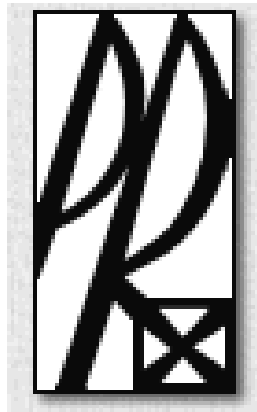


**POLITECHNIKA RZESZOWSKA**



**LABORATORIUM  
FIZYKI CIAŁA STAŁEGO**

Badanie pętli histerezy  
ferroelektrycznej

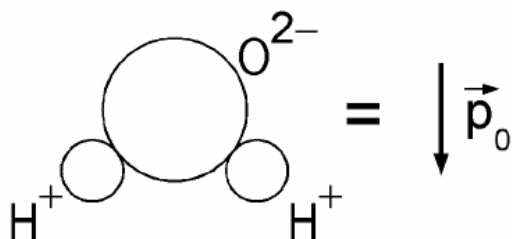
**Wprowadzenie do problematyki ćwiczenia**

**Dipol elektryczny**

Jednym z podstawowych elementów elektrycznej budowy ciał jest dipol elektryczny. Materiały, których cząsteczki są trwałymi dipolami elektrycznymi nazywane są polarnymi. Przykładem takiej cząsteczki może być cząsteczka wody, której strukturę przedstawiono na rys.1. Natomiast w cząsteczkach ciał niepolarnych, jak zobaczymy, dipole elektryczne mogą być indukowane zewnętrznym polem elektrycznym.

**Dipol elektryczny** jest układem dwóch elektrycznych ładunków punktowych równych co do wartości lecz przeciwnego znaku, oddalonych od siebie na odległość  $l$ . Dla scharakteryzowania dipola wprowadza się wielkość wektorową nazywaną elektrycznym momentem dipolowym.

$$\vec{p} = q\vec{l} \quad (1)$$



Wektor  $\vec{l}$  jest wektorem odległości wzajemnej ładunków dipola skierowanej od ładunku ujemnego dipola do dodatniego. Pole wytwarzane przez dipol, a także siły działające na dipol, zależą od jego elektrycznego momentu dipolowego – są takie same dla dwu różnych dipoli posiadających ten sam moment dipolowy. Pole elektryczne dipola w dużej odległości  $x$  od niego można obliczyć sumując wektorowo pola kulombowskie pochodzące od obu ładunków punktowych.

Rys. 1. Struktura cząsteczki wody.

Dla  $x \gg l$  na osi dipola:

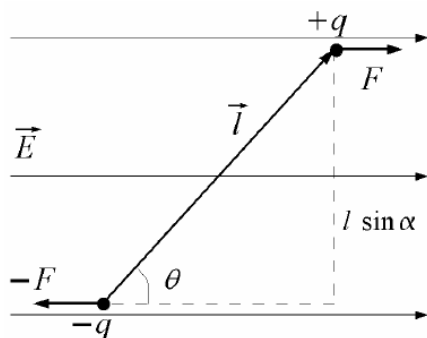
$$E \approx \frac{2ql}{4\pi\epsilon_0 x^3} = \frac{p}{2\pi\epsilon_0 x^3} \quad (2)$$

a w kierunku prostopadłym do osi pole ma natężenie dwukrotnie mniejsze. Jest zrozumiałe, że pole elektryczne dipola, obiektu o łącznym ładunku równym zero, maleje szybciej z odległością ( $\sim 1/x^3$ ) niż pole ładunku punktowego ( $\sim 1/x^2$ ). W jednorodnym zewnętrznym polu elektrycznym o natężeniu  $E$  działa na dipol moment siły (Rys.2).

$$M = Fl \sin \alpha = qEl \sin \alpha = pE \sin \alpha \quad (3)$$

który możemy zapisać w postaci wektorowej

$$\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E} \quad (4)$$



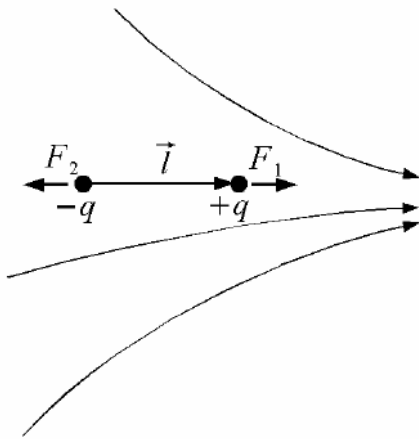
Jeśli dipol elektryczny jest swobodny to ze-wnętrzne pole ustawi go w kierunku zgodnym z polem (zwrot  $\vec{p}$  zgodny z  $\vec{E}$ ).

Rys. 2. Dipol w polu jednorodnym.

