

ĆWICZENIE 6

„Metale, półprzewodniki, izolatory”

Podstawy fizyczne przewodnictwa elektrycznego w ciałach stałych

Elektronowa teoria ciała stałego, stanowiąca bazę do opracowania teorii półprzewodników zajmuje się opisem zachowania się elektronów walencyjnych w krystalicznych ciałach stałych. Elektrony walencyjne jako słabo związane ze zrębami atomowymi już pod wpływem niewielkich sił mogą „wyzwolić” się ze strefy oddziaływania danego zrębu. Ponieważ pomiędzy elektronami danej sieci krystalicznej oraz tkwiącymi w węzłach sieci zrębami jak również pomiędzy samymi zrębami i elektronami istnieją wzajemne oddziaływania, stąd opis zachowania się elektronów walencyjnych przy uwzględnieniu wszystkich powyższych oddziaływań jest niezwykle trudny. Rozwiązanie tego problemu na gruncie mechaniki klasycznej (teoria Drudego czy Lorenza [1]) napotkało na nieprzezwyciężone trudności. Jest to zrozumiałe ponieważ w celu wytłumaczenia nawet najbardziej podstawowych własności krystalicznych ciał stałych niezbędna była mechanika kwantowa. Jednak dokładny opis zachowania się elektronów walencyjnych w ciele stałym przy zastosowaniu mechaniki kwantowej - przy obecnym stanie wiedzy - nie jest możliwy, stąd konieczność wprowadzenia daleko idących uproszczeń. Podstawowym uproszczeniem jest tu sprowadzenie problemu wieloelektronowego do jednoelektronowego [1], czyli zamiast rzeczywistego, wzajemnego oddziaływania elektronów wprowadza się wypadkowe pole sił, w którym elektron porusza się niezależnie od innych. Zatem badamy zachowanie się określonego elektronu w polu wszystkich pozostałych elektronów oraz w polu zrębów atomowych. Dalsze uproszczenia to: zaniedbanie ruchu jąder i rozpatrywanie ich jako tkwiących nieruchomo w węzłach sieci przestrzennej oraz przyjęcie założenia, że rozpatrywany elektron porusza się w średnim polu sił, nie zaś w polu wywołanym chwilową konfiguracją elektronów.

Pierwszym zastosowaniem mechaniki kwantowej do ruchu elektronów w ciele stałym była praca A. Sommerfelda dotycząca przewodnictwa elektrycznego metali. Według Sommerfelda kryształ można przedstawić jako pudło wypełnione gazem elektronowym. Zaniedbując pole elektryczne jonów dodatnich i wzajemne oddziaływania pomiędzy elektronami, ściany tego pudła stanowią barierę potencjału uniemożliwiającą elektronom samorzutne jego opuszczenie. Na zewnątrz kryształu energia potencjalna elektronów jest równa zeru, a wewnątrz energia elektronów przyjmuje ściśle określone ujemne wartości. Podstawowym uproszczeniem jakie wprowadzała teoria Sommerfelda było rozpatrywanie stałego potencjału pola w kryształach w miejsce periodycznego potencjału zmieniającego się zgodnie z okresem sieci. Teoria Sommerfelda elektronu swobodnego jest zbyt mało dokładnym przybliżeniem. Kolejnym krokiem naprzód, było uwzględnienie oddziaływania pomiędzy elektronami walencyjnymi a zrębami atomowymi przy założeniu, że są one rozmieszczone w węzłach sieci krystalicznej. Uwzględnienie istnienia periodycznego potencjału prowadzi do powstania (w miejsce dyskretnych poziomów energetycznych - jak to było w teorii Sommerfelda) pasm energetycznych, porozielenych obszarami, w których nie ma żadnych dozwolonych poziomów (przedziały energii wzbronionej). Zagadnienie to zostało szczegółowo przedstawione w literaturze [1]. Obraz pasm energetycznych w ciele stałym można otrzymać również w inny bardziej poglądowy sposób, rozważając zachowanie się

