

BADANIA FERROELEKTRYKÓW

1. Wprowadzenie

Przez pojęcie dielektryka rozumiemy materiały, w których pod wpływem pola elektrycznego indukowany jest moment elektryczny.

Rozpatrzmy kondensator próżniowy zbudowany z dwóch płaskich elektrod metalowych podłączony do źródła napięcia stałego U (rys.1.). Pojemność kondensatora C_0 jest definiowana równaniem

$$C_0 = \frac{Q_0}{U}, \quad (1)$$

gdzie Q_0 oznacza ładunek elektryczny zgromadzony na okładkach kondensatora.

Związek pojemności elektrycznej z wymiarami geometrycznymi kondensatora płaskiego opisany jest w przybliżeniu równaniem:

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 S}{d} \quad (2)$$

gdzie: S – powierzchnia elektrod,

d – odległość między okładkami kondensatora,

ϵ_0 – przenikalność elektryczna próżni ($\epsilon_0 = 8.854187817 \cdot 10^{-12}$ F/m).

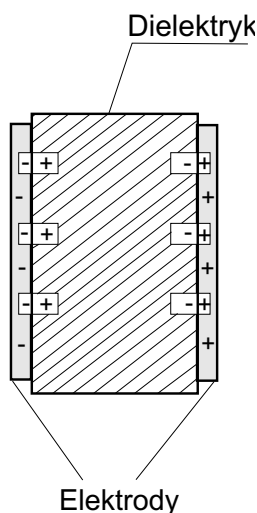
Natężenie pola elektrycznego wewnątrz kondensatora

$$E = \frac{U}{d} \quad (3)$$

Jeżeli kondensator jest wypełniony dielektrykiem, to pojemność kondensatora wzrasta do

$$C = \epsilon_r C_0 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{d}, \quad (4)$$

gdzie ϵ_r względna przenikalność elektryczna dielektryka.



Część ładunku doprowadzonego do kondensatora jest kompensowana przez ładunki gromadzące się w elektrodach (rys. 2), ładunki te nazywamy ładunkami związanymi. Gęstość powierzchniowa ładunków swobodnych pozostaje bez zmian, dlatego po wprowadzeniu dielektryka do kondensatora podłączonego do źródła napięcia natężenie pola elektrycznego nie ulega zmianie.

Indukcja elektryczna dla dielektryków liniowych definiowana jest równaniem

$$D = \epsilon E, \quad (5)$$

gdzie $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ nazywamy przenikalnością elektryczną ośrodka.

Natężenie pola elektrycznego wewnątrz kondensatora związane jest z gęstością powierzchniową ładunków swobodnych, natomiast indukcja elektryczna jest równa całkowitej gęstości powierzchniowej ładunku elektrycznego.

Indukcję elektryczną wewnątrz dielektryka możemy przedstawić jako

$$D = D_0 + P, \quad (6)$$

gdzie: P oznacza polaryzację ośrodka, $D_0 = \epsilon_0 E$. **Polaryzacja ośrodka P jest równa gęstości powierzchniowej ładunków związanych.**

Dla większości dielektryków w niezbyt silnych polach elektrycznych polaryzacja jest liniową funkcją natężenia pola elektrycznego

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (7)$$

gdzie χ oznacza podatność elektryczną ośrodka.

Korzystając z wprowadzonych oznaczeń równanie (6) można zapisać w postaci

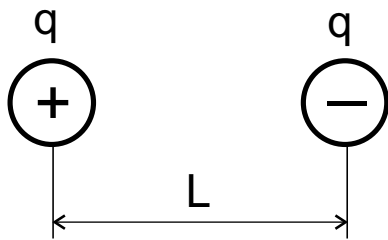
$$P = \varepsilon_0 \chi E = \varepsilon_0 E + \varepsilon_0 \chi E . \quad (8)$$

Z równania (7) wynika, że:

$$\varepsilon = 1 + \chi \quad \text{oraz} \quad \varepsilon = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E} . \quad (9)$$

Istnieje kilka mechanizmów polaryzacji dielektryków.