Obrót dipola w zewnętrznym polu elektrycznym wymaga wykonania pracy:

$$\Delta W = \int M d\alpha = \int pE \sin \alpha d\alpha = -pE \cos \alpha = -\vec{p}\vec{E} \quad (5)$$

Można przyjąć, że to wyrażenie podaje wartość energii potencjalnej dipola w zewnętrznym polu elektrycznym. Wtedy dipol tworzy z polem kąt  $0=\alpha$  i ma energię potencjalną najmniejszą:  $U_{\min} = -pE$ . Przy kącie  $\alpha=\pi/2$  energia potencjalna będzie miała wartość zerową, a przy  $\alpha=\pi$  energia potencjalna wyniesie:  $U_{\max}=pE$ . W polu zewnętrznym niejednorodnym swobodny dipol zostanie najpierw obrócony do pokrycia się zwrotów momentu dipolowego i pola i wtedy będzie wciągany do obszaru gdzie pole jest silniejsze (rys.3).



Rys. 3. Dipol w polu niejednorodnym.

Założmy, że w środku dipola natężenie pola równe jest  $E$ . Wtedy w miejscach gdzie znajdują się ładunki natężenie pola równe jest:

$$E_1 = E + \frac{dE}{dx} \frac{l}{2} \quad \text{oraz} \quad E_2 = E - \frac{dE}{dx} \frac{l}{2} \quad (6)$$

Siła działająca na dipol będzie zatem równa

$$\begin{aligned} F &= F_1 + F_2 = \\ &= q \left( E + \frac{dE}{dx} \frac{l}{2} \right) - q \left( E - \frac{dE}{dx} \frac{l}{2} \right) = \\ &= (ql) \frac{dE}{dx} = p \frac{dE}{dx} \end{aligned} \quad (7)$$

Pochodna  $dE/dx$  jest w tym wzorze miarą niejednorodności pola.

## Polaryzacja elektronowa

Obojętne elektrycznie atomy mogą w zewnętrznym polu elektrycznym stać się dipolami wskutek zniekształcenia chmury elektronowej wywołanego polem zewnętrznym. Efektywnie można wtedy uważać, że nastąpiło rozsuniecie środków ciężkości ładunku jądra i ładunku elektronowego. Ze względu na małą masę elektronu proces ten następuje bardzo szybko po włączeniu pola – odgrywa zatem rolę także dla dużych częstości zmiennego pola elektrycznego aż do częstości odpowiadających promieniowaniu widzialnemu (światłu). Ponieważ stosowane pola są słabe w porównaniu z polem elektrycznym wewnątrzatomowym wartość indukowanego atomowego momentu dipolowego jest proporcjonalna do natężenia pola zewnętrznego

$$\vec{p} = \alpha \vec{E} \quad (8)$$

Współczynnik proporcjonalności  $\alpha$  nazywamy **polaryzowalnością**.

Omówiony proces indukowania momentów dipolowych nazywamy polaryzacją elektronową. Polaryzacja tego rodzaju zachodzi zarówno na atomach swobodnych w gazach jak i na atomach w materii skondensowanej (ciecz, ciało stałe). W tym ostatnim przypadku pole  $E$  polaryzujące atomy nie może być utożsamiane z polem zewnętrznym. Oprócz niego na atomy działają pola wytworzone przez sąsiednie atomy środka. Dzieje się tak dlatego, gdyż indukowane na cząsteczkach dipole elektryczne same wytwarzają pole elektryczne. Natężenie pola pochodzącego od dipola spada szybko z odległością (wzór 2) ale jeśli koncentracja dipoli jest tak wielka jak w ciele stałym to w sumie ich wkład w pole polaryzujące jest znaczący. Chodzi tutaj zatem o pole

elektryczne lokalne, w którym bierzemy pod uwagę działanie także pola spowodowanego polaryzacją ośrodka.

Indukowany moment dipolowy może być wywołany także przez inne rodzaje polaryzacji zarówno w cząsteczkach jak i w ciałach makroskopowych. Wczesne doświadczenia elektryczne polegały na obserwacji przyciągania przez potarty sukrem bursztyn skrawków suchych traw, papieru itp. na których bursztyn indukował elektryczne momenty dipolowe.

## Polaryzacja dielektryczna

W kondensatorze płaskim pole elektryczne jest jednorodne a jego natężenie  $E_0$  równe jest stosunkowi napięcia pomiędzy elektrodami  $U_0$  do odległości  $d$

$$E_0 = \frac{U_0}{d}. \quad (9)$$

Prawo Gaussa zastosowane do obszaru przylegającego do elektrody pokazuje, że natężenie pola wyrazić można także gęstością powierzchniową  $\sigma$  ładunku swobodnego na elektrodzie

$$E_0 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}, \quad (10)$$

gdzie  $\varepsilon_0$  jest przenikalnością elektryczną próżni.