poziomów energetycznych swobodnych atomów w miarę ich zbliżania się do siebie na odległości, w których znajdują się one w sieciach krystalicznych. W przypadku gdy kryształ składa się z N atomów i gdy założymy, że rozszerzył się on tak, iż odległości międzyatomowe stały się bardzo duże, wówczas dozwolone poziomy energetyczne będą po prostu poziomami atomowymi. Każdy z poziomów kryształu jako całości jest N -krotnie zdegenerowany [2]. Przy zmniejszaniu odległości międzyatomowych, każdy z poziomów rozszczepi się na N oddzielnych poziomów dzięki oddziaływaniu nań pozostałych atomów i otrzymamy zamiast pojedynczego poziomu pasmo składające się z N oddzielnych, lecz bardzo blisko leżących poziomów. W przypadku „wewnętrznych” poziomów atomowych oddziaływanie pozostałych atomów jest bardzo małe w porównaniu z siłami oddziaływania jądra więc i rozszczepienie będzie bardzo nieznaczne, natomiast dla poziomów pochodzących od elektronów walencyjnych rozszczepienie może być bardzo duże a sąsiednie pasma mogą nawet niekiedy zachodzić na siebie.

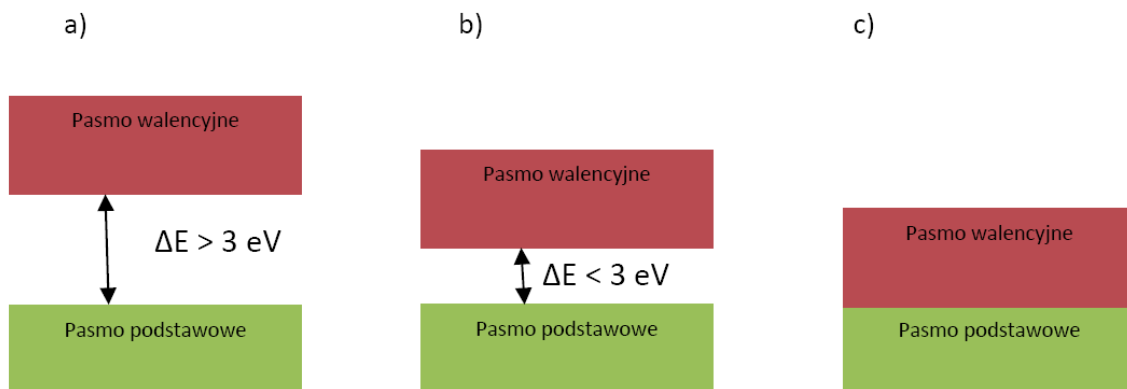
Zajmijmy się rozmieszczeniem elektronów w poszczególnych pasmach. Zgodnie z zasadą Pauliego na każdym z poziomów mogą znajdować się dwa elektrony, ze względu na dwie dozwolone wartości spinu elektronu. Biorąc pod uwagę poziom „wewnętrzny” każdy atom będzie posiadał dwa elektrony na tym poziomie, a zatem na pasmo utworzone z tych poziomów przypada $2N$ elektronów. Te $2N$ elektronów wypełnia całkowicie pasmo o N poziomach. Jedynie pasma odpowiadające zewnętrznym (walencyjnym) elektronom mogą być obsadzone tylko częściowo. Materiały mające przy dowolnej temperaturze pasma energii zapełnione częściowo nazywa się przewodnikami. Nieprzewodniki posiadają pewną liczbę pasm zapełnionych całkowicie a pasma puste są oddzielone od zapełnionych przerwą energetyczną, nazywaną również pasmem zabronionym.

