

VI. POMIAR ZALEŻNOŚCI OPORNOŚCI METALI I PÓLPRZEWODNIKÓW OD TEMPERATURY

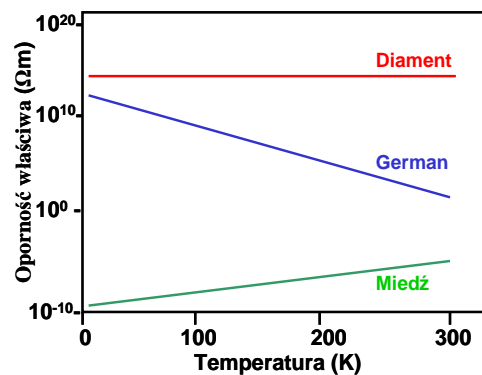
Cel ćwiczenia: pomiar zależności oporności elektrycznej (rezystancji) metalu i półprzewodnika od temperatury, wyznaczenie temperaturowego współczynnika oporności metalu i przerwy energetycznej półprzewodnika.

Zagadnienia: struktura pasmowa metalu i półprzewodnika, półprzewodnik samoistny, donorowy typu n i akceptorowy typu p, koncentracja swobodnych nośników ładunku w funkcji temperatury, rozpraszanie swobodnych nośników ładunku, zależność ruchliwości nośników od temperatury, zależność przewodności elektrycznej właściwej (konduktywności) od temperatury.

1. Wprowadzenie

Jednym z ogólnie przyjętych kryteriów podziału ciał stałych jest wartość ich oporności właściwej. Ciała stałe, dla których oporność właściwa jest mniejsza od $10^{-8} \Omega \text{ m}$ nazywa się metalami. Natomiast te, dla których oporność właściwa jest większa od $10^4 \Omega \text{ m}$ – izolatorami. Z kolei ciała stałe dla których oporność właściwa mieści się w zakresie środkowym, między wartościami przyjętymi dla metali i izolatorów, nazywa się półprzewodnikami. Do najważniejszych półprzewodników należą krzem (Si), german (Ge) i arsenek galu (GaAs). Stosowane są najczęściej w postaci monokrystalicznej, w formie litej lub cienko-warstwowej.

Zależność oporności ciał stałych od temperatury decyduje o ich aplikacji. I tak oporność izolatorów nie zmienia się, zaś oporność półprzewodników bardzo silnie maleje ze wzrostem temperatury. Dla metali oporność rośnie ze wzrostem temperatury. Ilustruje to rys.1, na którym przedstawiono zależność oporności właściwej od temperatury dla wybranego izolatora, półprzewodnika i metalu.

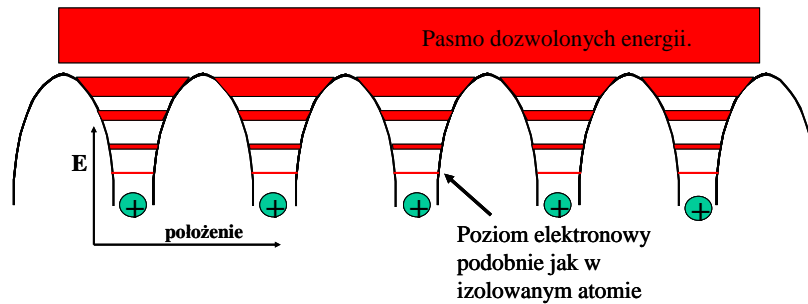


Rys.1. Zależność oporności właściwej od temperatury dla izolatora (diament), półprzewodnika (czysty german) i metalu (czysta miedź).