Gęstość powierzchniowa ładunku wyznacza jednocześnie inną charakterystykę pola – **wektor indukcji elektrycznej**  $\vec{D}$  i jego wartość wynosi:

$$D = \sigma = E_0 \varepsilon_0 \quad (11)$$

Jeśli kondensator próżniowy w opisanym stanie naładowania (naładowany i odłączony od baterii) wypełnimy dielektrykiem, to wartość napięcia pomiędzy elektrodami zmaleje  $\varepsilon$  razy do wartości  $U=U_0/\varepsilon$ . Współczynnik  $\varepsilon$  nazywamy **względna przenikalnością elektryczną** dielektryka. Ponieważ ładunek na elektrodzie kondensatora pozostał ten sam to na podstawie definicji pojemności elektrycznej  $Q=C_0U_0=CU$ , wnioskujemy, że pojemność kondensatora po wypełnieniu go dielektrykiem musiała wzrosnąć także  $\varepsilon$  razy. Przyczyną tego faktu jest **zjawisko polaryzacji dielektryka**. W jego wyniku na powierzchniach dielektryka powstają polaryzacyjne ładunki związane o gęstości powierzchniowej  $\sigma'$  i o znaku przeciwnym do znajdujących się w pobliżu ładunków swobodnych na elektrodzie (rys.4). Teraz pole  $E=E_0/\varepsilon$  wytwarzane jest jedynie przez tę część ładunku swobodnego elektrody  $\sigma-\sigma'$ , która nie jest zobojętniona przez ładunek polaryzacyjny i jego natężenie:

$$E = \frac{\sigma - \sigma'}{\varepsilon_0} \quad (12)$$

Wynika stąd, że:

$$\sigma = \varepsilon_0 E + \sigma' \quad (13)$$

lub inaczej

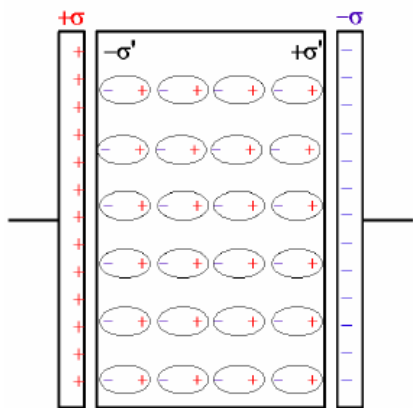
$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (14)$$

gdź wektor indukcji zgodnie z zależnością (11) ma wartość liczbowo równą gęstości powierzchniowej ładunku swobodnego na elektrodzie.

Wprowadzony tu nowy wektor  $\vec{P}$  nosi nazwę **wektora polaryzacji**.

Jeśli zapiszemy, że

$$|\vec{P}| = \sigma' = \frac{q'}{S} = \frac{q'd}{Sd} = \frac{q'd}{V} \quad (15)$$



to z zapisu tego wynika, że wartość wektora polaryzacji równa jest gęstości ładunku polaryzacyjnego  $\sigma' = q'/S$  lub momentowi dipolowemu jednostki objętości dielektryka  $q'd/V$ , a zwrot

podobnie jak dla dipola, od polaryzacyjnego ładunku ujemnego do dodatniego. Ta ostatnia definicja może być przedstawiona dla przypadku dielektryka złożonego z wielu różnych dipoli molekularnych w postaci:

Rys. 4. Dielektryk w polu elektrycznym

$$\vec{P} = \frac{\sum_i \vec{p}_i}{V} \quad (16)$$

Jest to więc suma wektorowa indywidualnych momentów dipolowych wszystkich cząsteczek ciała podzielona przez jego objętość. Rozważmy obecnie kolejno zachowanie się w polu elektrycznym dielektryków zbudowanych z cząsteczek niepolarnych.

## Dielektryki niepolarne

Cząsteczki substancji w polu elektrycznym stają się dipolami elektrycznymi (polaryzacja elektronowa) przy czym momenty dipolowe poszczególnych cząsteczek są równoległe do natężenia pola elektrycznego i równoległe do siebie. Stąd też wektor polaryzacji wynosi:

$$\vec{P} = N \vec{p} \quad (17)$$

gdzie to liczba dipoli w jednostkowej objętości dielektryka, czyli koncentracja dipoli. Jeśli do równania (11) podstawimy  $E_0 = \epsilon E$  to otrzymamy z kolei:

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}, \quad (18)$$

co łącznie z wzorem (14) da:

$$\vec{P} = \epsilon_0 (\epsilon - 1) \vec{E} = \epsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (19)$$

przy czym  $\chi = \epsilon - 1$  nazywamy podatnością elektryczną dielektryka.

Oprócz opisanej poprzednio polaryzacji elektronowej istnieją jeszcze dwa inne mechanizmy polaryzacji substancji niepolarnych: *polaryzacja jonowa* i *polaryzacja ładunkiem przestrzennym*.

**Polaryzacja jonowa** występuje w substancjach o wiązaniu jonowym, takich jak chlorek sodu NaCl, zbudowanych z dwu rodzajów jonów. Pod wpływem pola zewnętrznego może wtedy wystąpić przesunięcie podsieci kationowej względem anionowej, które pozostawi na zewnętrznych powierzchniach takich ciał ładunki polaryzacyjne. Ponieważ masa jonów jest dużo większa od masy elektronu polaryzacja tego rodzaju będzie zachodziła dużo wolniej i dla dużo niższych częstości zmiennego pola elektrycznego przesunięcie jonów przestanie nadążać za zmianami pola i ten mechanizm polaryzacji zostanie wyłączony.