W świetle przeprowadzonych powyżej rozważań możemy obecnie zastanowić się dlaczego elektrony w głęboko położonym paśmie, nie mogą brać udziału w przewodnictwie elektrycznym. Aby przewodzić prąd elektryczny, elektron musi pobierać energię od pola elektrycznego, to znaczy musi być przyspieszony. W mechanice kwantowej oznacza to, że elektron musi być przenoszony na wyższy poziom energetyczny. Jeżeli jednak wszystkie poziomy w paśmie są już zajęte, takie przeniesienie na wyższy poziom jest niemożliwe, chyba, że elektron zostanie przeniesiony do wyższego pasma, w którym mamy nieobsadzone stany (poziomy). Przeniesienie takie wymaga jednak znacznej energii i jest mało prawdopodobne. Fakt ten wyjaśnia nam, dlaczego „wewnętrzne” elektrony nie przyczyniają się do przewodnictwa.

Jeśli przerwa energetyczna ΔE pomiędzy najwyższym pasmem wypełnionym i następnym pasmem pustym jest duża, wówczas nie może zachodzić zjawisko przewodnictwa elektrycznego, ze względu na brak sąsiednich pustych poziomów. Z drugiej strony, jeśli ΔE jest stosunkowo mała, istnieje możliwość termicznego pobudzenia elektronów do pustego pasma a liczba pobudzonych elektronów będzie wzrastała z temperaturą.

Szerokość przerwy energetycznej ΔE (wyrażona zwykle w eV) może stanowić podstawę zaszeregowania danego ciała stałego do metali, półprzewodników lub izolatorów (rys. 1). Gdy ΔE jest większa od 3 eV, to tego typu ciało stałe zalicza się do izolatorów (rys. 1a).

natomiast gdy ΔE jest mniejsza od 3 eV wówczas mówimy o półprzewodnikach (rys. 1b). W przypadku metali pasma podstawowe i przewodnictwa przekrywają się (rys. 1c).



Rys.1. Klasyfikacja krystalicznych ciał stałych z punktu widzenia modelu pasmowego: a) izolator, b) półprzewodnik, c) metal

Prąd elektryczny

Dla dużej grupy tzw. przewodników prądu elektrycznego (metale, półprzewodniki) spełnione jest prawo Ohma, mówiące, że stosunek wartości napięcia U między dwoma punktami przewodnika do natężenia prądu I płynącego przez ten przewodnik jest wielkością stałą. Wzór

$$\frac{U}{I} = R \quad (1)$$

stanowi definicję oporu elektrycznego (rezystancji) R danego odcinka przewodnika. Jednostką oporu elektrycznego jest 1 om (1Ω). $1 \Omega = 1 \text{ V}/1 \text{ A}$. Opór jednorodnego i izotropowego przewodnika w kształcie walca o długości L i polu podstawy S jest równy

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad (2)$$

Wielkość ρ nazywana jest oporem właściwym lub rezystywnością. Jest to parametr materiałowy, zależny od rodzaju materiału, z którego wykonany jest przewodnik i od temperatury. Odwrotność oporu elektrycznego $1/R$ nazywamy przewodnością elektryczną przewodnika, a jej jednostką jest 1 simens [1S]. Odwrotność oporu właściwego $1/\rho = \sigma$ jest nazywana przewodnością właściwą (konduktywnością) przewodnika.

W obrazie mikroskopowym przewodnictwa istnieje związek pomiędzy przewodnością właściwą materiału σ a koncentracją nośników (ruchomych ładunków elektrycznych) n i ich ruchliwością u :

$$\sigma = enu \quad (3)$$

Jeśli w przewodniku jest kilka rodzajów nośników prądu, to przewodność właściwa tego materiału jest sumą przewodności właściwych wyznaczonych dla każdego rodzaju nośników według wzorów analogicznych do (3).