O zastosowaniu ciał stałych decyduje również oddziaływanie ze światłem, które jest podobne dla półprzewodników i izolatorów, różne od oddziaływania z metalem. Oświetlając półprzewodnik lub izolator światłem monochromatycznym o regulowanej

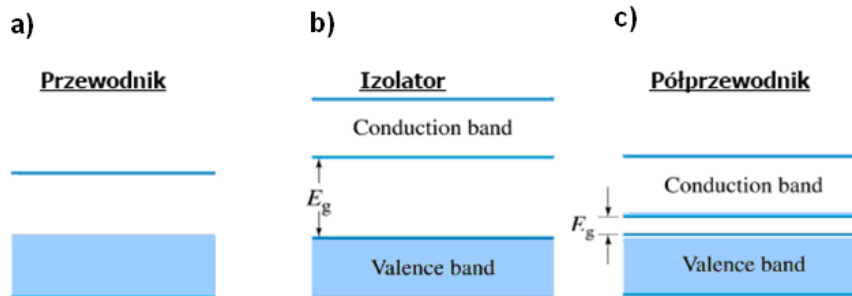
częstości, obserwujemy tzw. próg absorpcji. Jest to wartość energii fotonów, powyżej której występuje absorpcja światła w materiale. Dla metali nie obserwuje się progu absorpcji.

Opisane powyżej różnice we własnościach elektrycznych i optycznych różnych ciał stałych wyjaśnia teoria pasmowa ciał stałych. Według tej teorii zakłada się, że poziomy energetyczne elektronów walencyjnych, które w izolowanych atomach są dyskretne, w ciele stałym ze względu na zakaz Pauliego ulegają rozszczepieniu. Jedynie stany energetyczne elektronów bliskich rdzenia atomowego pozostają niezaburzone. Ilustruje to rys. 2, na którym przedstawiono energię potencjalną w funkcji odległości od rdzenia atomowego (jonu) dla kilku rdzeni atomowych ustawionych wzdłuż jednej linii.



Rys. 2. Energia potencjalna w funkcji odległości od rdzenia atomowego (jonu) dla łańcucha jednowymiarowego .

Na rys. 3 przedstawiono model pasmowy metalu, izolatora i półprzewodnika.



Rys.3. Model pasmowy metalu, izolatora i półprzewodnika: valence band – pasmo walencyjne, E_g – pasmo wzbronione, conduction band – pasmo przewodnictwa. Na niebiesko zaznaczono stany zapełnione elektronami.

Aby zrozumieć w ogólnych zarysach teorię pasmową, wyobraźmy sobie oddzielny atom. Jak wiadomo z podstaw mechaniki kwantowej, obowiązującej w świecie atomów, zbiór dozwolonych wartości energii, które może posiadać atom jest zbiorem dyskretnym. Utało się nawet powiedzenie, że atom posiada "drabinkę" dozwolonych poziomów energetycznych. Mówi się również, że to elektron w atomie ma skwantowane dozwolone poziomy energetyczne.

W ciele stałym mamy olbrzymią liczbę atomów znajdujących się bardzo blisko siebie. Jak wynika z mechaniki kwantowej, skutkiem bliskiej obecności innych atomów jest tzw. rozszczepianie się dozwolonych poziomów energetycznych w olbrzymią ilość

podpoziomów. Te podpoziomy grupują się w szereg pasm energetycznych, oddzielonych obszarami energii niedozwolonych dla elektronu. To, w jaki sposób następuje grupowanie się podpoziomów w pasma, zależy od rodzaju pierwiastka – budulca danego ciała stałego oraz od struktury krystalicznej ciała stałego (struktura krystaliczna ciała stałego określa w jaki sposób atomy w ciele stałym są ułożone). Te pasma energetyczne są wypełniane elektronami, zgodnie z zasadą Pauliego, podobnie jak w pojedynczym atomie. W metalach między ostatnim wypełnionym pasmem i najbliższym mu pustym – nie ma w ogóle zakresu niedozwolonych energii. Te pasma albo zachodzą na siebie albo ostatnie pasmo wypełnione jest elektronami tylko częściowo (rys.3a). W izolatorach i półprzewodnikach ostatnie pasmo wypełnione elektronami i najbliższe puste, są oddzielone dość szerokim zakresem energii wzbronionej E_g . Ilustrują to rys.3b i 3c, na których przedstawiono odpowiednio strukturę pasmową izolatora i półprzewodnika.