Jeśli wewnątrz ciała istnieją nośniki prądu to mogą one niekiedy mieć swobodę ruchu ograniczoną np. przez przestrzenny rozkład defektów-pułapek, granice ziaren krystalicznych, sztuczne uwarstwienie materiału lub przez warstwy dielektryczne na jego zewnętrznych

powierzchniach. Tego rodzaju przemieszczenia swobodnych nośników prądu wewnątrz dielektryka składają się na procesy **polaryzacji ładunkiem przestrzennym**.

Wzór (19) określający polaryzację dielektryków jest słuszny tylko dla materii nieskończonej – w przypadku gdy atomy substancji są oddalone od siebie na tyle by nie trzeba było uwzględniać ich wzajemnego oddziaływania.

Gdy cząsteczki dielektryka podlegają polaryzacji elektronowej (lub jonowej) to, jak już stwierdziliśmy, moment dipolowy  $\vec{p}$  pojedynczej cząsteczki będzie proporcjonalny do natężenia lokalnego pola elektrycznego  $\vec{p} = \alpha \vec{E}_l$ . Można udowodnić, że polaryzacja otoczenia powoduje, że pole lokalne jest silniejsze od pola zewnętrznego i wynosi:

$$\vec{E}_l = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0}, \quad (20)$$

stąd wektor polaryzacji:

$$\vec{P} = N\vec{p} = N\alpha \left( \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \right). \quad (21)$$

Po rozwikłaniu otrzymujemy stąd bardzo ważny wzór:

$$\vec{P} = \frac{N\alpha}{1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}} \vec{E}. \quad (22)$$

Z drugiej strony wektor polaryzacji ma wartość  $\vec{P} = \epsilon_0(\epsilon - 1)\vec{E}$ . Porównanie obu wzorów pozwala otrzymać (po niewielkim przekształceniu) wzór:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}. \quad (23)$$

Pomnóżmy obie strony tego równania przez masę molową  $\mu = N_A m$  substancji równą iloczynowi liczby Avogadro  $N_A$  przez masę cząsteczki  $m$ . Otrzymamy:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \mu = Nm \frac{N_A \alpha}{3\epsilon_0}, \quad (24)$$

lub biorąc pod uwagę, że  $Nm$  jest gęstością  $\rho$  substancji:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A \alpha}{3\epsilon_0}. \quad (25)$$

Równanie to zwane **równaniem Clausiusa-Mosottiego** pozwala obliczyć na podstawie mierzonych wartości makroskopowych ( $\epsilon, \mu, \rho$ ) parametr mikroskopowy  $\alpha$  - polaryzowalność dielektryka. Z wzoru tego wynika również, że względna przenikalność elektryczna substancji niepolarnych nie powinna zależeć od temperatury.

## Dielektryki polarne.

W dielektrykach polarnych oprócz omówionego mechanizmu polaryzacji elektronowej występuje polaryzacja orientacyjna, związana z układaniem kierunków dipoli w kierunku pola. Cząsteczki substancji polarnych są trwałymi dipolami elektrycznymi. Przykładem takich cząsteczek są cząsteczki wody, których strukturę przedstawiono na rys.1. Pole zewnętrzne działa na dipole cząsteczkowe momentem siły usiłującym je ustawić w kierunku zgodnym z polem. Pełnemu ustawieniu dipoli w tym kierunku przeszkadza jednak ruch cieplny cząsteczek ośrodka. Osiągana równowaga jest kompromisem pomiędzy tymi dwoma przeciwstawnymi dążeniami. Pomiary wykazują, że przy tym mechanizmie podatność elektryczna dielektryka jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury bezwzględnej. Teoretyczne uzasadnienie takiego rezultatu zawarte jest w teorii Langevina. Wynika z niej, że dla temperatur spełniających warunek  $kT \gg pE$  średnia wartość cosinusa kąta pomiędzy kierunkami dipola i pola zewnętrznego:

$$\overline{\cos \alpha} = \frac{p_0}{3kT} E, \quad (25)$$

gdzie  $p_0$  oznacza wartość stałego momentu dipolowego cząsteczki,  $k$  - stałą Boltzmanna, a  $T$  - temperaturę bezwzględną. Zatem średni wkład każdej cząsteczki w polaryzację czyli średni moment efektywny cząsteczki będzie równy:

$$p_u = p_0 \overline{\cos \alpha} = \frac{p_0^2}{3kT} E \quad (26)$$

a odpowiadająca mu efektywna polaryzowalność:

$$\alpha_{or} = \frac{p_0^2}{3kT}. \quad (27)$$

W substancjach polarnych oprócz polaryzacji orientacji mamy oczywiście także i polaryzację elektronową. Zatem równanie Clausiusa-Mosottiego dla nich będzie miało postać:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{3\varepsilon_0} \left( \alpha + \frac{p_0^2}{3kT} \right). \quad (28)$$

Wykres lewej strony tego równania w funkcji  $1/T$  ma dla takich substancji postać linii prostej, której nachylenie pozwala określić wartość trwałego momentu dipolowego  $p_0$  cząsteczki. Jest to zwykle cenna informacja pozwalająca określić długość wiązania w cząsteczce.

