKIEL ma także 22 lata i jest studentem III roku fizyki na Wydziale Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ. Od 2003 roku jest związany z Zakładem Fizyki Doświadczalnej, gdzie realizuje indywidualny tok studiów pod opieką prof. Marka Szymońskiego. Oprócz zainteresowań fizyką ciała stałego ma szerokie zainteresowania humanistyczne. Jest m.in. miłośnikiem muzyki klasycznej i literatury I połowy XX wieku.