1. Polaryzacja elektronowa.



Rys. 3 Dipol elektryczny

Pole elektryczne deformuje powłoki elektronowe atomów tak, że środki ciężkości ładunków elektrycznych jąder i powłok elektronowych nie pokrywają się, tworząc dipole elektryczne. Schemat dipola elektrycznego przedstawia rys. 3. Moment dipolowy

$$\mu = gl \quad (10)$$

Polaryzacja elektryczna jest momentem dipolowym jednostki objętości

$$P = \frac{1}{V} \sum_i \mu_i \quad (11)$$

2. Polaryzacja atomowa (jonowa).

W materiałach jonowych pod wpływem pola elektrycznego następuje wzajemne przesunięcie atomów lub jonów powodujące powstanie momentu dipolowego.

Ponieważ po wyłączeniu pola elektrycznego polaryzacja atomowa i jonowa bardzo szybko zanika dlatego nazywana jest polaryzacją sprężystą.

3. Polaryzacja dipolowa.

Niektóre dielektryki np. woda, zbudowane są z cząsteczek posiadających moment dipolowy. W materiałach tego typu ruchy termiczne powodują, że orientacja dipoli jest zupełnie przypadkowa jako całość nie wykazują polaryzacji. Przyłożenie pola elektrycznego do dielektryka dipolowego powoduje porządkowanie dipoli, a polaryzację związaną z tym procesem nazywamy polaryzacją orientacyjną.

4. Polaryzacja związana z ładunkiem przestrzennym.

W dielektrykach może występować niejednorodny rozkład ładunku przestrzennego wytworzony podczas produkcji materiału lub wprowadzony po jego wytworzeniu. Pole elektryczne wytworzone przez ładunek przestrzenny powoduje polaryzację dielektryka nazywaną polaryzacją ładunku przestrzennego. Ten rodzaj polaryzacji jest wykorzystywany w elektretach.

Polaryzacja elektryczna materiału jest sumą opisanych wyżej składowych.

2. Dielektryk w zmiennym polu elektrycznym

Rozpatrzmy dielektryk umieszczony w polu elektrycznym, zmieniającym się zgodnie z równaniem

$$E(t) = E_0 e^{i\omega t} \quad (12)$$

gdzie: E_0 – amplituda pola elektrycznego
 ω – częstość kołowa ($\omega = 2\pi f$),
 $i = \sqrt{-1}$,
 t – czas.

W dielektrykach rzeczywistych indukcja jest opóźniona w stosunku do pola elektrycznego. Przyczyną tego opóźnienia jest skończony czas, potrzebny do zmiany orientacji dipoli. Indukcja zmienia się zgodnie z równaniem

$$D = D_0 e^{i(\omega t - \varphi)} \quad (13)$$

gdzie: D_0 – amplituda indukcji elektrycznej,
 φ – przesunięcie fazowe między indukcją i polem.

Korzystając z definicji przenikalności elektrycznej (4) możemy zapisać, że

$$\varepsilon = \frac{D}{E} = \frac{D_0 e^{i(\omega t - \varphi)}}{E_0 e^{i\omega t}} = \frac{D_0}{E_0} e^{-i\varphi} \quad (14)$$

Z rachunku liczb zespolonych wiadomo, że

$$e^{-i\varphi} = \cos \varphi - i \sin \varphi$$

więc

$$\varepsilon = \frac{D_0}{E_0} \cos \varphi - i \frac{D_0}{E_0} \sin \varphi = \varepsilon' - i \varepsilon'' \quad (15)$$

gdzie:

$$\varepsilon' = \frac{D_0}{E_0} \cos \varphi \quad \text{oraz} \quad \varepsilon'' = \frac{D_0}{E_0} \sin \varphi \quad (16)$$

Wielkości ε' i ε'' oznaczają odpowiednio rzeczywistą i urojoną część przenikalności elektrycznej.

