

# E 1 - BADANIE WŁAŚCIWOŚCI DIELEKTRYCZNYCH POLIKRYSTALICZNEGO TYTANIANU BARU W SĄSIEDZTWIE PUNKTU CURIE

Celem ćwiczenia jest zbadanie przejścia fazowego w  $\text{BaTiO}_3$ , wyznaczenie temperatury przejścia, parametrów w prawie Curie-Weissa, temperaturowych zależności polaryzacji spontanicznej, pola koercji i energii polaryzacji oraz ustalenie charakteru przejścia fazowego w oparciu o opis właściwości ferroelektrycznych w ramach prostej teorii fenomenologicznej.

## 1. Dielektryk w stałym polu elektrycznym

### 1.1. Opis makroskopowy

Umieszczenie dielektryka w polu elektrycznym, np. między okładkami kondensatora, powoduje wyindukowanie się w nim momentu dipolowego, którego wartość jest proporcjonalna do natężenia przyłożonego pola:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \quad (1)$$

gdzie współczynnik proporcjonalności  $\chi$  nazywamy podatnością elektryczną a  $\varepsilon_0$  jest przenikalnością dielektryczną próżni.

W efekcie spolaryzowania na powierzchni dielektryka pojawiają się ładunki powierzchniowe, które będą modyfikowały pole elektryczne w jego wnętrzu. Możemy zdefiniować wektor przesunięcia będący miarą gęstości ładunku powierzchniowego, który jest proporcjonalny do natężenia pola elektrycznego:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = (1 + \chi) \varepsilon_0 \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}, \quad (2)$$

gdzie  $\varepsilon$  jest przenikalnością dielektryczną danej substancji.

W ogólnym przypadku podatność elektryczna oraz przenikalność dielektryczna są wielkościami tensorowymi.

### 1.2. Opis mikroskopowy

Cechą charakterystyczną dielektryka jest brak swobodnych nośników ładunku, które mogłyby się przemieszczać w jego wnętrzu na odległości makroskopowe. Zewnętrzne pole elektryczne może natomiast powodować zmiany w rozkładzie ładunków w skali mikroskopowej. Niezależnie od budowy mikroskopowej substancji będziemy obserwowali przesuwanie środków ciężkości ładunków dodatnich i ujemnych względem ich położenia równowagi. Dodatkowo w przypadku substancji polarnych, czyli takich w których występuje trwały moment dipolowy, będzie zachodził proces porządkowania dipoli wzdłuż linii sił pola. Należy w tym miejscu zaznaczyć, że pole elektryczne oddziałujące bezpośrednio na atomy i molekuły znajdujące się we wnętrzu dielektryka różni się na ogół od pola zewnętrznego. Rozpatrując sytuację w skali mikroskopowej musimy uwzględnić nie tylko zewnętrzne pole, ale również przyczynki pochodzące od molekuł ośrodka otaczającego wybrany atom czy cząsteczkę. Suma wszystkich składowych daje nam tak zwane pole lokalne  $E_{lok}$ . Nie ma ogólnego przepisu podającego związek między polem zewnętrznym a polem lokalnym,

istnieje natomiast szereg modeli teoretycznych, pozwalających znaleźć zależność między tymi wielkościami ([1], rozdz. 5).

### 1.2.1. Polaryzacja elektronowa

Elektrycznie obojętny atom możemy z dobrym przybliżeniem wyobrazić sobie jako jądro skupiające ładunek dodatni otoczone chmurą elektronów. Umieszczenie takiego atomu w polu elektrycznym będzie powodowało rozsunięcie się środków ciężkości ładunku dodatniego i ujemnego o  $\Delta \vec{r}$ . Dla małych pól możemy założyć, że efekt ten to jest proporcjonalny do siły (przybliżenie harmoniczne), zatem:

$$k \Delta \vec{r} = q \vec{E}_{lok}, \quad (3)$$

gdzie  $k$  jest stałą siłową a  $q$  ładunkiem.

Powstający na skutek deformacji rozkładu ładunków moment dipolowy będzie miał wartość:

$$\vec{\mu} = \Delta \vec{r} q \quad (4)$$

Łącząc oba wzory otrzymujemy zależność między polem lokalnym a indukowanym przez to pole momentem dipolowym:

$$\vec{\mu} = \frac{q^2}{k} \vec{E}_{lok} = \alpha_e \vec{E}_{lok} \quad (5)$$

Współczynnik  $\alpha_e$  nazywamy polaryzowalnością elektronową, jego wartość jest rzędu  $10^{-30} \epsilon_0$ .