## Ferroelektryki

Przyjrzyjmy się jeszcze raz wzorowi (22). Kiedy w mianowniku tego wzoru wartość wyrażenia  $(N\alpha)/(3\varepsilon_0)$  zbliża się do jedności, polaryzacja rośnie do bardzo dużych wartości. Z wzoru wynikałoby, że powinna rosnąć nieograniczenie, ale przy wyższych wartościach natężenia pola lokalnego (wzór 20) proporcjonalność pomiędzy polem lokalnym a polaryzacją załamuje się i wzrost pola wywołuje coraz słabsze skutki.

Przy podnoszeniu temperatury ponad pewną wartość  $T_C$  (temperatura Curie), koncentracja cząsteczek  $N$  maleje z powodu rozszerzalności cieplnej. Przyjmijmy, że  $N\alpha/\varepsilon_0$  staje się wtedy mniejsze od 3 o niewielką wartość proporcjonalną do różnicy temperatur  $T-T_C$ :

$$\frac{N\alpha}{\varepsilon_0} = 3 - \beta(T - T_C), \quad (29)$$

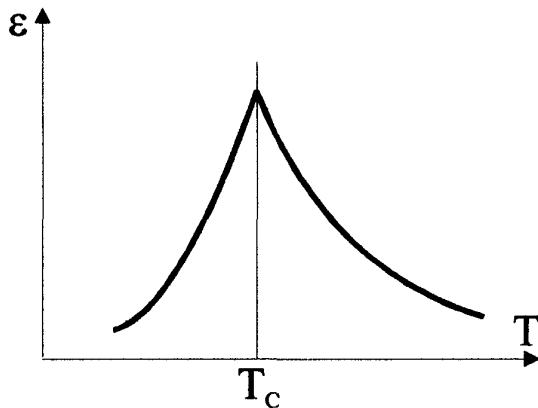
gdzie stała  $\beta$  ma małą wartość (tego samego rzędu co współczynnik rozszerzalności cieplnej, tj.  $10^{-5}$  -  $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ). Wtedy wzór (22) można zapisać w postaci:

$$P = \varepsilon_0(\varepsilon - 1)E = \frac{\varepsilon_0[3 - \beta(T - T_C)]}{1 - \frac{3 - \beta(T - T_C)}{3}} E \approx \frac{9\varepsilon_0}{\beta(T - T_C)} E, \quad (30)$$

z której wynika, że podatność elektryczna takiego materiału powinna być odwrotnie proporcjonalna nie do temperatury bezwzględnej jak dla substancji polarnych, a do odwrotności różnicy pomiędzy temperaturą  $T$  i temperaturą  $T_C$ :

$$\chi = \frac{C_C}{T - T_C} \quad (31)$$

Zależność ta nazwana jest **prawem Curie-Weissa** i jest słuszna dla temperatur nieco przewyższających  $T_C$ . Wynika z tego prawa, że wykres  $1/\chi$  czyli  $1/(\varepsilon - 1)$  w funkcji temperatury bezwzględnej  $T$  powinien być dla temperatur nieco wyższych od  $T_C$  linią prostą.



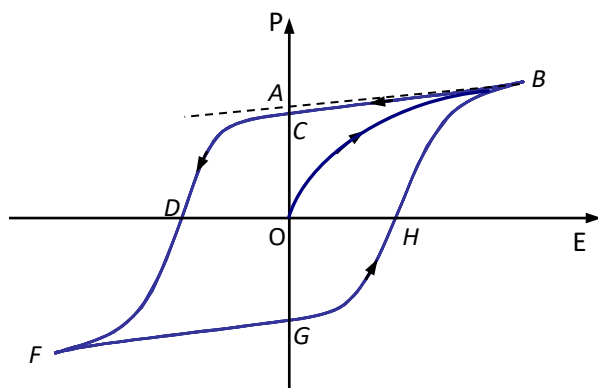
Rys. 5. Zależność przenikalności elektrycznej ferroelektryka od temperatury.