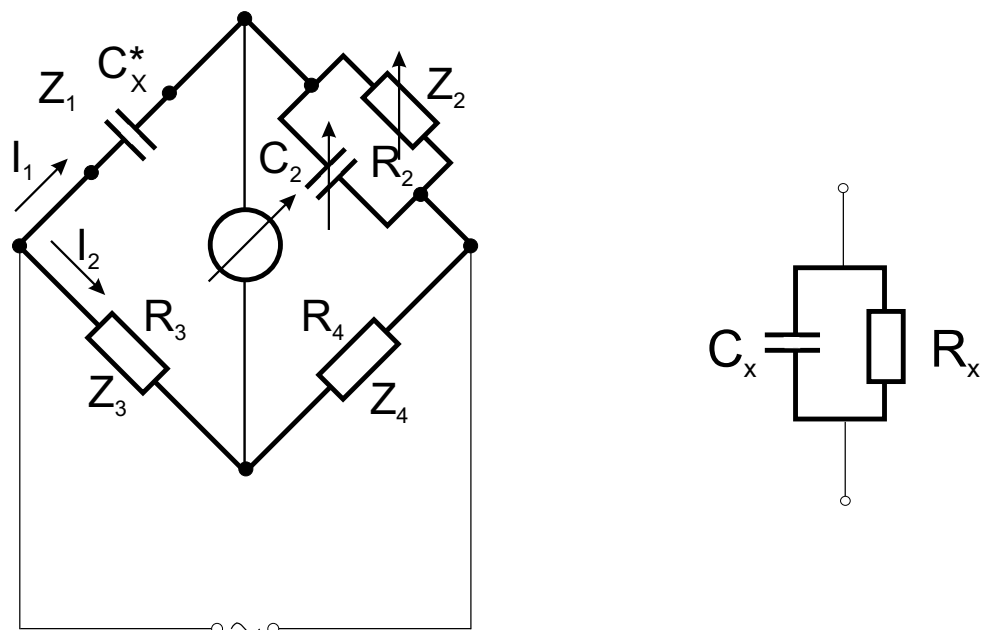
Przenikalność elektryczną można zatem opisać za pomocą liczby zespolonej. W praktyce często do opisanie własności dielektryka stosuje się tangens kąta strat, zdefiniowany jako

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\frac{D_0}{E_0} \sin \varphi}{\frac{D_0}{E_0} \cos \varphi} = \operatorname{tg} \varphi \quad (17)$$

3. Pomiar przenikalności elektrycznej

Najczęściej do pomiaru przenikalności elektrycznej stosuje się mostek Scheringa (rys.).

Rys. 4 Schemat mostka Scheringa oraz elektryczny obwód zastępczy rzeczywistego kondensatora C_x



Mostek ten jest zasilany prądem zmiennym. W jednym z ramion mostka jest umieszczony zmienny kondensator C_2 i równolegle do niego podłączony opornik regulowany

R₂. Rzeczywisty kondensator C_x^{*} zastępujemy na schemacie idealnym kondensatorem C_x oraz równolegle podłączonym opornikiem R_x. Opornik R_x odpowiada za prąd płynący przez kondensator C_x^{*}.

Admitancja kondensatora badanego

$$Y_1 = \frac{1}{Z_1} = \frac{1}{R_x} + \frac{1}{\frac{1}{i\omega C_x}} = \frac{1}{R_x} + i\omega C_x \quad (18)$$

Podobnie

$$Y_2 = \frac{1}{Z_2} = \frac{1}{Z_2} + i\omega C_2 \quad (19)$$

Warunkiem równowagi mostka są równości:

$$\begin{aligned} I_1 Z_1 &= I_2 Z_3 \\ I_1 Z_2 &= I_2 Z_4 \end{aligned} \quad (20)$$

gdzie Z oznacza impedancję odpowiednich gałęzi mostka.

Dzieląc równania (20) stronami otrzymamy

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{Z_3}{Z_4} \quad (21)$$

skąd

$$\frac{1}{Z_1} = \frac{Z_4}{Z_3} \cdot \frac{1}{Z_2} \quad (22)$$

Podstawiając do (22) równania (18) i (19) otrzymamy

$$\frac{1}{R_x} + i\omega C_x = \frac{R_4}{R_3} \left(\frac{1}{R_2} + i\omega C_2 \right) \quad (23)$$

Równanie (23) jest spełnione, gdy równe są odpowiednie części rzeczywiste i urojone, a więc:

$$\frac{1}{R_x} = \frac{R_4}{R_3} \cdot \frac{1}{R_2} \quad \text{ i } \quad C_x = \frac{R_4}{R_3} C_2 \quad (24)$$