### 1.2.2. Polaryzacja atomowa

Pole elektryczne działające na molekułę dielektryka powoduje dwa efekty. Pierwszy z nich to omówiona wcześniej deformacja powłok elektronowych. Drugim efektem jest deformacja wiązań w molekułę, w efekcie czego może pojawić się dodatkowy moment dipolowy związany z przemieszczeniem atomów z ich pierwotnego położenia równowagi. Podobnie jak w przypadku polaryzacji elektronowej ten dodatkowy moment dipolowy jest proporcjonalny do przyłożonego pola elektrycznego, a współczynnik proporcjonalności nazywamy polaryzowalnością atomową  $\alpha_a$ . Dla układów molekularnych  $\alpha_a \sim 0,05 \alpha_e$ , w przypadku kryształów jonowych polaryzowalność atomowa jest znacznie większa od polaryzowalności elektronowej ( $\alpha_a \gg 0,05 \alpha_e$ ).

Całkowity moment dipolowy molekuły indukowany przez pole elektryczne jest sumą przyczynku pochodzącego od deformacji powłok elektronowych oraz wiązań atomowych, ogólnie mówimy zatem o polaryzowalności deformacyjnej.

### 1.2.3. Polaryzacja orientacyjna

Rozpatrzmy teraz przypadek dielektryka, w którym molekuły mają trwały moment dipolowy  $\vec{\mu}$ . Jeżeli molekuły będą miały swobodę orientacji to zewnętrzne pole elektryczne będzie powodowało ich porządkowanie. Na skutek tego procesu będzie wzrastała polaryzacja całego ośrodka, mówimy w takim przypadku o trzecim mechanizmie, tzw. polaryzacji orientacyjnej. Analizując konkurencję między dwoma efektami: porządkowaniem molekuł a ruchami termicznymi można pokazać [1], że dla małych pól i wysokich temperatur wartość średniego momentu dipolowego związanego z orientacją dipoli molekularnych będzie proporcjonalna do przyłożonego pola:

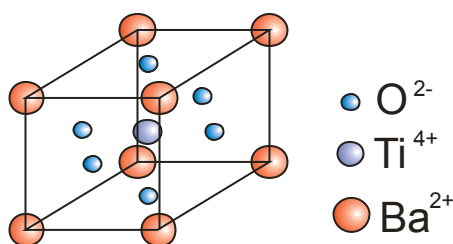
$$\langle \mu \rangle = \frac{\mu^2}{3 k_B T} E \quad (6)$$

Podstawiając typowe dla układów molekularnych wartości można wyliczyć, że polaryzowalność orientacyjna jest około dwa rzędy wielkości większa od polaryzowalności elektronowej.

## 2. Kryształy ferroelektryczne

Wśród dielektryków na szczególną uwagę zasługują kryształy wykazujące trwały moment dipolowy nawet przy braku zewnętrznego pola elektrycznego, przez analogię do magnetyków nazywanych ferroelektrykami. Niezwykłe właściwości tych układów powodują, że są one interesujące zarówno z teoretycznego jak i aplikacyjnego punktu widzenia. Wysoka przenikalność dielektryczna sprawia, że ferroelektryki stanowią bardzo dobry materiał do budowy miniaturowych kondensatorów. Inną ciekawą cechą kryształów ferroelektrycznych, która znalazła zastosowanie w nieulotnych pamięciach ferroelektrycznych, jest zjawisko histerezy polaryzacji obserwowanej przy powolnych zmianach pola elektrycznego. Ciekawą klasę kryształów ferroelektrycznych stanowią piroelektryki, których moment dipolowy nie zmienia się wraz ze wzrostem wartości natężenia pola elektrycznego aż do momentu, w którym następuje przebicie. W wielu przypadkach wzrost temperatury powoduje przejście ze stanu ferro do stanu paraelektrycznego, który cechuje brak trwałego momentu dipolowego. Temperaturę przejścia  $T_c$  nazywamy temperaturą Curie. Dla niektórych związków temperatura Curie może być wyższa od temperatury topnienia.

Przykładem kryształów ferroelektrycznych jest tytanian baru  $\text{BaTiO}_3$ , krystalizujący w strukturze perowskitu (Rysunek 1). Poniżej temperatury  $T_c$  struktura ta jest lekko zdeformowana. Jony  $\text{Ba}^{2+}$  i  $\text{Ti}^{4+}$  są przesunięte względem jonów  $\text{O}^{2-}$ , w efekcie czego komórka elementarna uzyskuje moment dipolowy.



Rysunek 1. Struktura tytanianu baru.

## 3. Teoria Landaua przejść fazowych

Przejście fazowe między stanem ferro- i paraelektrycznym w tytanianie baru można opisać za pomocą fenomenologicznej teorii Landaua. Zgodnie z tą teorią funkcję energii swobodnej w pobliżu przejścia fazowego można zapisać w postaci rozwinięcia w szereg względem parametru porządku, jakim w tym przypadku jest polaryzacja dielektryka:

$$\hat{F}(P, T) = \sum_n \frac{1}{n} g_n P^n, \quad (7)$$

gdzie parametry  $g_n$  są zależne od temperatury.

