

Temat 24. Ruchliwość nośników i przewodnictwo elektryczne półprzewodników

Definicja 24.1.

Ruchliwością nośników prądu nazywamy stosunek średniej prędkości dryftu v_d w polu elektrycznym do natężenia E pola

$$\mu = \frac{v_d}{E} . \quad (24.1)$$

- W metalach wystarczy rozpatrywać tylko elektrony na krawędzi energii Fermiego.
- W półprzewodnikach ruchliwości elektronów i dziur μ_n i μ_p są wartościami uśrednionymi po obsadzonych stanach elektronowych odpowiednio w dolnej części pasma przewodnictwa i w górnej części pasma walencyjnego. Masa efektywna dziur jest z reguły większa niż masa efektywna elektronów w półprzewodniku i dlatego ruchliwość dziur jest mniejsza (tabela 24.1). Ruchliwość elektronów w półprzewodnikach jest znacznie większa niż w metalach, np. w germanie jest ok. 100 razy większa niż w miedzi.

Tabela 24.1. Ruchliwości elektronów μ_n i dziur μ_p [$\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$] w wybranych półprzewodnikach [3].

Półprzewodnik	Si	Ge	InSb	InAs	PbS
μ_p	0,060	0,190	0,075	0,046	0,060
μ_n	0,150	0,390	7,700	3,300	0,055

Ruchliwość nośników w półprzewodnikach zależy silnie od temperatury:

- W niskich temperaturach istotne jest rozpraszanie nośników na zjonizowanych domieszkach. Wraz ze wzrostem temperatury zwiększa się prędkość nośników i maleje czas oddziaływania centrum rozpraszającego na każdy nośnik prądu. Temperaturowa zależność ruchliwości uwarunkowana rozpraszaniem na jonach jest funkcją potęgową

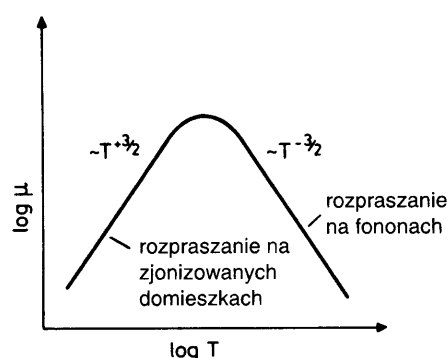
$$\mu_{\text{dom}} \sim T^{3/2} . \quad (24.2)$$

- W wysokich temperaturach o ruchliwości nośników prądu decyduje rozpraszanie na fononach. Wraz ze wzrostem temperatury rośnie liczba fononów, wskutek czego maleje ruchliwość

$$\mu_{\text{fon}} \sim T^{-3/2} . \quad (24.3)$$

- Ponadto w bardzo niskich temperaturach istotne staje się rozpraszanie nośników na deformacjach neutralnych elektrycznie (niezjonizowane domieszki, defekty punktowe, dyslokacje). Rozpraszanie tego typu jest niezależne od temperatury.

W pośrednim obszarze temperatur pojawia się maksimum ruchliwości (rys. 24.1). Położenie maksimum przesuwają się w kierunku wyższych temperatur wraz ze wzrostem koncentracji domieszek.



Rys. 24.1. Schematyczna zależność ruchliwości μ od temperatury T dla półprzewodnika [4].

Przewodność elektryczną właściwą σ [$\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$] jednorodnego półprzewodnika, w którym prąd jest przenoszony zarówno przez elektrony, jak i dziury można zapisać w postaci:

$$\sigma = e (n\mu_n + p\mu_p), \quad (24.4)$$

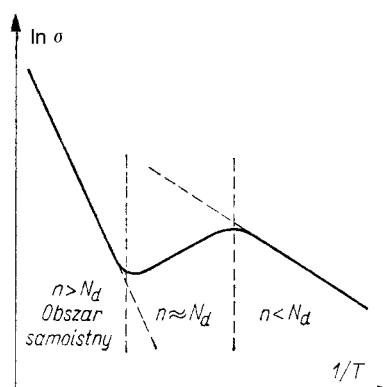
gdzie μ_n i μ_p oznaczają odpowiednio ruchliwości elektronów i dziur, n i p – koncentracje elektronów i dziur. Przewodność σ nie ma charakteru tensorowego. Gęstość prądu \mathbf{j} płynącego pod wpływem pola elektrycznego \mathbf{E} wynosi