Korzystając z postaci zespolonej przenikalności elektrycznej, impedancję kondensatora możemy zapisać jako

$$Z = \frac{1}{i\omega \epsilon C_0} = \frac{1}{i\omega(\epsilon' - i\epsilon'')C_0} \quad (25)$$

lub admitancję

$$\frac{1}{Z} = i\omega \epsilon' C_0 + \omega \epsilon'' C_0 \quad (26)$$

Tak więc

$$\sigma_x = \epsilon' C_0 \quad \text{ i } \quad \frac{1}{R_x} = \omega \cdot \epsilon'' C_0 \quad (27)$$

Z równań (27)

$$\begin{aligned} \epsilon' &= \frac{C_x}{C_0} = \frac{R_4}{R_3} \cdot \frac{C_2}{C_0} \\ \epsilon'' &= \frac{1}{R_x \omega C_0} = \frac{R_4}{R_3 R_2 \omega C_0} \end{aligned} \quad (28)$$

Dzieląc stronami (28) otrzymujemy

$$\frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \tan \delta = \frac{\frac{R_4}{R_3 R_2 \omega C_0}}{\frac{R_4}{R_3} \cdot \frac{C_2}{C_0}} = \frac{1}{\omega R_2 C_2} \quad (29)$$

Znając geometryczne rozmiary badanego kondensatora, łatwo obliczyć C_0 , a więc i ε' ze wzoru

$$\varepsilon' = \frac{C_x}{C_0} \quad (30)$$

Obecnie buduje się mostki automatyczne, pozwalające na bezpośredni odczyt C_x i $\tan \delta$. W pomiarach należy uwzględnić również pojemności doprowadzeń C_d . Dlatego trzeba od pojemności odczytanej na mostku odjąć pojemności doprowadzeń.

4. Podstawowe pojęcia dotyczące ferroelektryków

W niektórych kryształach występuje polaryzacja nawet pod nieobecność zewnętrznego pola elektrycznego. Polaryzację tę nazywamy polaryzacją spontaniczną i oznaczamy P_s .

Okazuje się, że polaryzacja spontaniczna może występować tylko w kryształach o biegunowych osiach symetrii. Kryształy takie nazywamy piroelektrykami. Dla piroelektryków liniowych związek między polaryzacją a temperaturą jest liniowy

$$dP_s = \gamma_{(T)} dT \quad (31)$$

Współczynnik γ nosi nazwę współczynnika piroelektrycznego.

Jeżeli kierunek polaryzacji spontanicznej można zmienić za pomocą zewnętrznego pola elektrycznego, to kryształ nazywamy ferroelektrykiem (analogia do ferromagnetyków).

Temperaturę, w której znika w kryształcie biegunowa oś symetrii – i co za tym idzie – polaryzacja spontaniczna, nazywamy temperaturą przemiany fazowej.

Jest to przejście z fazy ferroelektrycznej do paraelektrycznej. Przejściem fazowym nazywamy zmianę struktury kryształu związaną ze zmianą jego symetrii. Przejścia fazowe mogą zachodzić również między fazami o biegunowej osi symetrii, nie powodując zaniku polaryzacji spontanicznej. W obu fazach występuje polaryzacja spontaniczna, a zmieniać się może jej wartość lub kierunek. Możliwe są jeszcze inne przejścia fazowe. Rozważenia nasze ograniczymy do przejścia fazowego z fazy paraelektrycznej (niepolarnej) do ferroelektrycznej.

5. Ferroelektryczne przejścia fazowe – opis termodynamiczny

Stan kryształu możemy opisać za pomocą energii swobodnej Gibbsa. Energia swobodna Gibbsa jest zdefiniowana następująco:

$$\Phi = U - Y_K X_K - ST \quad (32)$$

gdzie: U – energia wewnętrzna kryształu,

Y_K – natężenie pola elektrycznego lub naprężenia mechaniczne,

X_K – indukcja elektryczna, polaryzacja P lub deformacja,

S – entropia,

T – temperatura w skali bezwzględnej.

Założmy dodatkowo, że naprężenia mechaniczne są stałe.

Energia swobodna jest wtedy funkcją temperatury i natężenia pola elektrycznego:

$$\Phi = \Phi(T, E) = U - EP - ST \quad (33)$$

W temperaturze przejścia fazowego energie obu faz są równe

$$\Phi^F = \Phi^P \quad (34)$$

gdzie: Φ^F – energia swobodna fazy ferroelektrycznej,

Φ^P – energia swobodna fazy paraelektrycznej.

