

11. Właściwości elektryczne

Niezwykle istotnym aspektem funkcjonalnym materiałów, są ich właściwości elektryczne. Mogą być one niezwykle różnorodne, predysponując materiały do niezwykle szerokiej gamy zastosowań. Najbardziej elementarny podział materiałów ze względu na zdolność przewodzenia to podział na przewodniki i izolatory (znane także jako dielektryki). Zanim jednak przejdziemy do ich właściwości, zdefiniujemy podstawowe pojęcia związane z przepływem ładunku elektrycznego przez materiał.

11.1. Oporność i przewodnictwo

Podstawowym prawem opisującym przepływ prądu przez materiał jest prawo Ohma, o makroskopowej postaci:

$$R = \frac{V}{I} \quad (1.1)$$

gdzie: R - opór, V - napięcie, I - prąd. Wielkością charakteryzującą opór materiału jest oporność właściwa:

$$\rho_e = \frac{A}{L} R \quad (1.2)$$

gdzie: A - powierzchnia przekroju materiału, L - długość elementu. Zdolność materiału do przewodzenia możemy opisać wykorzystując przewodnictwo elektryczne, będące odwrotnością oporności:

$$\sigma_e = \frac{1}{\rho_e} \quad (1.3)$$

Przewodnictwo elektryczne możemy bezpośrednio powiązać z ruchem nośników prądu w materiale, poprzez zależność:

$$\sigma_e = n_e \mu_e e \quad (1.4)$$

gdzie: n_e - gęstość elektronów (liczba elektronów przewodzących na jednostkę objętości), μ_e - ruchliwość elektronów, e - ładunek elementarny.

Warto tu wspomnieć, że w przypadku metali, przewodnictwo cieplne λ oraz elektryczne mogą zostać ze sobą bezpośrednio powiązane, jako że oba te zjawiska bazują na obecności wolnych elektronów. Zależność tą można wyrazić za pomocą prawa Wiedemanna-Franza:

$$\frac{\lambda}{\sigma_e} = LT \quad (1.5)$$

gdzie: L - stała Lorentza $2.44 \cdot 10^{-8} W \Omega K^{-2}$.

11.2. Właściwości dielektryczne

Każdy ładunek elektryczny wytwarza wokół siebie pole elektryczne E . Szczególnym przypadkiem wykorzystania tego efektu jest kondensator, zbudowany z dwóch przeciwnie

naładowanych płytek, oddalonych na odległość t . Pole elektryczne wytwarzane przez ten układ pod wpływem potencjału V wynosi:

$$E = \frac{V}{t} \quad (1.6)$$

Aby zwiększyć zdolność kondensatora do gromadzenia ładunku, możemy pomiędzy te dwie okładki wstawić dielektryk. Magazynowany ładunek możemy określić jako:

$$Q = CV \quad (1.7)$$

gdzie C - pojemność kondensatora. Parametr ten definiujemy jako:

$$C = \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{A}{t} \quad (1.8)$$

gdzie: ε_0 - przenikalność dielektryczna próżni, ε_r - przenikalność względna dielektryka, A - powierzchnia okładki.

Zgromadzenie ładunku jest oczywiście równoznaczne ze zgromadzeniem pewnej energii. Wyrażamy ją wzorem:

$$\frac{1}{2} QV = \frac{1}{2} CV^2 \quad (1.9)$$

Z kondensatorem związane jest jeszcze jedno istotne pojęcie - przebicie. Jego nastąpienie oznacza, że energia pola elektrycznego dostarczona do dielektryka była na tyle duża, aby wyrwać elektron z atomu. Zostaje on następnie przyspieszony przez pole i ulega kolejnym zderzeniom z dalszymi atomami, wyrrywając kolejne elektrony. Proces ten prowadzi do trwałego zniszczenia materiału.