Ciała stałe w których taka katastrofa polaryzacyjna zachodzi nazywane są **ferroelektrykami**. Obserwuje się w nich poniżej temperatury zjawisko histerezy polegającej na tym, że ich polaryzacja zależy w charakterystyczny sposób nie tylko od natężenia pola ale i od historii próbek. Charakterystyczne jest dla tych substancji występowanie obszarów (domen) o całkowicie uporządkowanym ułożeniu molekularnych dipoli elektrycznych. Obszary te wykazują spontaniczną, tzn. niezależną od warunków zewnętrznych, nie wywołaną z zewnątrz, polaryzację. Powstaje ona w ten sposób, że pojawienie się niewielkiej polaryzacji, tj. przesunięcia jednych jonów względem drugich zapoczątkowane np. fluktuacjami cieplnymi powoduje, że na te jony działa zaczyna pole lokalne od własnej polaryzacji przesuwając je jeszcze bardziej. Wywołuje to z kolei wzmocnienie pola lokalnego, itd. aż do osiągnięcia granicznego przesunięcia, przy którym siły elektryczne równoważone są przez siły wywołane deformacją powłok wewnętrznych elektronów jonów. W temperaturach niższych od  $T_C$  ten stan odkształcenia sieci krystalicznej jest zamrożony. Przekroczenie  $T_C$  zmienia z jednej strony wartość  $(N\alpha)/(3\varepsilon_0)$  (oddala od warunków krytycznych), a z drugiej strony wzmacnia ruchy cieplne całej sieci krystalicznej. Obie przyczyny działają w kierunku likwidacji uporządkowania domenowego i ferroelektryk staje się zwykłym dielektrykiem.

Ferroelektryk poniżej temperatury  $T_C$  składa się zwykle z wielu domen o przypadkowo zorientowanych wektorach polaryzacji. Powoduje to, że cała próbka nie wykazuje na zewnątrz



polaryzacji. Umieszczenie jej w polu elektrycznym powoduje najpierw odkształcenie sprężyste ścianek międzydomenowych a potem ich przesuwanie w takich kierunkach, którym odpowiada wzrost domen korzystnie zorientowanych kosztem domen o orientacji mniej korzystnej. Zachodzić także mogą obroty domen. Gdy zewnętrzne pole elektryczne jest coraz silniejsze dochodzi stopniowo do sytuacji kiedy cała próbka staje się jedną domeną, wartość polaryzacji ulega stopniowo nasyceniu i dalszy niewielki liniowy wzrost polaryzacji może już wynikać jedynie z polaryzacji elektronowej atomów. Omówione procesy na wykrycie polaryzacji w funkcji natężenia zewnętrznego pola odpowiadają krzywej OB (rys.5).



Pętla histerezy

Przy zmniejszaniu natężenia pola zewnętrznego od wartości odpowiadającej nasyceniu polaryzacja maleje wzdłuż krzywej BC leżącej powyżej OB ponieważ ruch powrotny ścianek domenowych napotyka opory związane z istnieniem w kryształach defektów sieci. W polu zerowym próbka ferroelektryka wykazuje teraz pozostałość elektryczną (remanencję) odpowiadającą na wykresie odcinkowi OC. Przy wartości OD pola zorientowanego przeciwnie pozostałość elektryczna staje się równa zero. Pole o tej wartości nazywamy **połem koercji  $E_c$** . Dalsze powiększanie pola o tym nowym kierunku polaryzuje do nasycenia próbkę w kierunku zgodnym z polem (punkt F). Powrót zamyka pętlę histerezy krzywą FGHB symetryczną do BCDF. Wartość polaryzacji odpowiadająca rzędnej punktu B (albo F gdy pętla jest symetryczna) nazywana jest **polaryzacją całkowitą**. Odcinek OA na wykresie jest to **polaryzacja spontaniczna  $P_s$**  próbki. Wtedy różnica pomiędzy polaryzacją całkowitą i spontaniczną jest spowodowana polaryzacją elektronową (ewentualnie jeszcze innymi rodzajami polaryzacji np. ładunkiem przestrzennym).

Niektóre dielektryki nieliniowe posiadają asymetryczną pętlę histerezy elektrycznej. Dla dielektryków tych określa się **pole przesunięcia  $E_p$** , czyli asymetrię pola koercji.

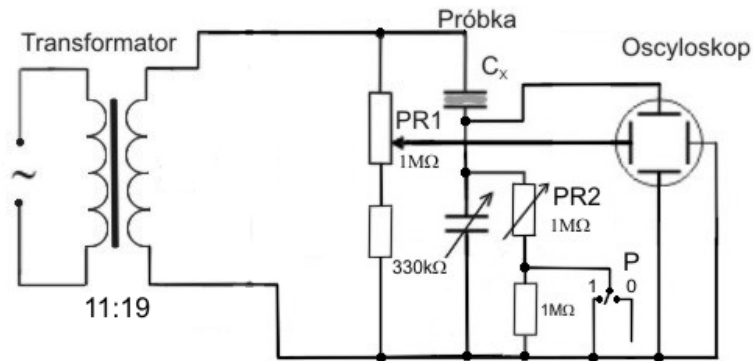
Należy podkreślić dwie ważne cechy ferroelektryków. Po pierwsze jak widać z wykresu przedstawionego na rys.5, nie są one dielektrykami liniowymi. Po drugie wartości polaryzacji są dla nich tak wielkie, że efektywne tzw. początkowe przenikalności elektryczne (nachylenie wykresu w punkcie bliskim początku układu) mogą sięgać wartości 50000 – 100000.