Przemianę fazową nazywamy n – tego rodzaju, jeżeli pochodne cząstkowe energii swobodnej $n - 1$ rzędu obu faz są równe, a n – tego rzędu są różne.

Przemiana pierwszego rodzaju

$$\Phi^F = \Phi^P \quad \frac{\partial \Phi^F}{\partial E} \neq \frac{\partial \Phi^P}{\partial E} \quad \frac{\partial \Phi^F}{\partial T} \neq \frac{\partial \Phi^P}{\partial T} \quad (35)$$

ale

$$\frac{\partial \Phi}{\partial E} = -P \quad \text{i} \quad \frac{\partial \Phi}{\partial T} = -S \quad (36)$$

W temperaturze przejścia fazowego następuje skokowa zmiana polaryzacji i entropii kryształu.

Przemiana drugiego rodzaju

$$\Phi^F = \Phi^P \quad \frac{\partial \Phi^F}{\partial E} = \frac{\partial \Phi^P}{\partial E} \quad \frac{\partial \Phi^F}{\partial T} = \frac{\partial \Phi^P}{\partial T} \quad (37)$$

oraz

$$\frac{\partial^2 \Phi^F}{\partial T^2} \neq \frac{\partial^2 \Phi^P}{\partial T^2} \quad \frac{\partial^2 \Phi^F}{\partial E^2} \neq \frac{\partial^2 \Phi^P}{\partial E^2}$$

ale

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial T^2} = -\frac{\partial S}{\partial T} = -\frac{C_p}{T} \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial E^2} = -\frac{\partial P}{\partial E} = -\kappa \quad (38)$$

gdzie C_p – ciepło właściwe.

W temperaturze przejścia fazowego polaryzacja i entropia fazy ferroelektrycznej są równe polaryzacji i entropii fazy paraelektrycznej (wielkości te zmieniają się w sposób ciągły). Skokowo zmienia się ciepło właściwe C_p oraz podatność elektryczna κ .

Rozpatrzmy bardziej szczegółowo przejście z fazy ferroelektrycznej do fazy paraelektrycznej. Załóżmy dodatkowo, że polaryzacja spontaniczna występuje tylko w jednym kierunku. Devonshire, opierając się na ogólnej teorii przejść fazowych opracowanej przez Landara, zaproponował aby energię swobodną rozwinąć w szereg potęgowy względem polaryzacji. Ponieważ energia kryształu nie zmienia się przy zmianie kierunku polaryzacji spontanicznej, należy uwzględnić tylko parzyste potęgi P_s

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{2}AP^2 + \frac{1}{4}BP^4 + \frac{1}{6}CP^6 + \dots - EP \quad (39)$$

Człon EP – odpowiada energii oddziaływania z zewnętrznym polem elektrycznym,

Φ_0 – energia swobodna fazy paraelektrycznej,

A, B, C – współczynniki rozwinięcia.

Współczynnik A jest liniową funkcją temperatury

$$A = \alpha(T - T_c) \quad (40)$$

gdzie T_c – temperatura Curie – Weissa.

Zależność ta wynika z doświadczenia (prawo Curie – Weissa). Współczynniki B i C bardzo słabo zależą od temperatury (zależności te pomijamy).

W przypadku przemian fazowych drugiego rodzaju w rozwinięciu (39) możemy pominąć wyraz z P^6 i wyższe. (W rozważaniach dotyczących przemian pierwszego rodzaju wyraz ten należy uwzględnić).

Rozważania nasze ograniczymy tylko do przemian fazowych drugiego rodzaju, ponieważ:

- 1) przedmiotem badań będzie kryształ siarczanu trójkwarcynowy oznaczany symbolem TGS, wykazujący przemianę fazową drugiego rodzaju;
- 2) rozważania są dużo prostsze.

