

LABORATORIUM FIZYKI MOLEKULARNEJ

KATEDRA FIZYKI ZJAWISK ELEKTRONOWYCH

Ćwiczenie laboratoryjne Nr 4

SPEKTROSKOPIA DIELEKTRYCZNA

(z wykorzystaniem prądów termicznie stymulowanych)

Prowadzący ćwiczenie:

dr hab. Henryk Sodolski

prof. nadzw. PG

SPIS TREŚCI

A. Część teoretyczna

- I. Podstawy fizyczne pomiaru prądów termicznie stymulowanych.
- II. Zarys teorii termicznej relaksacji dielektryków.
 1. Relaksacja dipolowa.
 2. Termiczna relaksacja elektronowa i jonowa.
 3. Relaksacja ładunku przestrzennego.
- III. Analiza prądu TSD dla pojedynczego procesu relaksacji.
- IV. Analiza prądu TSD w obecności gradientu temperatury.
- V. Analiza złożonych prądów TSD.
- VI. Doświadczalne rozróżnienie rodzaju relaksacji.
- VII. Literatura.

B. Część doświadczalna.

- I. Opis aparatury.

C. Cel ćwiczenia i zadania do wykonania.

- I. Zakres zagadnień teoretycznych.
- II. Pomiary.
- III. Analiza wyników pomiarów.

D. Dodatek

- I. Opis programu komputerowego do analizy prądów TSD.
- II. Publikacje:
 1. C. Bucci, R. Fieschi, G. Guidi
Ionic thermocurrents in dielectrics
Phys. Rev. **148**, 816 (1966).
 2. H. Sodolski, W. Tomaszewicz
Thermally stimulated currents in silica xerogels with temperature gradient
Optica Applicata, Vol. XXX, No 4, 543 (2000).

SPEKTROSKOPIA DIELEKTRYCZNA

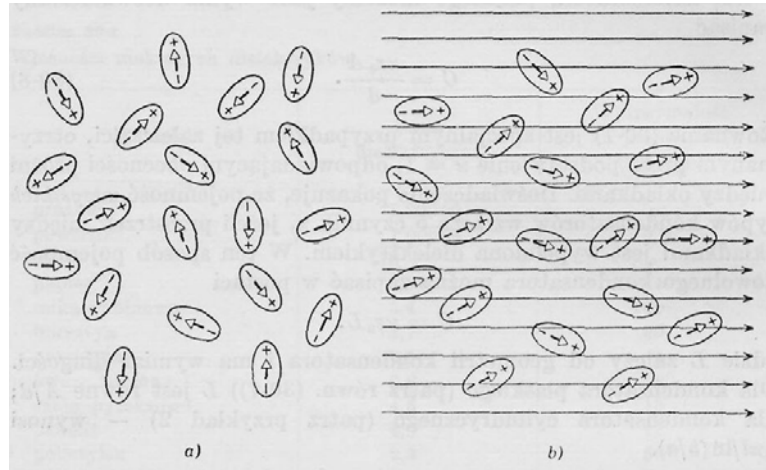
(z wykorzystaniem prądów termicznie stymulowanych)

A. Część teoretyczna

I. Podstawy fizyczne pomiaru prądów termicznie stymulowanych.

Prądy termicznie stymulowane są związane ze zmianą entropii badanych materiałów podczas przejścia ze stanu mniej uporządkowanego do bardziej uporządkowanego lub odwrotnie.

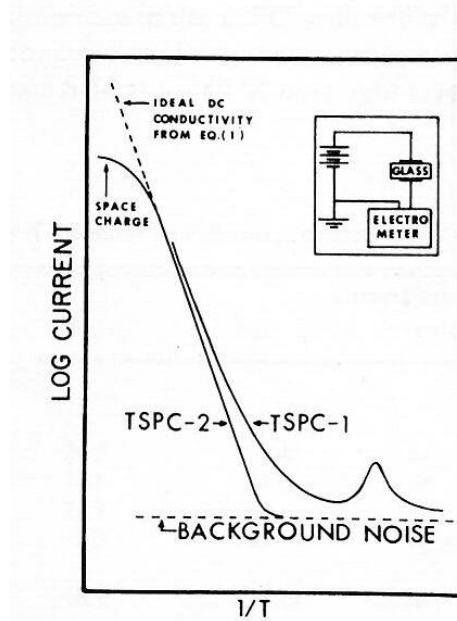
Jeżeli badane materiały zawierają dipole, czynnikiem porządkującym może być działanie pola elektrycznego podczas polaryzacji. Czynnikiem przeciwdziałającym uporządkowaniu dipoli w polu elektrycznym będą zawsze ruchy cieplne dipoli jak i molekuł matrycy zawierającej te dipole. Warunki równowagi obu przeciwstawnych procesów zależą zarówno od wartości pola elektrycznego oraz temperatury próbki jak i struktury badanego materiału. Struktura materiału i temperatura decydują o stopniu swobody zmiany położenia dipoli pod wpływem pola elektrycznego (rys. 1).