Ferroelektryki odkryto i zbadano stosunkowo niedawno. Znacznie wcześniej zbadano zjawisko histerezy magnetycznej występujące w żelazie i jego stopach – ferromagnetykach. Podobieństwo histerezy elektrycznej i magnetycznej spowodowało, że materiały w których występuje ta pierwsza nazwano ogólnie ferromagnetykami mimo, że żelaza (ferrum) nie ma w ich składzie chemicznym.

# Metodologia wykonania ćwiczenia

## Mostek Sawyera -Towera.

Do badania zjawiska histerezy wykorzystano w ćwiczeniu układ mostkowy opracowany przez Sawyera i Towera.



Schemat badanego układu

Napięcie z autotransformatora jest podane na wejście transformatora podwyższającego o przekładni 11:19. Zwiększona wartość napięcia jest podana na połączone ze sobą równolegle dzielnik pojemnościowy i dzielnik oporowy. Dzielnik pojemnościowy stanowią połączone ze sobą szeregowo kondensator ferroelektryczny o pojemności  $C_x$  i kondensator dekadowy o pojemności  $C_0$ . Przy takim połączeniu kondensatorów ładunki na ich okładzinach są jednakowe  $q_x = q_0$ . Napięcie na kondensatorze  $C_0$  jest równe:

$$U_{C0} = \frac{q_x}{C_0} \quad (32)$$

to znaczy jest proporcjonalny do polaryzacji kryształu (miarą polaryzacji jest gęstość powierzchniowa ładunków na jego powierzchni  $P = \frac{q_x}{S}$ ).

Stąd:

$$P = \frac{U_{C0} C_0}{S}, \quad (33)$$

gdzie  $S$  – powierzchnia badanej próbki.

Natężenie pola na próbce dane jest wyrażeniem:

$$E = \frac{U_{C_x}}{d}, \quad (34)$$

gdzie  $d$  – grubość próbki

Jeżeli tak dobierze się elementy układu, że  $C_0 \gg C_x$ , to  $U_{C_x} \cong U$ , gdzie  $U$  – napięcie zasilające z autotransformatora. W praktyce wystarcza już aby  $C_0$  było 100 razy większe od  $C_x$ . W tym przypadku różnica pomiędzy  $U_{C_x}$  i  $U$  nie będzie przekraczać 1%.

Tak więc natężenie pola w próbce można obliczyć jako:

$$E = \frac{U}{d} \quad (35)$$

Wpływ przewodnictwa elektrycznego próbki można skompensować podłączając równolegle do kondensatora  $C_0$  rezystor  $R_0$  o odpowiedniej wartości. Pełną kompensację strat próbki zapewnia warunek:  $C_x R_x = C_0 R_0$

Na płycie czołowej układu występuje przełącznik, dzięki któremu można wybrać jedną z sześciu wartości pojemności  $C_0$ :

- Zakres 1 – 50nF,
- Zakres 2 – 100nF,
- Zakres 3 – 150nF,
- Zakres 4 – 300nF,
- Zakres 5 – 420nF,
- Zakres 6 – 520nF.

Napięcie z kondensatora  $C_0$  jest podane na pionowe okładki oscyloskopu i przetwornika analogowo-cyfrowego sprzężonego z komputerem. Napięcie z dzielnika oporowego jest podane na poziome okładki oscyloskopu i przetwornika.. Przełącznikiem P można zwierać i rozwierać połączony szeregowo z potencjometrem PR2 opornik  $1M\Omega$ . Gdy oscyloskop pracuje w modzie XY na ekranie obserwujemy złożenie periodycznie zmieniających się wartości napięć (drgań) w kierunkach wzajemnie prostopadłych o charakterystycznym kształcie pętli histerezy. Wybrane punkty histerezy mierzymy przy użyciu kursorów na ekranie komputera i obraz mierzonej histerezy drukujemy.

Kondensator ferroelektryczny jest zanurzony w kąpeli termostatowanej, sterowanej regulatorem temperatury. Okładkami kondensatora są warstwy pasty srebrowej, nałożone bezpośrednio na płaskie powierzchnie kryształu.

Pole powierzchni objęte pętlą histerezy jest równe pracy wykonanej przez pole  $E$  na dokonanie pełnego cyklu spolaryzowania i przepolaryzowania jednostki objętości ferroelektryka. Praca ta zamienia się w ciepło, charakteryzuje więc straty energii przy kolejnych zmianach polaryzacji próbki. Wraz ze wzrostem temperatury kryształu pole powierzchni objętej pętlą histerezy maleje, bo coraz słabsze pole elektryczne zmienia kierunek polaryzacji próbki.

## Przebieg ćwiczenia

### Cel

Celem ćwiczenia jest zbadanie własności kryształów ferroelektrycznych:

- zależności polaryzacji spontanicznej od temperatury;
- zależności pola koercji od temperatury;
- wyznaczenie temperatury Curie.