Z punktu widzenia teorii pasmowej, o własnościach elektrycznych ciała stałego decyduje stan wypełnienia elektronami pasma przewodnictwa. Puste, nieobsadzone poziomy energetyczne w obrębie jednego pasma oznaczają, że elektron może zmieniać swój stan energetyczny. Może zatem brać udział w transporcie prądu. Model pasmowy przedstawiony na rys.3a,b,c dotyczy sytuacji, kiedy temperatura ciała stałego jest równa 0K. Jak widzimy w tej temperaturze w metalu elektrony mają do dyspozycji stany puste w obrębie pasma przewodnictwa. Dlatego metale nawet w najniższych temperaturach mają niską oporność właściwą. Półprzewodniki i izolatory w niskich temperaturach mają puste pasmo przewodnictwa i dlatego mają wysoką oporność właściwą. Wartość oporności właściwej jest wyższa dla izolatorów niż dla półprzewodników. Wiąże się to z większą wartością energii wzbronionej E_g w izolatorach. Przyjęło się uważać, że jeśli wartość E_g jest większa od ok. 2eV, to mamy do czynienia z izolatorem. Dlaczego uważa się, że istnieje związek między wartością E_g a własnościami izolującymi materiału? Żeby elektron mógł uczestniczyć w transporcie prądu, musi dostać się do pasma przewodnictwa. Jeśli tylko temperatura jest różna od 0K, to zawsze istnieje skończone prawdopodobieństwo, że tak się stanie. To prawdopodobieństwo jest opisywane taką samą funkcją jak prawdopodobieństwo, że cząsteczka powietrza o masie m , znajdująca się przy powierzchni ziemi, znajdzie się na wysokości h nad nią. Ta funkcja to funkcja rozkładu Boltzmanna:

$$P \sim e^{\frac{-mgh}{kT}} \quad (1)$$

gdzie $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K jest stałą Boltzmanna, T – temperaturą a $g = 9.81$ m/s².

Dla cząsteczki powietrza na drodze do osiągnięcia wysokości h stoi energia potencjalna mgh . Analogicznie dla elektronu który ma się dostać do pasma przewodnictwa barierą potencjału jest w izolatorze czy półprzewodniku energia wzbroniona E_g . Dlatego prawdopodobieństwo przejścia pr elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa :

$$pr \sim e^{\frac{-E_g}{kT}} \quad (2)$$

W temperaturze bliskiej 0K to prawdopodobieństwo jest bliskie 0. Jednakże ze wzrostem temperatury pr rośnie eksponencjalnie i tak samo rośnie liczba elektronów przypadająca

na jednostkę objętości (czyli koncentracja elektronów) w paśmie przewodnictwa. W konsekwencji oporność właściwa maleje, zgodnie z tym, co się obserwuje w eksperymencie (porównaj rys.1).

Inaczej jest w metalach. Elektrony mają do dyspozycji puste pasmo w każdej temperaturze, czyli zawsze mogą zmieniać swój stan energetyczny. Jednakże wzrostowi temperatury w tych ciałach stałych towarzyszy spadek ruchliwości, który jest związany z rosnącą rolą mechanizmów rozpraszania (patrz podrozdział dotyczący zależności temperaturowej oporności dla metali). W wyniku tego zjawiska oporność metali rośnie ze wzrostem temperatury, tak jak to przedstawiono na rys.1 dla miedzi.

Teoria pasmowa również bardzo dobrze tłumaczy własności optyczne ciał stałych. Jak wynika z rys.3b i 3c, w wypadku półprzewodników i izolatorów, absorpcja jest możliwa tylko gdy energia fotonów jest większa od energii wzbronionej E_g , stąd wynika istnienie progu absorpcji w tych ciałach stałych. Natomiast dla metali, jak wynika z rys.3a, fotony o dowolnie małej energii mogą zostać zaabsorbowane. Dlatego nie obserwuje się progu absorpcji dla metali.