Zauważmy, że w przypadku gdy kryształ niespolaryzowany ma środek inwersji, to w rozwinięciu (7) należy rozpatrywać tylko parzyste potęgi  $P$ . Jeżeli taki dielektryk umieścimy w polu  $E$  w rozwinięciu funkcji energii swobodnej pojawia się dodatkowy człon  $-EP$  związany z oddziaływaniem dipoli elektrycznych z polem  $E$ :

$$\hat{F}(P, T, E) = -EP + \sum_n \frac{1}{2n} g_{2n} P^{2n} \quad (8)$$

W stanie równowagi termodynamicznej funkcja energii swobodnej musi być minimalna, zatem jej pierwsza pochodna musi się zerować:

$$\frac{\partial \hat{F}}{\partial P} = 0 = -E + g_2 P + g_4 P^3 + g_6 P^5 + \dots \quad (9)$$

Opis przejścia ferroelektryk – paraelektryk uzyskamy zakładając, że współczynnik  $g_2$  jest liniową funkcją temperatury i zmienia swój znak w  $T=T_0$ :

$$g_2 = \gamma (T - T_0) \quad (10)$$

### 3.1. Przejścia II rodzaju

Założmy, że współczynnik  $g_4$  w rozwinięciu jest dodatni, wtedy możemy zaniedbać współczynnik  $g_6$ , a równanie (9) przy braku zewnętrznego pola przyjmuje postać:

$$\gamma (T - T_0) P_s + g_4 P_s^3 = 0 \quad (11)$$

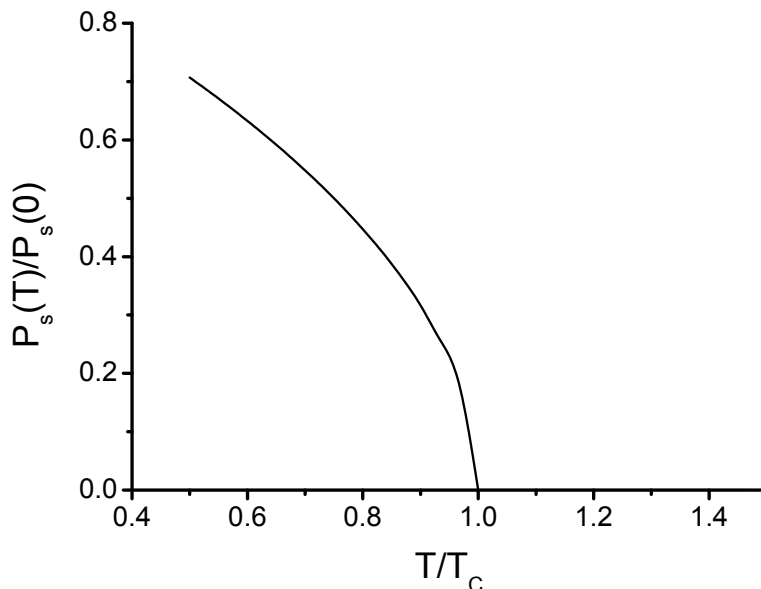
Dla temperatur mniejszych od  $T_0$  będą istniały dwa możliwe rozwiązania:

$$P_s = 0 \quad \text{lub} \quad P_s^2 = \left( \frac{\gamma}{g_4} \right) (T_0 - T) \quad (12)$$

Układ będzie więc znajdował się w stanie, w którym całkowita energia swobodna jest najmniejsza, zatem:

$$P_s = \left( \frac{\gamma}{g_4} \right)^{\frac{1}{2}} (T_0 - T)^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

Powyżej  $T_0$  istnieje już tylko jedno rzeczywiste rozwiązanie równania (11)  $P_s=0$ .



**Rysunek 2. Zależność temperaturowa polaryzacji spontanicznej dla przejść fazowych II rodzaju.**

Zauważmy, że poniżej temperatury  $T_0$  polaryzacja dielektryka jest niezerowa nawet przy braku zewnętrznego pola elektrycznego, powyżej  $T_0$  taki stan nie jest możliwy. Widzimy, że

w ten sposób uzyskaliśmy opis przejścia fazowego między stanem ferroelektrycznym (niezerowa polaryzacja  $P_s$ ) a stanem paraelektrycznym w którym  $P_s=0$ , które zachodzi w temperaturze  $T_c=T_0$ . Istotnym jest fakt, że polaryzacja  $P_s$  spada monotonicznie do zera w pobliżu temperatury przejścia (Rysunek 2), zatem mamy do czynienia z przejściem fazowym ciągłym, lub inaczej przejściem fazowym II rodzaju.

### 3.2. Przejścia I rodzaju

Zastanówmy się teraz jaka będzie sytuacja gdy współczynnik  $g_4$  będzie ujemny. Gdy zaniedbamy wyrazy wyższego rzędu to energia swobodna będzie dążyła do minus nieskończoności wraz ze wzrostem  $P$ , musimy zatem w dalszych rozważaniach uwzględnić kolejny człon rozwinięcia. Przebieg energii swobodnej w funkcji  $P^2$  przy takich założeniach przedstawia Rysunek 3.