$$\mathbf{j} = e (n\mu_n + p\mu_p) \mathbf{E}. \quad (24.5)$$

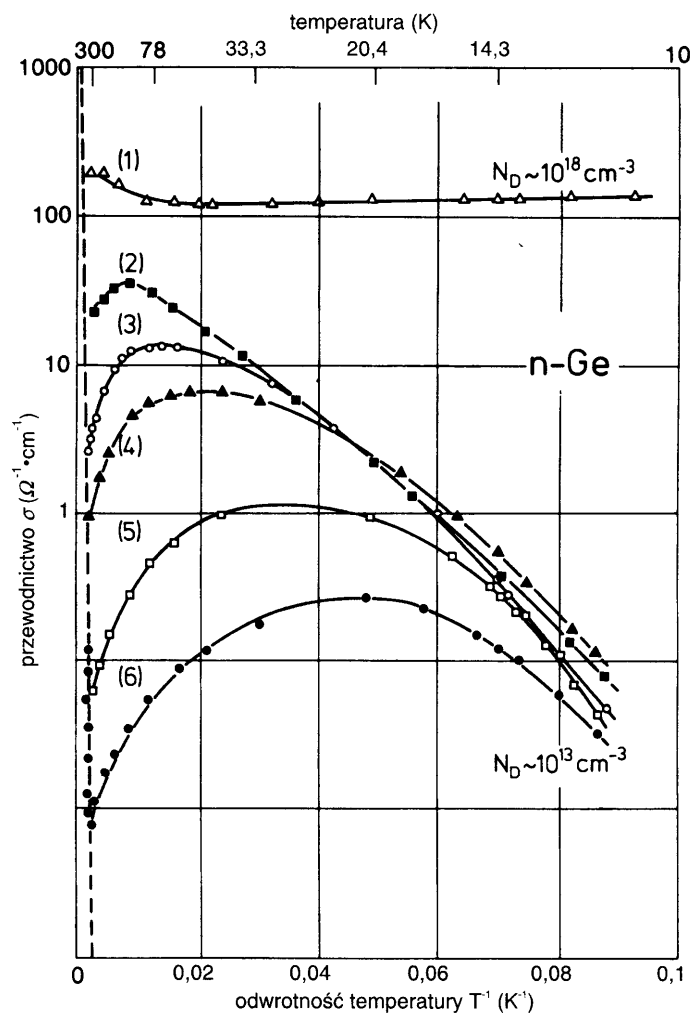
Temperaturową zależność $\sigma(T)$ w półprzewodniku typu n można więc określić na podstawie omówionych wcześniej zależności koncentracji $n(T)$ (temat 23) i ruchliwości $\mu_n(T)$. Dla większości półprzewodników można wyróżnić trzy charakterystyczne obszary temperatur:

- 1). W bardzo niskich temperaturach zależność $\sigma(T)$ jest zdeterminowana przez zależność koncentracji elektronów w paśmie przewodnictwa pochodzących z jonizacji domieszek donorowych $n(T) \sim \exp(-\mathcal{E}_d/2k_B T)$, natomiast zmiana ruchliwości $\mu_n(T)$ jest mniej istotna.
- 2). W pośrednim obszarze temperatur niemal wszystkie domieszki są już zjonizowane, natomiast wzbudzenia elektronów z pasma walencyjnego można zaniedbać, zatem $n \approx \text{const}$. Przewodnictwo σ maleje jednak ze wzrostem temperatury z powodu obniżania się ruchliwości elektronów μ_n na skutek rozpraszania na fononach.
- 3). Przy dalszym wzroście temperatury półprzewodnik zaczyna zachowywać się jak półprzewodnik samoistny. Najważniejszym mechanizmem decydującym o zależności $\sigma(T)$ staje się wówczas wzrost koncentracji elektronów wzbudzanych z wierzchołka pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa $n(T) \sim \exp(-\mathcal{E}_g/2k_B T)$.

Teoretyczną zależność logarytmu przewodności $\log(\sigma)$ od odwrotności temperatury $1/T$ przedstawiono schematycznie na rys. 24.2, natomiast zależność doświadczalna otrzymana dla germanu przy różnych koncentracjach domieszek donorowych jest pokazana na rys. 24.3.



Rys. 24.2. Schematyczna zależność $\ln(\sigma)$ od $1/T$ dla półprzewodnika typu n .



Rys. 24.3. Wyznaczona doświadczalnie zależność przewodnictwa σ germanu typu n od odwrotności temperatury. Koncentracje domieszek donorowych N_D dla próbek od (1) do (6) zmieniają się od 10^{18} do 10^{13} cm^{-3} [4].