1.1a Półprzewodniki samoistne

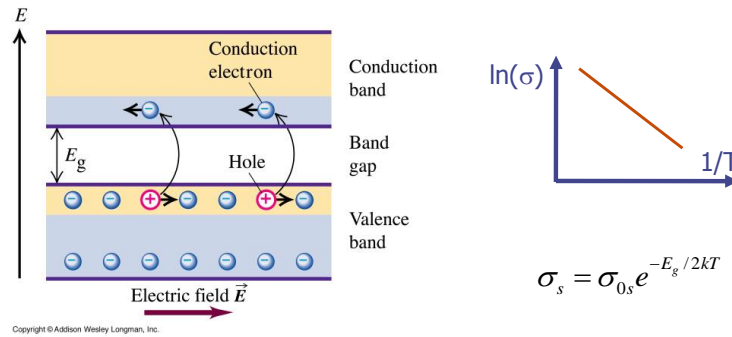
Model pasmowy półprzewodnika, tzw. samoistnego, czyli półprzewodnika o niezakłóconej domieszkami sieci krystalicznej, jest taki sam jak dielektryka z tym, że szerokość pasma wzbronionego, równa różnicy energii pomiędzy dnem pasma przewodnictwa i wierzchołkiem pasma walencyjnego, jest mała (rys. 3c). W większości półprzewodników przerwy energetyczne mieszczą się w granicach (0.1–2) eV. Dzięki małej przerwie energetycznej energia drgań cieplnych atomów sieci krystalicznej, proporcjonalna do temperatury ciała, może już w relatywnie niskich temperaturach być wystarczająca do przeniesienia części elektronów walencyjnych do pasma przewodnictwa.

Koncentracja swobodnych elektronów n , czyli liczba elektronów przewodnictwa, przypadająca na jednostkę objętości ciała, zależy wykładniczo od temperatury ciała T :

$$n = CT^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (3)$$

gdzie $k = 8.6 \times 10^{-5}$ eV/K – stała Boltzmanna, C – stała zależna od rodzaju półprzewodnika. Zależność koncentracji nośników od temperatury jest specyficzną właściwością półprzewodników, odróżniającą je od metali, w których koncentracja nośników (swobodnych elektronów) jest praktycznie niezależna od temperatury.

Przejsie elektronu walencyjnego w półprzewodniku do pasma przewodnictwa oznacza pojawienie się w paśmie walencyjnym wolnego, nieobsadzonego stanu zwanego dziurą (ang. *hole* na rys. 4).



Rys.4. Model pasmowy półprzewodnika samoistnego i zależność przewodności właściwej od odwrotności temperatury

W obecności przyłożonego do półprzewodnika pola elektrycznego dziura w paśmie walencyjnym zostaje zajęta przez elektron z niżej położonego poziomu energii, w wyniku czego dziura przesunie się w dół. Ruch dziur równoważny jest ruchowi ładunków dodatnich. W rezultacie w półprzewodniku obserwujemy zarówno elektronowy, jak i dziurowy mechanizm przewodnictwa elektrycznego. Dla półprzewodnika samoistnego koncentracja elektronów przewodnictwa n jest równa koncentracji dziur p :

$$n_i^2 = np \quad (4)$$

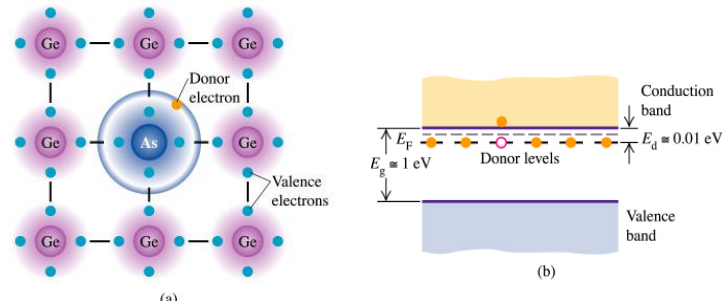
1.1 b Półprzewodniki domieszkowe

Opisane półprzewodniki o dokładnie periodycznej strukturze krystalicznej, są przypadkiem wyidealizowanym. W praktyce sieć krystaliczna półprzewodnika jest zawsze zdefektowana, na przykład domieszkami obcego pierwiastka, bardzo często celowo wprowadzanymi w trakcie produkcji elementów półprzewodnikowych.