W metalach koncentracja elektronów przewodnictwa nie zależy od temperatury, więc wpływ temperatury na przewodność właściwą metalu spowodowany jest tylko zmianami (zmniejszaniem się) ruchliwości. Natomiast w półprzewodnikach, co prawda ruchliwość nośników wraz ze wzrostem temperatury maleje (podobnie jak w metalach), ale ponieważ ich koncentracja zwiększa się znacznie szybciej, to w efekcie przewodność właściwa rośnie wraz z temperaturą

Zależność przewodnictwa elektrycznego metali od temperatury

Metale w stanie stałym tworzą sieć krystaliczną zbudowaną z dodatnio naładowanych jonów metalu, zanurzonych w morzu swobodnie poruszających się elektronów. Te elektrony, to elektrony walencyjne atomów, które zostały od nich odłączone i które utworzyły wspólny, ujemnie naładowany tzw. „gaz elektronowy”. Siły przyciągania pomiędzy elektronami i dodatnimi jonami utrzymują kryształ w równowadze. Ten typ wiązania elementów sieci nazywamy wiązaniem metalicznym. W kryształach metalu elektrony walencyjne, choć mogą poruszać się swobodnie wewnątrz kryształu, nie mogą z niego wyjść na zewnątrz, bez uzyskania dodatkowej energii. Mówimy, że elektrony w metalu znajdują się w studni potencjału elektrycznego. W wielu eksperymentach stwierdzono jednoznacznie, że prąd w metalach przenoszą wyłącznie elektrony.

Przewodzenie prądu elektrycznego przez metal (lub półprzewodnik) jest związane ze zmianą energii elektronów (muszą one zostać przyspieszone przez pole elektryczne, a więc uzyskać energię kinetyczną). Taka zmiana energii jest możliwa tylko wtedy, gdy na poziomie, do którego ma nastąpić przejście elektronu znajduje się mniej elektronów niż zezwala zakaz Pauliego.

W metalach pasmo walencyjne jest tylko częściowo zapełnione (Rys.1.). Poziomy zapełnione sąsiadują tak blisko z wyższymi poziomami pustymi (różnice energii poziomów w paśmie walencyjnym są rzędu 10^{-22} eV, że do wzbudzenia na wyższy poziom wystarczy energia, jaką elektrony mogą uzyskać (na odcinku drogi między kolejnymi zderzeniami) od pola elektrycznego przyłożonego do kryształu. Zatem nawet w najniższych temperaturach pole elektryczne może przyspieszać elektrony i nadawać im dodatkową prędkość. Nośnikami

prądu w metalach są elektrony z pasma walencyjnego. Tak więc, pasmo walencyjne w metalach można też nazwać pasmem przewodnictwa.

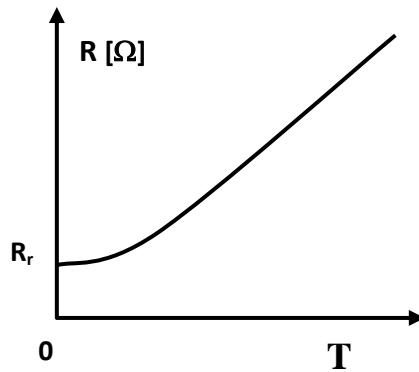
Teoria przewiduje, że gdyby sieć jonów była idealna, czyli gdyby potencjał elektryczny wewnątrz kryształu był doskonale periodyczny, to elektrony przepływałyby przez taki przewodnik bez oporu. Jednakże realne jony wykonują drgania wokół położenia równowagi, co zaburza periodyczność potencjału. Każdy jon oddziałuje ze swoimi sąsiadami siłami elektrycznymi, dlatego drgają jednocześnie wszystkie jony w sieci. Takie drgania sieci nazywamy fononami. Do opisu tych drgań, musimy zastosować prawa kwantowe (podobnie jak do elektronów przewodnictwa w metalu). Wynika z nich, że dozwolone energie drgań są skwantowane i że drgania atomów (lub jonów) nie zanikają w temperaturze zera kelwinów, lecz drgają one z tzw. energią zerową. Dla opisu procesu oddziaływania elektronów z fononami wprowadzono pojęcie tzw. „przekroju czynnego na rozpraszanie”. W tym modelu, drgający jon jest przeszkodą, która stoi na drodze poruszających się elektronów. Im większa jest amplituda drgań, tym większa jest powierzchnia przekroju tej przeszkody, i tym trudniej przelecieć elektronowi obok niej. Elektron zderzający się z nią zmienia kierunek ruchu i nie wnosi pełnego wkładu w uporządkowany ruch ładunków w kierunku pola elektrycznego. Obliczono, że wielkość przekroju czynnego na rozpraszanie elektronów, zależy liniowo od energii drgań sieci, a więc od temperatury metalu. Dlatego wartość oporu właściwego metalu w niezbyt niskich temperaturach, zależy liniowo od temperatury, co opisuje wzór