W przypadku gdy napięcie podłączone do kondensatora ma charakter oscylacyjny, będzie ono prowadziło do zmian w rozkładzie ładunków wewnątrz dielektryka. Proces ten wiąże się z dyssypacją energii, o której świadczy przesunięcie fazowe pomiędzy napięciem a prądem w układzie, wynoszące δ . Tangens tego przesunięcia, nazywamy współczynnikiem strat dielektrycznych $\tan \delta$ (alternatywnie D). Dodatkowym parametrem jest tutaj tzw. *power factor* P_i , wynoszący $\sin \delta$. Dla małych wartości δ możemy zapisać:

$$P_i \approx D \approx \tan \delta \approx \sin \delta \quad (1.10)$$

Możemy również zdefiniować współczynnik L :

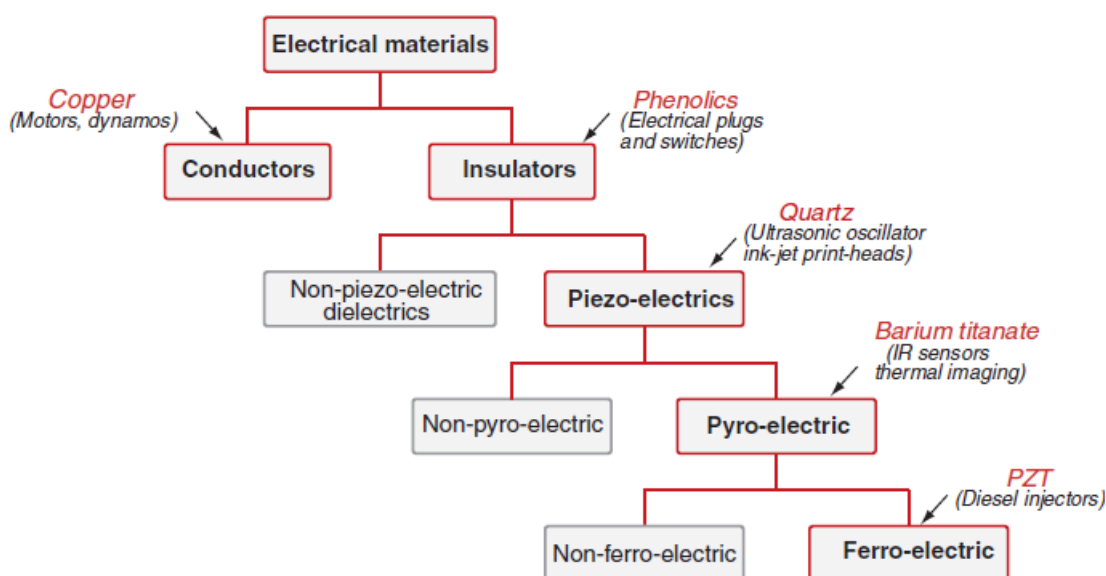
$$L = \varepsilon_r \tan \delta \quad (1.11)$$

Moc dyssypowana przez kondensator będący w oscylującym polu elektrycznym o amplitudzie E oraz częstotliwości f dana jest równaniem:

$$P \approx fE^2 \varepsilon_0 \varepsilon_r \tan \delta \quad (1.12)$$

11.3. Typy materiałów elektrycznych

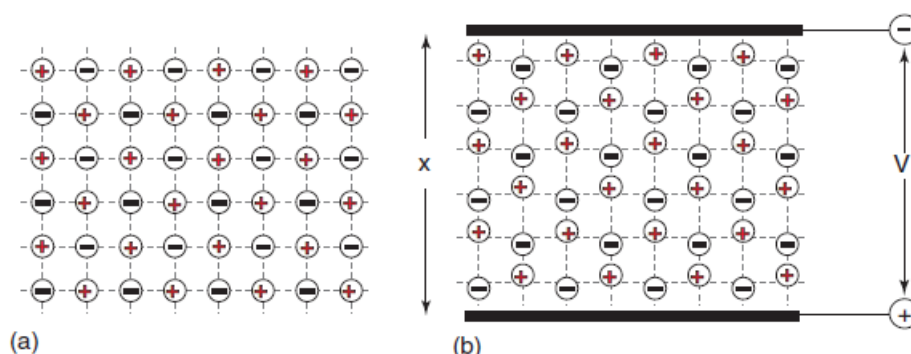
Jak powiedzieliśmy wcześniej, podstawowy podział materiałów elektrycznych to podział na przewodniki i izolatory. Ta druga grupa jednak, może zostać podzielona na szereg dalszych podgrup, co przedstawione zostało na poniższym schemacie:



Rys. 11.1. Podział materiałów ze względu na właściwości elektryczne.