Analiza przebiegu funkcji  $F(P^2)$  prowadzi do wniosku, że dla temperatur poniżej temperatury przejścia  $T_c$  energia swobodna będzie miała minimum globalne dla niezerowej wartości  $P_s$ , powyżej  $T_c$  minimum energii swobodnej będzie odpowiadało zerowej polaryzacji. Najciekawszy jest przypadek gdy  $T=T_c$ , wtedy funkcja  $F$  przyjmuje wartość najmniejszą dla dwóch wartości  $P$ . W tym miejscu następować będzie nieciągła zmiana parametru porządku, zatem będziemy obserwować przemianę fazową I rodzaju. Podobnie jak poprzednio możemy przeanalizować analitycznie warunek równowagi przy braku zewnętrznego pola (równanie (9)), który będzie miał postać:

$$\gamma(T - T_0)P_s - |g_4|P_s^3 + g_6P_s^5 = 0 \quad (13)$$

Równanie to będzie spełnione gdy:

$$P_s = 0 \quad (14)$$

lub

$$\gamma(T - T_0) - |g_4|P_s^2 + g_6P_s^4 = 0 \quad \text{dla} \quad g_4^2 - 4g_6\gamma(T - T_0) > 0 \quad (15)$$

zatem dla  $T < T_c$ :

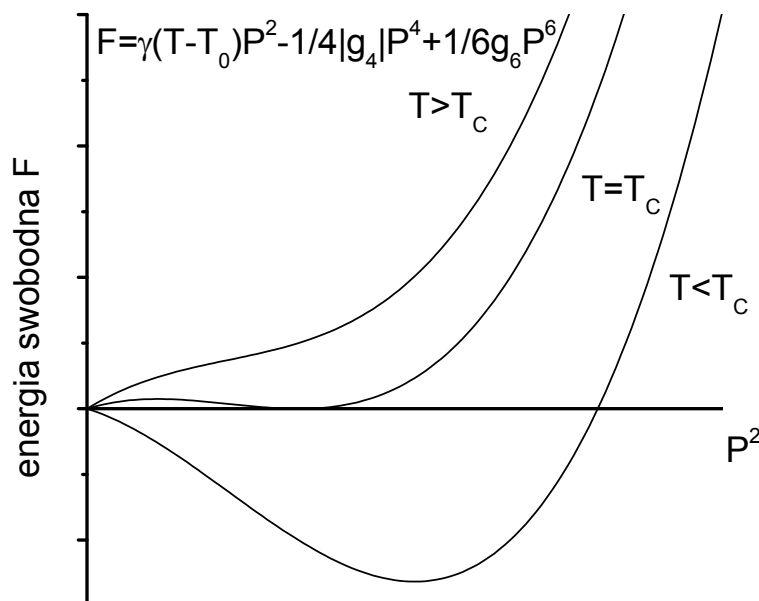
$$P_s^2 = \frac{|g_4| \pm \sqrt{g_4^2 - 4g_6\gamma(T - T_0)}}{2g_6} \quad (16)$$

W przypadku przejść fazowych I rodzaju dwie fazy będą współistniały dla  $T=T_c$ , musi zatem zachodzić równość:

$$\hat{F}(P_s, T_c) = \hat{F}(0, T_c) \quad (17)$$

z analizy tego warunku wynika, że (patrz [2] zadanie 7 str 449):

$$T_c = T_0 + \frac{3g_4^2}{16\gamma g_6} \quad (18)$$



Rysunek 3. Zależność energii swobodnej Landaua od kwadratu polaryzacji w przejściach I rodzaju dla różnych temperatur

### 3.3. Obszar paraelektryczny

Zastanówmy się jak będzie zachowywał się dielektryk w polu  $E$  dla temperatur powyżej  $T_c$ . W takim przypadku w rozwinięciu (8) możemy zaniedbać człony wyższe niż kwadratowy. W stanie równowagi termodynamicznej zachodzi równość:

$$\frac{\partial \hat{F}}{\partial P} = 0 = -E + \gamma(T - T_0)P \quad (19)$$

po przekształceniach otrzymujemy związek między polaryzacją a polem zewnętrznym:

$$E = \gamma(T - T_0)P \quad (20)$$

możemy zatem wyprowadzić zależność przenikalności dielektrycznej od temperatury:

$$\varepsilon(T > T_c) = 1 + \frac{C}{(T - T_0)} \quad (21)$$

Podobnie jak w przypadku paramagnetyków, również dla substancji paraelektrycznych obserwujemy zależność podatności  $\chi$  w postaci  $1/(T - T_c)$ . Jest to tzw. prawo Curie-Weissa.