Stan stabilny kryształu odpowiada minimum energii swobodnej, a więc

$$\frac{\partial \Phi}{\partial P} = 0 = AP + BP^3 - E \quad (41)$$

Z równania (41)

$$E = AP + BP^3 \quad (42)$$

Zależność między polaryzacją i polem wynikającym z równania (42) przedstawia rysunek . Na rysunku tym P_s oznacza polaryzację spontaniczną (wartość polaryzacji przy $E = 0$), zaś E_c – natężenie pola elektrycznego potrzebne do zmiany kierunku polaryzacji nazywane polem koercji. Część krzywej narysowana linią przerywaną nie ma sensu fizycznego. Krzywa przedstawiona na rysunku nazywamy pętlą histerezy.

Kryształ ferroelektryczny dzieli się na obszary o różnych kierunkach polaryzacji, zwane domenami. Czynnikiem powodującym podział kryształu na domeny jest duża energia, związana z jednorodnym rozkładem ładunku na jego powierzchni – zwana energią depolaryzacji. Podziałowi te mu przeciwdziałają wzrost energii warstw przejściowych, zwanych ścianami domenowymi (analogia do napięcia powierzchniowego w cieczach).

Ustala się równowaga, odpowiadająca minimum energii. W warunkach równowagi polaryzacji makroskopowa jest równa zero. Zmiana wartości polaryzacji makroskopowej polega na wzroście objętości domen o jednym kierunku polaryzacji kosztem domen zorientowanych przeciwnie. W skrajnym przypadku cały kryształ jest spolaryzowanym jednorodnie.

Wróćmy do rozważań termodynamicznych.

Jeżeli w równaniu (42) przyjmiemy $E = 0$, to otrzymamy wyrażenie na polaryzację

$$AP + BP^3 = 0 \quad (43)$$

Skąd

$$P = 0 \quad \text{lub} \quad P = \pm \sqrt{-\frac{A}{B}} \quad (44)$$

Przypadek $P = 0$ odpowiada fazie paraelektrycznej, zaś $P \neq 0$ fazie ferroelektrycznej. Uwzględniając w równaniu (44) równanie (40) otrzymamy

$$P = \pm \sqrt{-\frac{\alpha(T - T_c)}{B}} \quad (45)$$

Aby równanie (45) miało sens fizyczny, musi być spełniony warunek $\alpha > 0$, $B > 0$, ($T - T_c < 0$ dla fazy ferroelektrycznej). Zależność polaryzacji od temperatury wynikającą z równania (45) przedstawia rysunek .

Rys. Zależność polaryzacji spontanicznej od temperatury dla ferroelektryków z przemianą fazową drugiego rodzaju

Obliczmy pochodną z równania (42)

$$\frac{\partial E}{\partial P} = \frac{1}{\kappa} = A + 3BP^2 \quad (46)$$

Dla fazy paraelektrycznej $P = 0$, więc

$$\frac{1}{\kappa} = A = \alpha(T - T_c) \quad (47)$$

Dla ferroelektryków $\kappa \gg 1$, więc możemy przyjąć (8), że

$$\varepsilon \approx \kappa \quad (48)$$

a zatem

$$\frac{1}{\varepsilon} = \alpha(T - T_c) \quad (49)$$

Jest to prawo Curie – Weissa. Równanie (49) pozwala wyznaczyć zależność współczynnika A od temperatury. Często prawo Curie – Weissa zapisuje się w postaci

$$\varepsilon = \frac{\alpha'}{T - T_c} \quad (50)$$

gdzie: α' – stała Curie,

T_c – temperatura Curie – Weissa.

W fazie ferroelektrycznej

$$\frac{1}{\kappa} = A + 3B\left(-\frac{A}{B}\right) = -2A = -2\alpha(T - T_c) \quad (51)$$

Na podstawie wykresu przedstawiającego zależność $\frac{1}{\varepsilon}$ od temperatury w fazie paraelektrycznej można obliczyć stałą α' . Mierzac zależność polaryzacji spontanicznej od temperatury możemy z wykresu P_s^2 od temperatury (znając α) wyznaczyć współczynnik B.

Rys. Zależności a) względnej przenikalności elektrycznej od temperatury dla ferroelektryków z przemianą fazową drugiego rodzaju, b) odwrotności przenikalności elektrycznej do temperatury

Zależności ε i $\frac{1}{\varepsilon}$ otrzymane w wyniku przytoczonych wyżej rozważań przedstawia rysunek.

Z wykresu $\frac{1}{\varepsilon}$ w zależności od temperatury, możemy wyznaczyć temperaturę Curie T_c .