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t) \quad (4)$$

gdzie ρ jest oporem właściwym w temperaturze t , ρ_0 oporem właściwym w temperaturze 0° C, zaś α jest współczynnikiem temperaturowym oporu. W niskich temperaturach (poniżej 20 K), przybliżenie liniowe nie jest wystarczające.

Drugim czynnikiem odpowiedzialnym za opór elektryczny metali są niedoskonałości budowy sieci krystalicznej realnych próbek. Nie wszystkie jony znajdują się w położeniach węzłowych, lecz mogą być np. przesunięte w położenia międzywęzłowe. Część jonów „macierzystych” może być zastąpiona przez jony domieszek, np. przez jony innych metali. Rozpraszanie elektronów na defektach sieci krystalicznej i domieszkach prowadzi do zwiększenia oporu elektrycznego. Wpływ defektów jest niewielki i nieistotny w temperaturach wyższych, ale staje się dominujący w pobliżu zera bezwzględnego, gdzie energia drgań sieci jest bardzo mała. To zjawisko wykorzystuje się dla oznaczania stopnia zdefektowania i domieszkowania próbek metalicznych.

Na Rys. 2. pokazano typową zależność oporu przewodnika metalowego od temperatury. W temperaturach wyższych jest to zależność liniowa, ale w pobliżu zera kelwinów przechodzi w odcinek poziomy, gdzie opór nie zależy od temperatury. Wartość oporu oznaczona jako R_r , odpowiadająca odcinkowi poziomemu, i nazywana oporem resztkowym, zależy od stanu zdefektowania sieci krystalicznej i od zawartości domieszek w danej próbce.



Rys. 2. Typowa zależność oporu elektrycznego przewodnika metalicznego od temperatury

Celem pomiarów wykonywanych w tej części ćwiczenia jest sprawdzenie wzoru (4) i wyznaczenie wartości współczynnika α dla kanthalu (jest to stop kilku metali).

Przewodnictwo elektryczne półprzewodników

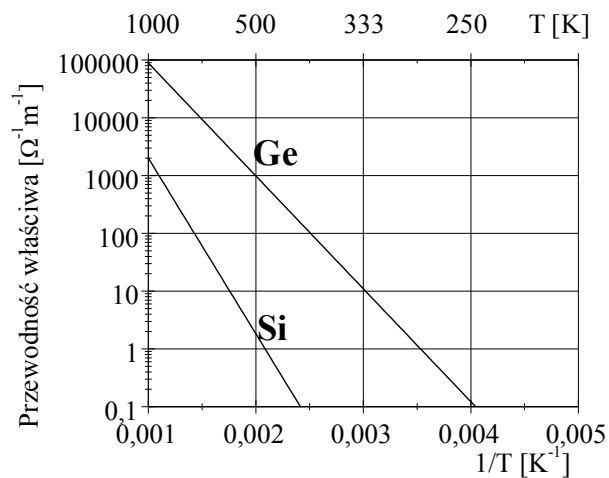
W rozdziale pierwszym wyjaśnione zostało zjawisko przewodzenia w oparciu o pojęcia pasma zapełnionego i pustego. Okazało się jednak, że zjawisko to jest bardziej złożone. Pobudzony elektron przechodzący z pasma całkowicie zapełnionego do pasma pustego powoduje, że poziom zajmowany przez niego w paśmie zapełnionym staje się pusty, tak, że inne elektrony mogą być przenoszone na to miejsce. Miejsce to zachowuje się jak dodatnio naładowana cząstka, którą nazywamy „dodatnią dziurą” lub „dziurą” [3]. Pod wpływem zewnętrznego pola porusza się ona w kierunku przeciwnym do kierunku ruchu elektronów.