## 4. Metoda pomiaru

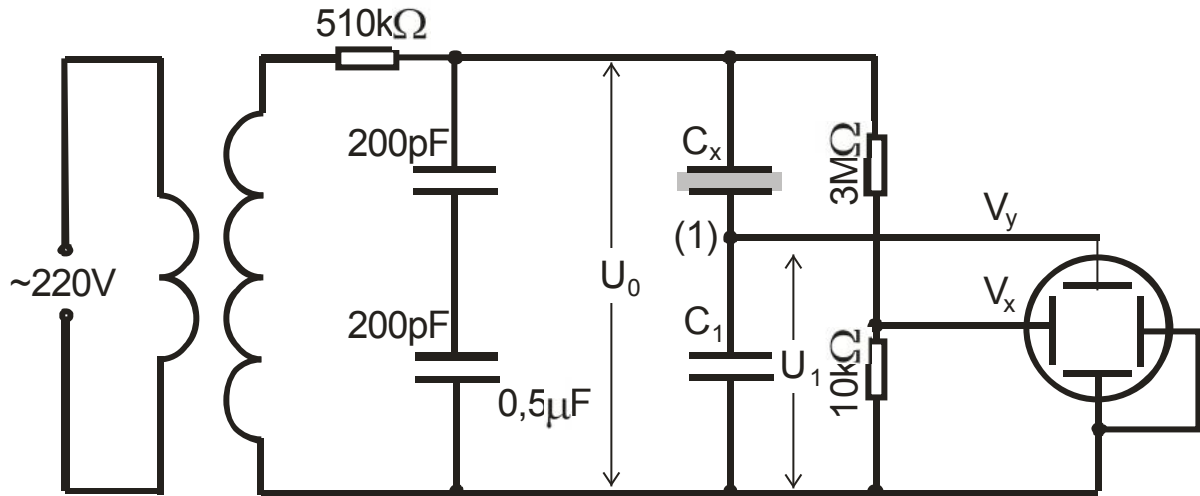
Próbka polikrystalicznego tytanianu baru wykonana jest w postaci sprasowanej pastylki pokrytej z obu stron cienką warstwą srebra. Powstały w ten sposób kondensator umieszczony jest w piecu sterowanym za pomocą regulatora temperatury. W ćwiczeniu stosowane są dwa układy służące do pomiarów własności dielektrycznych badanego materiału. W pierwszej części należy dokonać pomiaru zależności przenikalności dielektrycznej od temperatury. W drugiej części należy zarejestrować zmiany pętli histerezy również w funkcji temperatury.

### 4.1. Pomiar przenikalności dielektrycznej

Względna przenikalność dielektryczna równa jest stosunkowi pojemności kondensatora wypełnionego badanym dielektrykiem do pojemności kondensatora próżniowego o tych samych wymiarach. Pomiaru przenikalności dielektrycznej dokonujemy pośrednio mierząc pojemność badanej próbki za pomocą miernika pojemności.

## 4.2. Obserwacja pętli histerezy

Obserwacji pętli histerezy dokonujemy za pomocą układu doświadczalnego zaproponowanego przez V.H. Schmidta [3], którego schemat przedstawia Rysunek 4.



Rysunek 4. Schemat układu do rejestracji pętli histerezy.

W układzie tym wysokie napięcie  $U_0$  o przebiegu sinusoidalnym podawane jest na układ dwóch kondensatorów  $C_1$  i  $C_x$  (kondensator wypełniony badaną próbką) połączonych szeregowo. Za pomocą oscyloskopu cyfrowego (przystawka komputerowa) dokonujemy pomiaru napięć  $U_0$  oraz  $U_1$ . Zauważmy, że ładunek zgromadzony na okładkach obu kondensatorów musi być taki sam (opór wejściowy oscyloskopu jest na tyle duży, że nie będzie upływu ładunku w punkcie (1)). Skoro tak, to znając pojemność  $C_1$  oraz napięcie  $U_1$  możemy wyliczyć ładunek zgromadzony na okładkach kondensatora  $C_x$ .

$$Q_x = C_1 U_1 \quad (23)$$

Z drugiej strony pamiętamy, że gęstość powierzchniowa wyindukowanego ładunku dana jest wzorem:

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E + \chi E + P_f = \epsilon_0 \epsilon E + P_f \quad (24)$$

gdzie  $P$  to całkowita polaryzacja, a  $P_f$  to jej nieliniowa składowa. Zatem możemy zapisać:

$$Q_x = S (\epsilon_0 \epsilon E + P_f) \quad (25)$$

gdzie  $S$ - pole powierzchni okładek kondensatora  $C_x$

Podstawiając (25) do (23) i wiedząc, że

$$E = \frac{U_x}{d}$$

możemy zapisać:

$$U_1 = \frac{S}{C_1} (\epsilon_0 \epsilon E + P_f) = \frac{S}{C_1} \left( \epsilon_0 \epsilon \frac{U_x}{d} + P_f \right) = \frac{1}{C_1} \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{d} U_x + \frac{S}{C_1} P_f \quad (26)$$