W przypadku domieszek V grupy układu okresowego (np. As, N, P) w kryształach krzemu czy germanu należących do IV grupy (cztery elektrony walencyjne) piąty, nadmiarowy, elektron domieszki zajmuje zlokalizowany poziom energetyczny. Poziom ten, zwany poziomem donorowym znajduje się w przerwie energetycznej, tuż pod dnem pasma przewodnictwa. Model pasmowy dla półprzewodnika donorowego przedstawia rys.5. Poziom donorowy E_d został oznaczony linią przerywaną. Wystarczy nieduża energia E_d – (jest ona rzędu 0,01–0,001eV) do wzbudzenia elektronu z poziomu donorowego do pasma przewodnictwa i wygenerowania swobodnego nośnika ładunku.

Z poziomu donorowego dostarczane są elektrony do pasma przewodnictwa. Atomy domieszki ulegają wówczas jonizacji (stają się jonami dodatnimi). Koncentracja elektronów przeniesionych z poziomu donorowego do pasma przewodnictwa zależy od temperatury zgodnie z równaniem analogicznym do równania (1):

$$n = CT^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right) \quad (5)$$

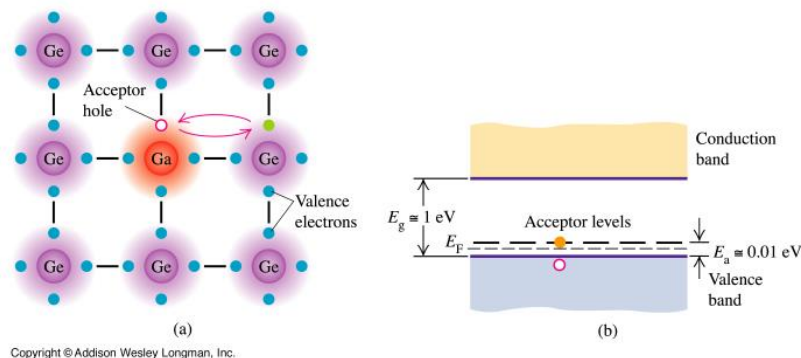


Rys 5. Model pasmowy dla półprzewodnika donorowego .

Opisany typ półprzewodnika niesamoistnego nazywamy półprzewodnikiem typu n, bo przewodnictwo zachodzi przede wszystkim za pośrednictwem ujemnych (negatywnych) elektronów. Ładunek dodatni, powstający w wyniku jonizacji atomu domieszki, jest z nim związany i nie może brać udziału w przewodnictwie.

W półprzewodniku typu n jest możliwe też pewne przewodnictwo dziurowe w paśmie podstawowym, w wyniku przejść pewnej liczby elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, jak to jest w półprzewodniku samoistnym. Ponieważ jednak energia aktywacji elektronów domieszek jest dużo mniejsza od szerokości pasma wzbronionego, więc koncentracja dziur, jak wynika ze wzorów (3) i (5), będzie w niezbyt wysokich temperaturach dużo mniejsza od koncentracji elektronów. Z tego powodu w półprzewodniku typu n dziury nazywamy nośnikami mniejszościowymi, a elektrony – nośnikami większościowymi.