6. Pomiar polaryzacji metodą Sawyera – Towera

Znanych jest kilka metod pomiaru polaryzacji spontanicznej w ferroelektrykach. Najczęściej jest stosowana metoda opracowana przez Sawyera i Towera w 1930 roku, której ideę przedstawia rysunek. Na rysunku oznaczono przez

C_x^* – badaną próbkę,

C_n – kondensator wzorcowy.

Natężenie prądu płynącego w układzie

$$I = S \frac{dP}{dt} \quad (52)$$

gdzie S oznacza powierzchnię elektrod nałożonych na badaną próbkę.

Na kondensatorze C_n odkłada się ładunek

$$Q = \int_0^t I dt = S \int_0^t \frac{dP}{dt} dt = S \int_0^P dP \quad (53)$$

Napięcie na kondensatorze

$$U_n = \frac{Q}{C_n} = \frac{S}{C_n} \int_0^P dP \quad (54)$$

Znając powierzchnię elektrod S, pojemność kondensatora C_n , mierząc napięcie U_n możemy obliczyć wartość polaryzacji P. Dla uproszczenia pomiaru stosuje się kondensator C_n o takiej pojemności, aby spełniony był warunek $C_n \gg C_x$, a co za tym idzie $U_n \ll U_x$.

Napięcie na kondensatorze C_x jest praktycznie równe napięciu przyłożonemu do układu. Zamiast woltomierzy stosujemy do pomiarów napięć U i U_n oscyloskop, który nie obciąża układu pomiarowego (rys). Wychylenie plamki w kierunku pionowym jest proporcjonalne do napięcia panującego na kondensatorze C_n , a więc polaryzacji. Wychylenie plamki w kierunku poziomym jest proporcjonalne do napięcia przyłożonego na próbkę, a co za tym idzie do natężenia pola elektrycznego $E = \frac{U_x}{d}$.

Na ekranie oscyloskopu otrzymamy krzywą zależności polaryzacji od pola – pętla histerezy. Często napięcie potrzebne do otrzymania nasycenia pętli histerezy, jest zbyt duże, aby można go było podawać bezpośrednio na oscyloskop, dlatego stosuje się dodatkowo dzielnik napięć D_n . W celu skompensowania przesunięcia fazowego, wynikającego z strat badanego ferroelektryka, stosuje się opornik połączony równolegle z kondensatorem C_n . Schemat układu pomiarowego przedstawia rysunek.

Mierząc rozmiary pętli histerezy możemy określić polaryzację spontaniczną i pole koercji (rys).

Polaryzację spontaniczną obliczamy ze wzoru

$$P_s = \frac{U_y C_n}{S} \quad (55)$$

gdzie: U_y – napięcie odchylające plamkę w kierunku pionowym przy $E = 0$

S – powierzchnia elektrod naniesionych na próbkę,

C_n – pojemność kondensatora wzorcowego.

Pole koercji

$$E_c = \frac{U_x}{kd} \quad (56)$$

gdzie: k – część napięcia podawanego przez dzielnik napięć na oscyloskop

U_x – napięcie odczytane z oscyloskopu, odpowiadające przesunięciu pętli histerezy z osią OX ,

d – grubość próbki.

7. Zadania pomiarowe

1. Za pomocą mostka wyznaczyć pojemność badanej próbki oraz $\text{tg}\delta$ w zależności od temperatury.
2. Wyznaczyć czułość napięciową oscyloskopu w kierunku osi X .
3. Za pomocą układu Sawyera – Towera wyznaczyć zależność polaryzacji spontanicznej od temperatury.

8. Opracowanie wyników

1. Obliczyć i wykreślić zależności ϵ i $1/\epsilon$ od temperatury.
2. Z wykresu $1/\epsilon$ w zależności od temperatury, odczytać temperaturę Curie oraz obliczyć stałą Curie – Weissa (z fazy paraelektrycznej!).
3. Wykreślić zależność $\text{tg}\delta$ od temperatury.
4. Sporządzić wykres zależności polaryzacji spontanicznej P_s od temperatury.
5. Sporządzić wykres P_s^2 w zależności od temperatury.

6. Z wykresu $P_s^2(T)$ wyznaczyć współczynnik B.