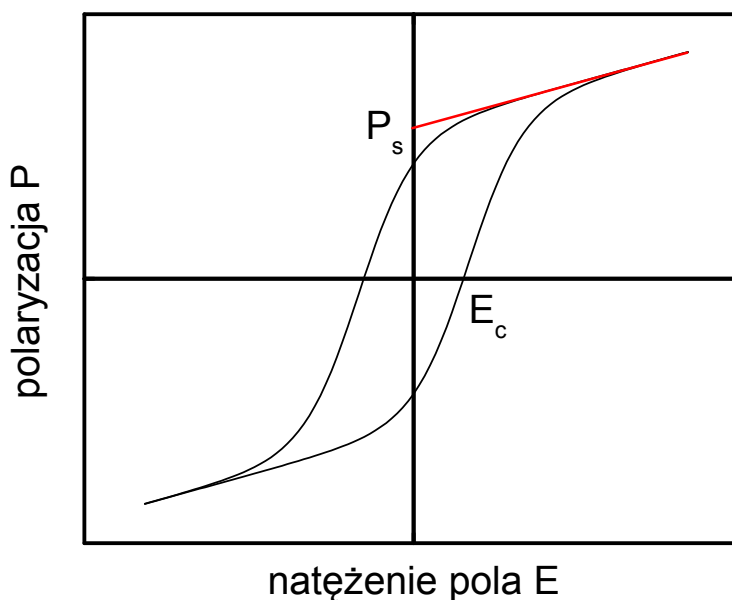
Zwróćmy jeszcze uwagę na fakt, że dla  $C_1 \gg C_x$ ,  $U_x = U_0$  zatem:

$$U_1 = \frac{1}{C_1} \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{d} U_0 + \frac{S}{C_1} P_f \quad (27)$$

Zastanówmy się jak będzie wyglądała zależność  $U_1(U_0)$  obserwowana na oscyloskopie (zakładamy, że przebieg  $U_0$  ma kształt sinusoidalny). Jeżeli dielektryk wypełniający



kondensator  $C_x$  nie będzie wykazywał właściwości ferroelektrycznych, nieliniowa składowa polaryzacji  $P_f$  będzie równa 0; wtedy na ekranie oscyloskopu widoczny będzie odcinek prostej o nachyleniu równym  $C_x/C_l$ .



**Rysunek 5. Przykład pętli histerezy obserwowanej dla ferroelektryków.**

W przypadku kiedy między okładkami kondensatora umieszczony zostanie materiał ferroelektryczny zależność  $U_l(U_0)$  będzie miała kształt pętli jak na rysunku 5. Załóżmy, że na początku eksperymentu całkowita polaryzacja próbki jest równa zero. Przyłożenie napięcia do okładek kondensatora będzie wymuszało orientację trwałych dipoli w dielektryku zgodnie z liniami sił pola elektrycznego. Proces ten będzie postępował do momentu, w którym  $P_f$  osiągnie maksymalną wartość, równą polaryzacji nasycenia  $P_s$ . Dalszy wzrost natężenia pola przykładanego do dielektryka będzie powodował liniowy wzrost całkowitej polaryzacji. Po osiągnięciu wartości maksymalnej  $U_0$  zacznie spadać, wtedy całkowita polaryzacja również będzie spadać, najpierw liniowo, a potem kiedy pole elektryczne będzie już na tyle małe, że ruchy termiczne będą powodowały rozporządkowanie dipoli, w sposób nieliniowy. Po zmianie kierunku wektora natężenia pola elektrycznego (polaryzacji napięcia  $U_0$ ) będzie postępował proces przeorientowania dipoli ferroelektryka. Podobnie jak poprzednio, wartość polaryzacji będzie rosła nieliniowo, aż do momentu kiedy składowa  $P_f$  osiągnie wartość nasycenia dla tego kierunku wektora pola elektrycznego, tzn.  $P_f = -P_s$ . Dalszy wzrost wartości bezwzględnej  $U_0$  będzie się przekładał na liniowy wzrost wartości bezwzględnej polaryzacji. Kiedy  $U_0$  zacznie znowu wzrastać, podobnie jak poprzednio, najpierw będziemy obserwowali rozporządkowanie dipoli wraz ze spadkiem natężenia pola elektrycznego (co do wartości bezwzględnej), a potem (po zmianie polaryzacji) ich reorientację. Analizując fragmenty liniowe pętli histerezy można wyznaczyć wartość polaryzacji spontanicznej  $P_s$  (wartość bezwzględna miejsca przecięcia prostej z osią OY jest równa  $P_s$ ). Istotnym parametrem opisującym pętle histerezy jest miejsce przecięcia z osią OX, tzw. pole koercji  $E_c$ , określające jakie pole zewnętrzne należy przyłożyć aby zmniejszyć do zera polaryzację dielektryka.