Domieszki atomów III grupy (np. Al, Ga, In) w sieci atomów czterowartościowego krzemu czy germanu nazywamy akceptorami. Ponieważ atomy domieszek akceptorowych mają dodatni ładunek elektryczny o jeden mniejszy od reszty atomów macierzystego kryształu (Si, Ge), w pobliżu domieszek pojawiają się zlokalizowane stany nieobsadzone przez elektrony (w $T=0$ K). Energia stanów akceptorowych E_a znajduje się w obrębie przerwy wzbronionej, tuż nad wierzchołkiem pasma walencyjnego. Model pasmowy półprzewodnika z domieszkami akceptorowymi przedstawia rys. 6, na którym linią przerywaną zaznaczono poziom akceptorowy.



Rys.6. Model pasmowy dla półprzewodnika akceptorowego.

Atom domieszki może przejąć (wychwycić) jeden elektron walencyjny atomu krzemu czy germanu. Na schemacie energetycznym (rys. 6) oznacza to, że wystarczy nieduża energia

$E_a \ll E_g$ (rzędu 0,01–0,001 eV), aby przenieść elektron walencyjny atomu Si czy Ge z pasma walencyjnego na poziom akceptorowy. W wyniku takiego przejścia w paśmie podstawowym powstaje nieobsadzony poziom energetyczny, dzięki któremu w obecności zewnętrznego pola elektrycznego możliwy będzie prąd w formie przesuwania się nieskompensowanych ładunków dodatnich ładunków sieci macierzystej, czyli dziur. Jednocześnie atomy domieszek przekształcają się w zlokalizowane jony ujemne, które nie mogą brać udziału w przewodnictwie. W opisanym półprzewodniku z domieszkami akceptorowymi prąd elektryczny polega więc na uporządkowanym ruchu dodatnich dziur w paśmie walencyjnym i dlatego półprzewodnik taki nazywa się półprzewodnikiem typu p. Koncentracja dziur w półprzewodniku typu p zależy silnie (wykładniczo) od temperatury:

$$p = CT^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_a}{2kT}\right) \quad (6)$$

W półprzewodniku typu p istnieje również przewodnictwo elektronowe w paśmie przewodnictwa, ale ze względu na to, że elektrony są w tym przypadku nośnikami mniejszościowymi, jest ono niewielkie.

1.1 c Zależność oporności półprzewodnika od temperatury

W dowolnym typie półprzewodnika w wyniku działania siły przyłożonego pola elektrycznego, zwiększającej prędkość nośników prądu oraz hamującego działania zjawiska rozpraszania nośników na drganiach cieplnych sieci i zjonizowanych atomach domieszek, ustala się pewna średnia wartość prędkości nośników w kierunku pola (prędkość unoszenia). Gęstość prądu w półprzewodnikach, jak wynika z definicji tej wielkości, wynosi w ogólnym przypadku:

$$j = e(nv_n + pv_p) \quad (7)$$

przy czym: j – gęstość prądu, e – ładunek elektronu (ładunek elementarny), v_n i v_p – prędkości unoszenia odpowiednio elektronów i dziur. Wyrażając v_n i v_p poprzez ruchliwości μ_n i μ_p (ruchliwość jest to stosunek prędkości nośnika ładunku do wartości natężenia pola elektrycznego wywołującego ten ruch) otrzymuje się:

$$j = e(n\mu_n + p\mu_p)E \quad (8)$$

gdzie E – natężenie pola elektrycznego przyłożonego do półprzewodnika. Z drugiej strony zgodnie z prawem Ohma:

$$j = \sigma E \quad (9)$$

gdzie σ – przewodność właściwa. Porównując wzory (8) i (9) otrzymuje się:

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (10)$$

Ze wzrostem temperatury w półprzewodnikach samoistnych przejściu elektronu do pasma przewodnictwa towarzyszy pojawienie się stanu pustego, tzw. dziury, w paśmie walencyjnym. Zgodnie ze statystyką Boltzmana prawdopodobieństwo takiego przejścia opisuje wzór:

$$p_1 = c \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) \quad (11)$$

gdzie c - stała. Z drugiej strony, elektron może przejść do pasma walencyjnego wypełniając pusty stan. Prawdopodobieństwo zajścia takiego procesu jest iloczynem koncentracji elektronów (n) i dziur (p). W stanie równowagi termodynamicznej obydwie procesy muszą się równoważyć, otrzymujemy więc równość:

$$np = c \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (12)$$

Ponieważ w półprzewodniku samoistnym koncentracja elektronów jest równa koncentracji dziur, $n = p$, to ostatecznie otrzymujemy:

$$n_i^2 = c \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right) \quad \text{i} \quad n = c_1 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (13)$$