W półprzewodnikach pasmo walencyjne jest całkowicie zapełnione elektronami, nad nim znajduje się pasmo wzbronione (tzw. przerwa energetyczna), a jeszcze wyżej dozwolone pasmo energii, które jest puste. Dlatego półprzewodniki nie mogą przewodzić prądu w taki sam sposób jak metale. Jeśli szerokość pasma wzbronionego ΔE jest większa od ok. 3 eV, to substancje takie są izolatorami, a gdy jest ona mniejsza od tej umownej granicy, to są półprzewodnikami. Umowną granicę 3 eV wyznacza możliwość detekcji prądu przepływającego przez kryształ w temperaturze pokojowej. Przy mniejszej szerokości pasma wzbronionego, część elektronów z pasma walencyjnego może w wyniku wzbudzeń termicznych przedostać się do wyższego, pustego pasma dozwolonego nawet w temperaturze pokojowej. W paśmie tym, które w półprzewodnikach nazywane jest pasmem przewodnictwa, elektrony mogą być przyspieszane polem elektrycznym, czyli mogą stać się nośnikami prądu. Dzięki zwolnieniu niektórych poziomów w górnej części pasma walencyjnego, elektrony pozostałe w tym paśmie także uzyskują możliwość brania udziału w przewodzeniu prądu. Przewodnictwo związane z ruchem elektronów w prawie całkowicie zapełnionym paśmie walencyjnym, nosi nazwę przewodnictwa dziurowego. Taki ruch charakteryzuje się inną (zwykle dużo mniejszą) ruchliwością niż przewodnictwo elektronów

w paśmie przewodnictwa. Przy podwyższaniu temperatury półprzewodnika rośnie eksponencjalnie prawdopodobieństwo termicznego wzbudzenia elektronów do pasma przewodnictwa, a wraz z nim koncentracja nośników prądu. Ponieważ przy wzroście temperatury ruchliwość u nośników prądu maleje znacznie wolniej niż wzrasta ich koncentracja, to w rezultacie, przy podwyższaniu temperatury opór elektryczny półprzewodnika maleje (odwrotnie niż to miało miejsce w przypadku metali). Zależność przewodności właściwej σ półprzewodnika od temperatury bezwzględnej T opisuje wzór:

$$\sigma = A \exp\left(-\frac{\Delta E}{2k_B T}\right) \quad (5)$$

gdzie A jest stałą, ΔE – oznacza energię aktywacji termicznej nośników prądu, która dla chemicznie czystych półprzewodników jest równa szerokości przerwy wzbronionej, zaś k_B jest stałą Boltzmann. Wykresem wzoru (5) we współrzędnych $x = \frac{1}{T}$, $y = \ln \sigma$ jest linia prosta, której współczynnik kierunkowy $\left(\frac{\Delta y}{\Delta x}\right)$ jest równy $-\frac{\Delta E}{2k_B}$. Przykład takiego wykresu dla germanu i krzemu pokazano na Rys. 3. Na górnej skali zaznaczono wartości temperatur, a



Rys. 4. Zależność przewodności właściwej krzemu i germanu od temperatury

na dolnej wartości $1/T$. Biorąc pod uwagę nachylenia obu prostych obliczono, że wartość ΔE dla germanu wynosi 0,72 eV, a dla krzemu 1,2 eV.

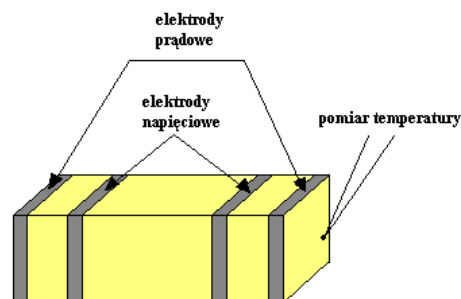
Wykonanie ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest wyznaczenie zależności przewodnictwa elektrycznego od temperatury próbki metalicznej oraz półprzewodnikowej.