## 5. Wykonanie ćwiczenia

### 5.1. Program ćwiczenia

1. Wykonać pomiar zależności stałej dielektrycznej tytanianu baru od temperatury.
  - a. Wykonać pomiar do temperatury  $\sim 160^\circ\text{C}$ .
  - b. Powtórzyć pomiar przy ostygnięciu (do  $\sim 50^\circ\text{C}$ ).
2. Zestawić układ pomiarowy do pomiarów pętli histerezy.
  - a. Zarejestrować pętle histerezy w różnych temperaturach
  - b. Wykonać pomiary do temperatury nieco powyżej punktu Curie i zarejestrować wymuszenie stanu ferroelektrycznego silnym polem elektrycznym oraz zaobserwować pojawienie się stanu ferroelektrycznego z obniżaniem temperatury.
3. Zmierzyć średnicę i grubość próbki. Próbka ze sprasowanego polikrystalicznego materiału ma kształt pastylki pokrytej obustronnie warstwą naparowanego srebra.  
**Uwaga:** próbka nie jest z czystego  $\text{BaTiO}_3$  ale zawiera domieszkę  $\text{Al}_2\text{O}_3$  stanowiącego lepiszcze (ze względu na silny efekt piezoelektryczny).

### 5.2. Aparatura

1. Kondensator wypełniony badaną substancją
2. Piecyk wraz z kontrolerem temperatury
3. Mostek RLC
4. Układ do rejestracji pętli histerezy (patrz schemat z rysunku 4) wraz z oscyloskopem umożliwiającym rejestrację przebiegów na komputerze
5. Suwmiarka, śruba mikrometryczna

### 5.3. Opracowanie

1. Narysować wykresy  $\varepsilon(T)$  oraz  $1/\varepsilon(T)$  (dla stanu paraelektrycznego). Porównać przebiegi dla ogrzewania i ochładzania próbki. Uwaga:  $C [\text{cm}] = 0.9 \text{ C} [\text{pF}]$
2. Z wykresów wyznaczyć temperaturę Curie  $T_c$  i parametry w prawie Curie-Weissa.
3. Z otrzymanych pętli histerezy wyznaczyć wartości polaryzacji spontanicznej  $P_S$  i przedstawić na wykresie  $P_S(T)$
4. Wykreślić zależność pola koercji  $E_C$  oraz energii polaryzacji  $W_P$  od temperatury.
5. Przedyskutować otrzymane wyniki w aspekcie teorii Landaua i określić charakter przejścia fazowego w tytanianie baru.

**Literatura:**

- [1] *Fizyka Chemiczna*, pod red. J.M. Janik, PWN, Warszawa 1989
- [2] C. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, Warszawa 1999
- [3] V. H. Schmidt, „Ferroelectricity experiment for advanced laboratory”, *Amer. J. Phys.***37**, 351-354 (1969)