Ruchliwość w półprzewodnikach zmienia się nieznacznie ze zmianą temperatury w porównaniu z wykładniczą zależnością temperaturową koncentracji nośników. Dlatego przewodność w funkcji temperatury można opisać następującą zależnością:

$$\sigma(T) = c_2 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (14)$$

Logarytmując powyższe równanie obustronnie otrzymujemy:

$$\ln \sigma(T) = \ln c_2 - \frac{E_g}{2kT} \quad (15)$$

Jak wynika z równania (15), wykres $\ln \sigma(T) = f\left(\frac{1}{T}\right)$ jest linią prostą o współczynniku kierunkowym równym $-E_g/2k$ (patrz rys. 4b i rys.7). Ponieważ opór jest odwrotnie proporcjonalny do przewodności właściwej, to zależność oporu od temperatury dla półprzewodnika samoistnego wyraża się zależnością:

$$R(T) = C_3 \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (16)$$

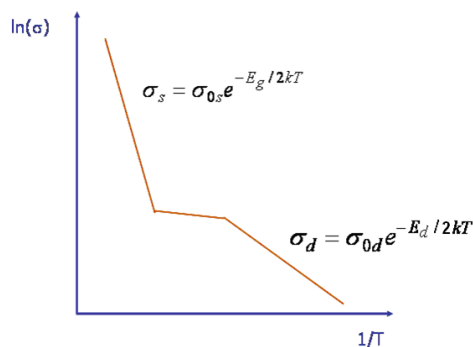
$$\ln R(T) = \ln C_3 + \frac{E_g}{2kT} \quad (17)$$

Zatem wykres $\ln R(T) = f\left(\frac{1}{T}\right)$ jest linią prostą o współczynniku kierunkowym równym $E_g/2k$. Mierząc opór półprzewodnika samoistnego w różnych temperaturach możemy wyznaczyć wartość przerwy wzbronionej E_g półprzewodnika.

Zależnie od zakresu temperatur w półprzewodnikach przeważa bądź przewodnictwo domieszkowe, bądź przewodnictwo samoistne. W niskich temperaturach energia ruchu cieplnego (rzędu kT) jest za mała dla efektywnego wzbudzenia elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa i już przy nieznacznej koncentracji domieszek, z powodu nierówności $E_d \ll E_g$ i $E_a \ll E_g$, nośniki domieszkowe dominują. Dlatego w zakresie niskich temperatur koncentracja swobodnych nośników (elektronów albo dziur, w zależności od typu półprzewodnika), opisywana jest wyrażeniem (5) albo (6). Zatem w zakresie niskich temperatur logarytm koncentracji domieszkowych i w konsekwencji logarytm przewodności właściwej w funkcji $1/T$ przedstawia linię prostą. Współczynnik kierunkowy tej prostej dla półprzewodnika typu n wynosi $\frac{E_d}{2k}$

a dla półprzewodnika typu p wynosi $\frac{E_a}{2k}$.

Na rys.7 przedstawiono zależność $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ dla półprzewodnika domieszkowanego. W zakresie niskich temperatur, tam gdzie dominuje przewodnictwo domieszkowe, zależność ta jest liniowa ze współczynnikiem kierunkowym równym $-\frac{E_d}{2k}$ (lub $-\frac{E_a}{2k}$). W obszarze nasycenia, w którym koncentracja nośników jest stała, charakter tej zależności różni się od wykresu na rys.4. W wyższych temperaturach wzrasta rozpraszanie na drganiach sieci, wskutek czego następuje spadek ruchliwości. Dopiero w odpowiednio wysokiej temperaturze, takiej, że może nastąpić przejście elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa obserwuje się obszar przewodnictwa samoistnego ze współczynnikiem kierunkowym $-\frac{E_g}{2k}$.