Szczególnym przypadkiem przewodnika jest **nadprzewodnik**. Nadprzewodnictwem nazywamy stan materiału, w którym jego rezystancja wynosi zero. Chyba najbardziej istotnym parametrem jest w przypadku tych materiałów temperatura przejścia w stan nadprzewodnictwa. Teoria nadprzewodników zdecydowanie wykracza poza ramy naszego przedmiotu, więc nie będziemy się w nią zagłębiać.

Wszystkie izolatory są **dielektrykami**. W zerowym polu elektrycznym, ich elektrony i protony rozmieszczone są symetrycznie, co oznacza, że materiał nie posiada wypadkowego momentu dipolowego. W przypadku gdy pojawia się zewnętrzne pole, na naładowane cząstki zaczyna działać siła, która prowadzi do przemieszczenia się ładunku. Najprostszym przykładem może być tu kryształ jonowy:



Rys. 11.2. Rozmieszczenie ładunków w kryształ jonowym a) przy braku pola b) przy obecności zewnętrznego pola elektrycznego.

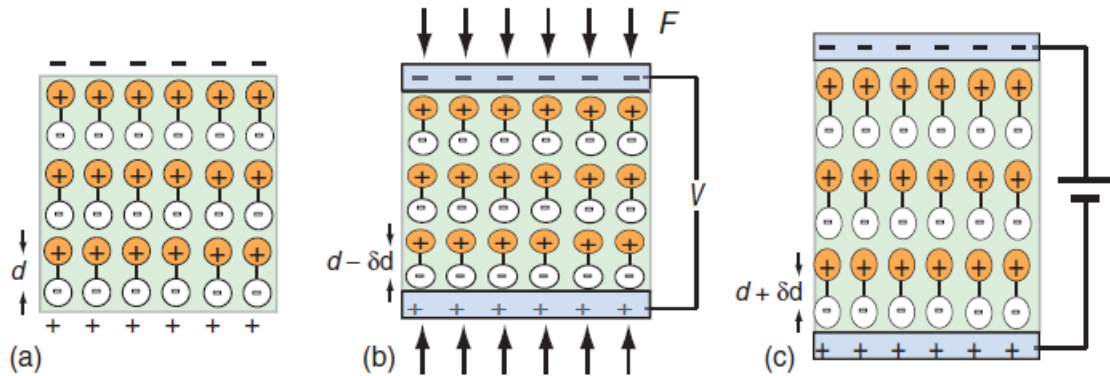
Rozseparowanie ładunków na odległość Δx prowadzi do powstania momentu dipolowego d :

$$d = q\Delta x \quad (1.13)$$

Całkowita polaryzacja materiału P wynosi wtedy:

$$P = \frac{\sum d}{\text{objętość}} \quad (1.14)$$

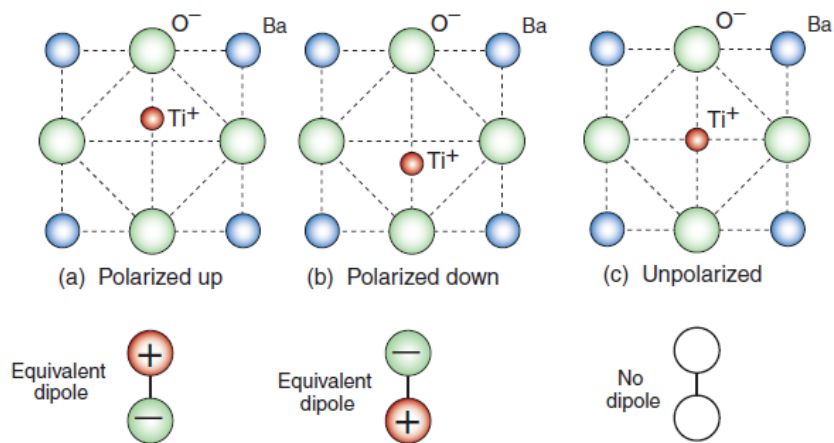
Piezoelektrykami nazywamy dielektryki, w których pod wpływem naprężeń mechanicznych, generuje się powierzchniowy ładunek elektryczny. Materiały tego typu przejawiają także tzw. odwrotny efekt piezoelektryczny - pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego, wymiary kryształu ulegają zmianie.