Metoda czterosondowa

Pomiar przewodnictwa elektrycznego wykonuje się metodą czterosondową. Sondy zewnętrzne służą do pomiaru prądu płynącego przez próbkę, natomiast sondy wewnętrzne do pomiaru spadku napięcia (rys.5.). Schemat układu przedstawiono na rys. 6. Składa się on z generatora prądu zmiennego, multimetru, opornika wzorcowego, woltomierza i badanej próbki. Próbka umieszczona jest w piecu, którego temperaturę reguluje się przy pomocy regulatora tyrystorowego typu. Temperaturę pieca mierzy się przy pomocy termopary typu K podłączonej do miliwoltomierza.

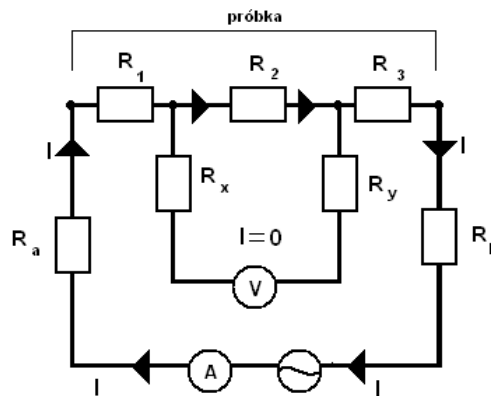
Głównymi źródłami błędów przy pomiarach przewodnictwa są zjawiska kontaktowe, powstające między metalowymi elektrodami, a materiałem badanym. Kontakty te są z reguły nieomowe i mają właściwości prostujące. Oprócz tego rezystancje kontaktów mogą być znacznie większe od rezystancji samej próbki, co może spowodować dodatkowo błędy pomiaru. Układ pomiarowy oparty o wykorzystanie metody czterosondowej (rys.6.) pozwala na wyeliminowanie wpływu omowych i nieomowych kontaktów na dokładność pomiaru, poprzez wymuszenie przepływu prądu pomiędzy elektrodami zewnętrznymi (prądowymi) i pomiarze spadku napięcia pomiędzy elektrodami wewnętrznymi (napięciowymi). Przy założeniu równomiernego pola przepływowego prądu w próbce, przewodnictwo materiału można wyznaczyć znając opór próbki (wyznaczony z prawa Ohma) oraz jej wymiarów.



Rys.5. Geometria elektrod pomiarowych w czterosondowej metodzie pomiaru przewodnictwa elektrycznego.

Istotę pomiaru w metodzie czterosondowej można wyjaśnić na podstawie schematu zastępczego (Rys. 6.). Próbka, której mierzone jest przewodnictwo podzielona jest na trzy części poprzez dołączenie elektrod napięciowych – wewnętrznych oraz prądowych – zewnętrznych. Przepływ prądu przez elektrody prądowe wymuszany jest poprzez generowaną różnicę potencjałów. Znając wielkość prądu i napięcia można z prawa Ohma obliczyć opór układu. Jednak byłby to sumaryczny opór - próbki plus opory elektrod doprowadzających. Dołączając elektrody wewnętrzne do R_2 i do nich woltomierz o teoretycznie nieskończenie dużym oporze wewnętrznym, mierzymy napięcie uwzględniające jedynie opór próbki R_2 znajdujący się pomiędzy elektrodami wewnętrznymi, ponieważ w

obwodzie złożonym z R_2 , R_x oraz R_y prąd nie płynie i spadki napięć na R_x oraz R_y są równe zero.



Rys. 6. Schemat zastępczy układu do pomiaru przewodnictwa elektrycznego metodą czterosondową. Opory R_1 , R_2 oraz R_3 reprezentują 3 obszary próbki, natomiast R_a , R_x , R_y oraz R_b opory doprowadzeń i kontaktów.