**DODATEK A.****ANALIZA DANYCH ZA POMOCĄ PROGRAMU ANALIZATOR**

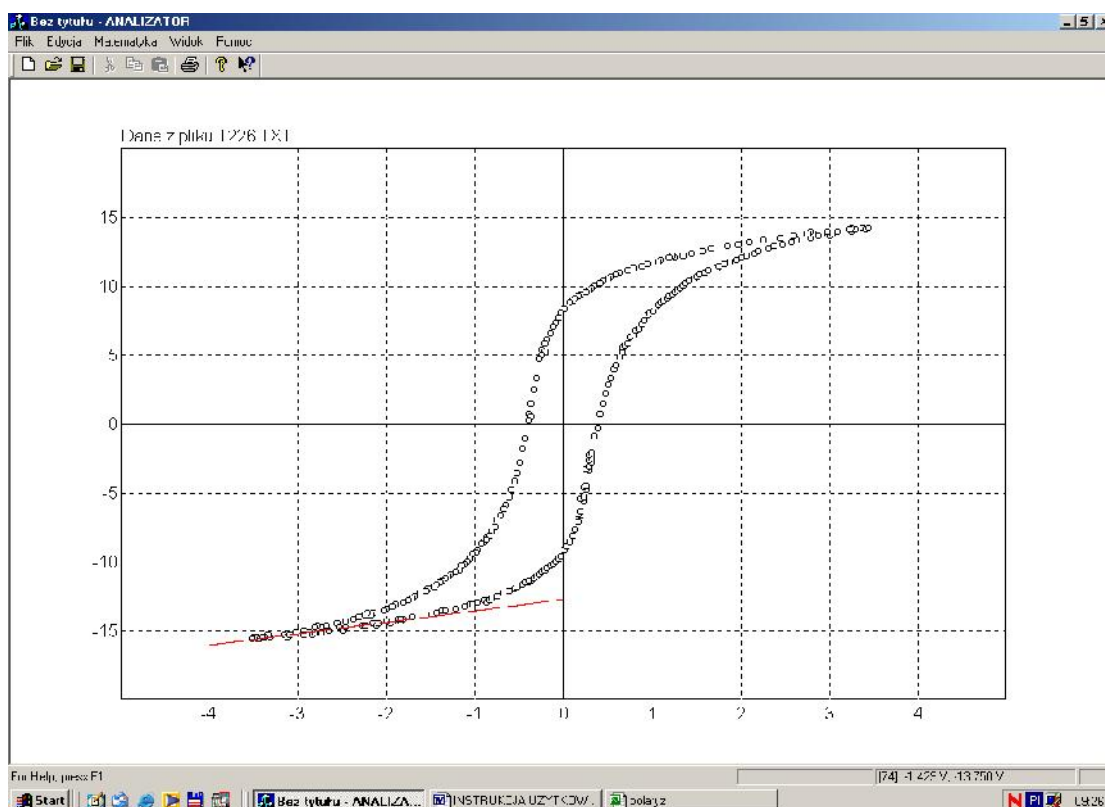
1. Uruchomić program z katalogu *C:\Program Files\Analizator*.
2. Z Menu Plik wybrać polecenie : *Import Danych* i zaimportować (a nie otwórz plik !!!) swoje dane zapisane w trakcie doświadczenia ( po jednym pliku dla każdej temperatury !). Na ekranie wyświetlą się pętle histerezy. Program automatycznie przeskaluje odczytane wyniki na podstawie danych o pomiarze, zapisanych w nagłówku pliku tekstowego.
3. W pliku źródłowym może być zapisanych kilka pętli histerezy, dlatego do dalszej analizy należy wybrać jedną z pętli , za pomocą polecenia z Menu Edycja: *Zakres Danych*. Następnie wybrać odpowiednie punkty (np. od 0 do 300), kliknąć klawisz *Zastosuj*, tak dopasować punkty, aby pętla się zamykała. Kliknij *Ok*.
4. Pętla histerezy musi być symetryczna względem osi Y w celu dalszej analizy – obliczenia pola koercji. Aby to uzyskać należy :
  - a. najpierw przeskalować wykres - z Menu Edycja wybrać: Skalowanie, i następnie przeskalować wykres tak, aby dokładnie widzieć początek układu współrzędnych, np.
    - i. Oś X Min = -1, Max = 1, Podziałka = 0.2
    - ii. Oś Y Min = -5, Max = 5, Podziałka = 1Kliknąć klawisz *Zastosuj i Ok*.

UWAGA! PROGRAM AKCEPTUJE JEDYNNIE KROPKI W LICZBACH

DZIESIĘTNYCH!

- b. Należy tak przesunąć wykres, aby był symetryczny względem osi Y. W tym celu należy zmierzyć odległość obu krzywych od osi Y (mierzyć na przecięciu z osią X – najechać myszką na wybrany punkt - wartości punktów widać w prawym dolnym rogu okienka programu ), a następnie określoną wartość dodać do osi X za pomocą polecenia z Menu Matematyka *Dodaj*. Następnie zmierzyć nowe odległości od osi Y i zapisać je w celu obliczenia pola koercji.
5. Następnie powracamy do poprzedniej skali (patrz punkt 4).
  - a. Oś X Min = -5, Max = 5, Podziałka = 1
  - b. Oś Y Min = -20, Max = 20, Podziałka = 5Kliknąć klawisz *Zastosuj i Ok*.
6. Kolejny krok – znalezienie wartości polaryzacji swobodnej, jako parametru b w dopasowaniu prostej do pętli ( w praktyce dopasowuje się dwie proste na każdym z końców pętli i uśrednia się):

- a. należy wybrać punkty leżące na prostym odcinku w ogonach histerezy ( dwa punkty na jednym końcu i dwa na drugim) – Numer punktu widać w prawym dolnym rogu okienka programu [w prostokątnym nawiasie] po podwójnym kliknięciu na niego.  
*UWAGA! Punkty muszą należeć do jednej pętli.*
- b. Z Menu Matematyka wybrać polecenie: *Dopasowanie prostej* i wpisać zanotowane numery punktów. Kliknij *Dopasuj*, program wyświetli parametry dopasowania, które należy skopiować (klawisz *Kopiuj* skopiuje wartości parametrów a i b oraz ich błędy) i przekleić do Excela, w celu obliczenia polaryzacji spontanicznej.



7. Aby wkleić przykładowe wykresy do sprawozdania (np. do MS Word) można wyeksportować dane z programu Analizator. Najpierw należy nadać tytuł wykresowi (lub/i dodać swój komentarz) wybierając z Menu Edycja, polecenia *Tytuł* (lub/i *Komentarz*). Następnie z Menu Plik wybrać polecenie *Export WMF* – dane zostaną zapisane jako obraz EMF.
  8. Następnie powtórzyć procedurę (pkt. 2-7) dla kolejnych pomiarów w następnej temperaturze.
- Aby uzyskać pomoc należy kliknąć klawisz **F1**.