### Wymagania

Dielektryki polarne i niepolarne, dielektryk w polu elektrycznym, wektor natężenia pola elektrycznego, wektor indukcji elektrycznej, wektor polaryzacji, przenikalność dielektryczna, pojemność elektryczna kondensatorów, rodzaje polaryzacji dielektryków. Własności ferroelektryków, struktura domenowa, temperatura Curie, ferroelektryczna pętla histerezy, ruchy domen, polaryzacja spontaniczna i pole koercji. Mostek Sawyera-Towera.

### Wykonanie ćwiczenia

Próbka badana znajduje się w termostacie. Żądaną temperaturę ustawia się na termometrze kontaktowym termostatu. Po jej osiągnięciu pozostawia się próbkę na kilka minut (2 – 3) aż temperatura się ustali i przeprowadza się pomiary.

Wartości pojemności wzorcowej odpowiadające poszczególnym zakresom:

- Zakres 1 – 50nF,
- Zakres 2 – 100nF,
- Zakres 3 – 150nF,
- Zakres 4 – 300nF,
- Zakres 5 – 420nF,
- Zakres 6 – 520nF.

W celu otrzymania dokładnych pomiarów konieczne jest sprawdzenie jakości kabli łączących poszczególne elementy stanowiska, a następnie sprawdzenie poprawności połączenia wszystkich elementów układu. Kolejną niezbędną czynnością, którą należy zrobić, jest sprawdzenie dokładności styku próbki z elektrodami w komorze pomiarowej. Po zrównoważeniu mostka i sprawdzeniu próbki można połączyć cały układ i rozpocząć pomiary. Przed dokonaniem pomiaru, każdą próbkę poddaje się wygrzaniu oraz naturalnemu schłodzeniu (odmładzanie próbki).

1. Upewnić się że zasilanie układu pomiarowego jest odłączone.
2. Odmłodzoną próbkę ferroelektryka wskazaną przez prowadzącego ćwiczenia umieścić w komorze pomiarowej termostatu.
3. Po sprawdzeniu połączeń i zgodzie prowadzącego włączyć zasilanie układu.
4. Zarejestrować przebiegi pętli histerezy  $P(E)$  dla różnych temperatur z zakresu  $20^{\circ}\text{C} - 70^{\circ}\text{C}$
5. Dla każdej pętli określić parametry  $P_s$ ,  $E_c$ ,  $E_p$ .
6. Wykreślić charakterystyki  $P_s(T)$ ,  $E_c(T)$ ,  $E_p(T)$ .
7. Wyłączyć układ pomiarowy.
8. Wyznaczyć wartości błędów pomiarowych badanych wielkości  $\Delta T$ ,  $\Delta P_s$ ,  $\Delta E_c$ ,  $\Delta E_p$ .
9. Skomentować otrzymane wykresy zależności temperaturowej polaryzacji, pola koercji, stałej dielektrycznej, podatności oraz kształt pętli histerezy.

**Uwaga!**

Na niektórych elementach układu pomiarowego może występować wysokie napięcie. Podczas wykonywania pomiarów należy zachować szczególną ostrożność.

Wyniki pomiarów umieścić w tabeli:

T [K]									
$\Delta T$ [K]									
$P_s$ [C/m <sup>2</sup> ]									
$\Delta P_s$ [C/m <sup>2</sup> ]									
$E_c$ [V/m]									
$\Delta E_c$ [V/m]									
$E_p$ [V/m]									
$\Delta E_p$ [V/m]									

Błędy pomiarowe wyznaczyć z wykorzystaniem wzorów:

$$\Delta P_s = \left| \frac{\partial P}{\partial U_{c0}} \cdot \Delta U_{c0} \right| + \left| \frac{\partial P}{\partial C_0} \cdot \Delta C_0 \right| + \left| \frac{\partial P}{\partial S} \cdot \Delta S \right|$$

$$\Delta E_c = \left| \frac{\partial E_c}{\partial U_{cx}} \cdot \Delta U_{cx} \right| + \left| \frac{\partial E_c}{\partial d} \cdot \Delta d \right|$$

Wartości parametrów  $d$  (odległość między elektrodami naniesionymi na badany kryształ),  $A$  (powierzchnia elektrody) podlegają zmianom spowodowanym konieczną wymianą próbek pomiarowych i aparatury. Dane te powinny być podane przez prowadzącego ćwiczenie.

## Literatura

- Sz. Szczeniowski, Fizyka doświadczalna, cz.III, Elektryczność i magnetyzm, PWN.
- G.A Smoleński, N.N. Krajnik, Ferroelektryki i antyferroelektryki, PWN.
- T. Krajewski, Zagadnienia fizyki dielektryków,
- Feynmana wykłady z fizyki, t.2 cz.1. PWN Warszawa 1970.
- A. R. von Hippel, Dielektryki i fale, PWN Warszawa 1963.