Przeprowadzenie pomiaru przewodnictwa elektrycznego

Celem przeprowadzenia pomiaru przewodnictwa elektrycznego półprzewodnika należy:

1. Sprawdzić prawidłowość połączeń przyrządów.
2. Włączyć piec i wszystkie przyrządy pomiarowe.
3. Ustawić regulator temperatury (zakres i krok temperatury poda prowadzący ćwiczenie).
4. Po osiągnięciu przez piec każdej kolejnej temperatury ustalić wartość prądu płynącego przez próbkę na około 5mA. Odczekać 1 min, a następnie odczytać wskazania woltomierza i amperomierza. Otrzymane wyniki zapisać w tabeli 1.

Tabela 1. Wyniki pomiarów przewodnictwa elektrycznego półprzewodnika w funkcji temperatury

Temperatura [°C]	Temperatura [K]	1/T [1/K]	Napięcie [V]	Natężenie [A]	σ [$\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$]	log σ

Obliczyć wartości przewodnictwa elektrycznego właściwego σ według wzoru:

$$\sigma = \frac{I}{U} \cdot \frac{h}{S}$$

gdzie:

h - wysokość próbki,

S - powierzchnia przekroju poprzecznego próbki

(dane te zostaną przekazane przez prowadzącego ćwiczenie)

Celem przeprowadzenia pomiaru przewodnictwa elektrycznego próbki metalicznej należy wykonać (po umieszczeniu próbki metalicznej w piecu) analogiczne czynności jak dla pomiaru półprzewodnika (pkt.1-4), z tą różnicą że w tabeli pomiarowej nie należy obliczać odwrotności temperatury (kol.2) a zamiast logarytmu z przewodnictwa ($\log \sigma$) obliczyć oporność właściwą $\rho = 1/\sigma$.

Tabela 2. Wyniki pomiarów przewodnictwa elektrycznego metalu w funkcji temperatury

Temperatura [°C]	Temperatura [K]	Napięcie [V]	Natężenie [A]	σ [$\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$]	$\rho = 1/\sigma$

Opracowanie wyników pomiarów

1. Na podstawie uzyskanych wyników dla półprzewodnika sporządzić wykres zależności $\log \sigma$ od $1/T$ oraz z nachylenia dopasowanej do uzyskanej zależności prostej obliczyć wyznaczyć wartość energii aktywacji ΔE .
2. Na podstawie uzyskanych wyników dla próbki metalicznej sporządzić wykres zależności ρ od T oraz z nachylenia dopasowanej do uzyskanej zależności prostej obliczyć wyznaczyć wartość współczynnika α .
3. Dla próbki półprzewodnikowej metalicznej oszacować maksymalny błąd pomiaru przewodnictwa elektrycznego metodą pochodnej logarytmicznej.
4. Przeprowadzić dyskusję otrzymanych wyników.

PYTANIA

1. Modele elektronowe ciała stałego: Drudego i Sommerfelda
2. Klasyfikacja krystalicznych ciał stałych z punktu widzenia modelu pasmowego
3. Prawo Ohma; opór i przewodność właściwa
4. Mechanizm przewodnictwa elektrycznego metali – źródło oporu elektrycznego
5. Zależność przewodnictwa elektrycznego metali od temperatury
6. Mechanizm przewodnictwa elektrycznego półprzewodników
7. Zależność przewodnictwa elektrycznego półprzewodników od temperatury
8. Jaki jest sens fizyczny energii aktywacji występującej we wzorze na zależność przewodnictwa elektrycznego półprzewodników od temperatury?

9. Metoda czerosondowa – powód stosowania oraz metoda pomiaru
10. Opisać sposób wykonania ćwiczenia

Literatura:

1. J. Dereń, J. Haber, R. Pampuch, Chemia ciała stałego skrypt uczelniany, Kraków, 1973,
2. R. A. Smith, Półprzewodniki, PWN Warszawa 1966, str. 24.
3. N.B. Hanay, Chemia ciała stałego, PWN Warszawa 1972, str. 57.
4. *Dowolny podręcznik fizyki ciała stałego*