Rys.7. Zależność przewodności właściwej od odwrotności temperatury dla półprzewodnika typu n

1.1 d Metale

W metalach, gdzie swobodnymi nośnikami ładunku są elektrony niezapełnionego pasma przewodnictwa, przewodność właściwa wyraża się wzorem:

$$\sigma = en\mu_n \quad (18)$$

Koncentracja swobodnych nośników n w metalach w odróżnieniu od półprzewodników nie zależy od temperatury i jest rzędu koncentracji atomów. Jest ona o kilka rzędów większa niż w półprzewodnikach, dlatego znacznie większa jest przewodność metali. Ruchliwość swobodnych nośników ładunku ustala się w warunkach równowagi, gdy średni przyrost prędkości unoszenia, wywołany działaniem siły pola elektrycznego, jest równoważony ubytkiem tej prędkości. Ubytek prędkości unoszenia wywołany jest procesami rozpraszającymi. Przyczyną rozpraszania fali elektronowej (fali de Broglie'a elektronu) są wszelkie odstępstwa od periodyczności energii potencjalnej elektronu w kryształach.

W metalach można wyróżnić dwa podstawowe mechanizmy rozpraszania. W zakresie wysokich temperatur decydujące jest rozpraszanie swobodnych nośników, związane z drganiami cieplnymi atomów, rozmieszczonych w węzłach periodycznej sieci krystalograficznej. Drgania powodują odstępstwa od periodyczności potencjału w postaci lokalnych fluktuacji gęstości, na których rozprasza się fala reprezentująca ukierunkowaną w polu elektrycznym wiązkę elektronów. Ponieważ energia drgań sieci jest skwantowana i kwant energii takich drgań o częstotliwości ν wynosi $h\nu$ i nazywa się fononem, można powiedzieć, że rozpraszanie swobodnych elektronów, spowodowane drganiami sieci, polega na zderzeniach elektronów z fononami. Ze wzrostem temperatury zwiększa się amplituda drgań sieci i przekrój czynny na rozpraszanie (prawdopodobieństwo rozpraszania). Ze wzrostem temperatury maleje zatem ruchliwość i przewodność metali; zwiększa się więc ich oporność. W zakresie wysokich temperatur, w mało zanieczyszczonych metalach jednoskładnikowych, z dobrym przybliżeniem słuszna jest liniowa zależność między przyrostem oporności metali a przyrostem temperatury. W tym zakresie temperatur zależność rezystancji metali opisuje się często wzorem:

$$R = R_0 \cdot (1 + \alpha \cdot t) \quad (19)$$

w którym: R_0 – oporność w temperaturze 0°C , R – oporność w temperaturze t , natomiast α jest temperaturowym współczynnikiem rezystancji w zakresie od 0°C do $t^\circ\text{C}$.

Drugim mechanizmem rozpraszania swobodnych nośników w metalach jest rozpraszanie na wszelkich defektach sieciowych (zaburzenia strukturalne sieci). W czystych metalach jednoskładnikowych ten typ rozpraszania ma dominujące znaczenie w bardzo niskich temperaturach. Wówczas składowa oporności, spowodowana defektami sieciowymi, jest niezależna od temperatury i mała w porównaniu ze składową oporności, spowodowaną drganiami sieci w temperaturze pokojowej. Oporność określa się często mianem oporności resztkowej. Obydwa przyczynki oporności są addytywne (reguła Matthiessena).

Przedstawione tu uwagi o rozpraszaniu swobodnych nośników w metalach są słuszne również dla półprzewodników z tym, że w półprzewodnikach głównymi defektami strukturalnymi, które decydują o rozpraszaniu w niskich temperaturach, są zjonizowane atomy domieszek.