Rys. 11.3. a) Schemat struktury piezoelektryka. Widoczny asymetryczny rozkład ładunku, nadający naturalny moment dipolowy. b) Generowanie się pola elektrycznego pod wpływem przyłożonej siły c) Zmiana wymiarów kryształu pod wpływem zewnętrznego pola.

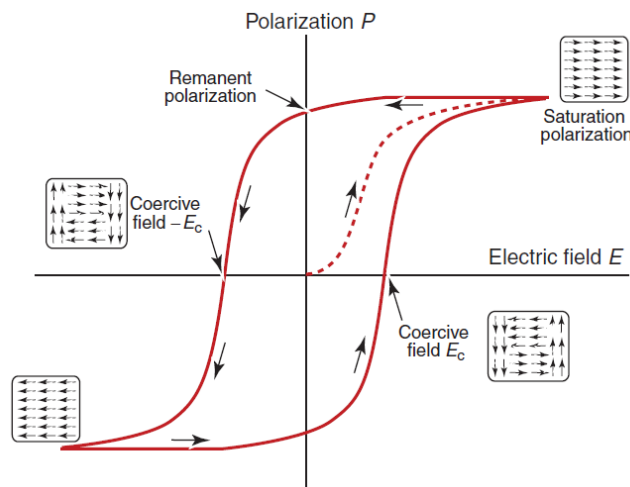
Piroelektrykami nazywamy dielektryki, które posiadają zdolność generowania siły elektromotorycznej pod wpływem zmian temperatury. Należy tu podkreślić, że w przeciwieństwie do termoelektryków, nie wymagają one gradientu temperatury. Ich struktura cechuje się komórką elementarną bez środka symetrii (są więc piezoelektrykami), ale posiadają biegunowe osie symetrii. Posiadają one spontaniczną polaryzację P_s , która ulega zmianie jeśli kryształ ulegnie podgrzaniu - kryształ wtedy rozszerza się, co prowadzi do zmiany momentu dipolowego oraz polaryzacji, co z kolei powoduje redystrybucję ładunków a co za tym idzie przepływ prądu.

Ferroelektryki to dielektryki, będące szczególnym przypadkiem piezoelektryków (i piroelektryków). Ponownie, posiadają one asymetryczną strukturę (mają permanentny moment dipolowy), która to jednak asymetria może ulegać zmianie. Przykładem takiego materiału może być BaTiO_3 , przedstawiony schematycznie poniżej:



Rys. 11.4. a) i b) ekwiwalentne asymetryczne pozycje jonu tytanu c) zanik asymetrii powyżej temperatury Curie

Jak można zauważyć, poniżej tak zwanej temperatury Curie T_C , jon tytanu jest przesunięty względem środka komórki. Powyżej tej granicy, asymetria zanika, a wraz z nią moment dipolowy. Przy braku zewnętrznego pola elektrycznego ferroelektryki dzielą się na domeny, w których dipole zorientowane są w jednym kierunku. W obecności pola, domeny zaczynają się rozrastać, aż do momentu gdy cały kryształ jest jednakowo spolaryzowany - jest to tak zwany stan nasycenia, któremu odpowiada polaryzacja nasycenia P_{max} . Jeśli zdejmujemy teraz pole elektryczne, próbka nadal będzie cechowała się pewną polaryzacją resztkową. Aby ją zniwelować, konieczne jest przyłożenie pola koercji E_C .



Rys. 11.5. Pętla histerezy ferroelektrycznej.