Rys. 1. (a) Beładne ustawienie dipoli przy braku zewnętrznego pola elektrycznego.
(b) Częściowe uporządkowanie ustawienia dipoli pod wpływem pola elektrycznego. Ruch cieplny zapobiega pełnemu uporządkowaniu.

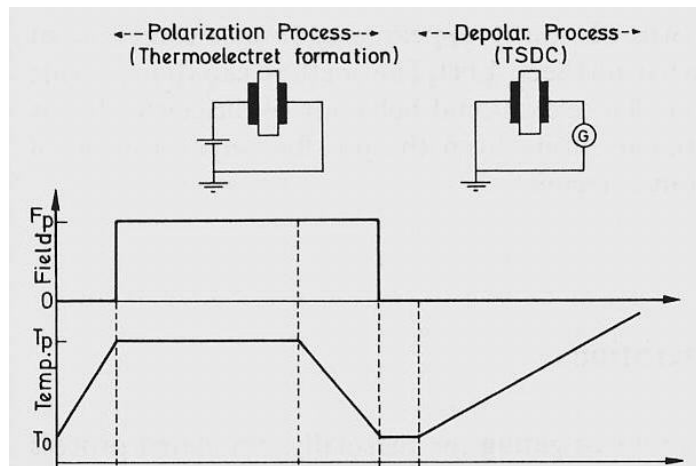
W typowych dielektrykach, w odpowiednio wyższych temperaturach, swoboda ruchu dipoli jest wystarczająca aby przy polach elektrycznych rzędu 10^5 V/m uzyskać mierzalne wartości polaryzacji. Przebieg prądu polaryzacji $I_p(T)$ podczas zadanej zmiany (zwykle liniowo rosnącej) temperatury będzie wykazywał jedno lub więcej osłowności w formie lokalnych maksimum (rys. 2). Zwykle, jak widać na rys. 2 maksima te mogą być

zakłócone udziałem rosnącego z temperaturą przewodnictwa elektrycznego badanej próbki lub powstającego podczas polaryzacji ładunku przestrzennego.



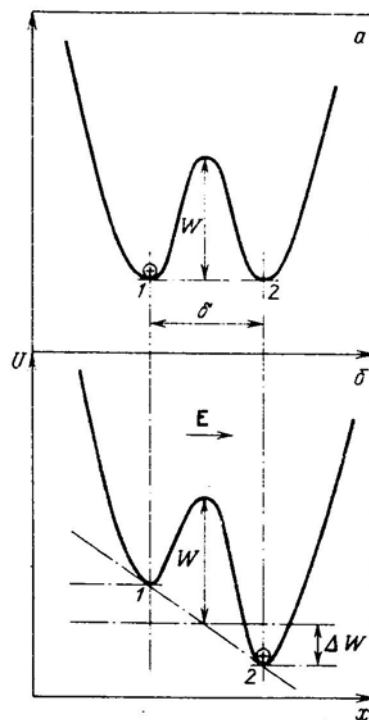
Rys. 2. Schemat typowego przebiegu prądu TSP (dwa kolejne przebiegi polaryzacyjne).

Opisany wyżej przebieg nosi nazwę prądu termicznie stymulowanej polaryzacji (TSP). Często pomiar TSP jest uzupełniany pomiarem termicznie stymulowanej depolaryzacji (TSD). Zasadę pomiaru TSD ilustruje niżej podany schemat zmian pola elektrycznego (E) i temperatury (T) w funkcji czasu.



Rys. 3. Typowy przebieg pola elektrycznego i temperatury w procesie polaryzacji i termicznie stymulowanej depolaryzacji dielektryka.

Opisany wyżej proces polaryzacji lub depolaryzacji materii z udziałem dipoli nosi nazwę polaryzacji dipolowej lub orientacyjnej. W dielektrykach amorficznych i polikrystalicznych możliwy jest również inny rodzaj polaryzacji związany z działaniem pola elektrycznego na słabo związane elektrony lub jony. Słabo związane ładunki elektryczne w wyniku wzbudzenia termicznego mogą opuszczać miejsca ich pierwotnej lokalizacji i przemieszczać się na mikro-odległości. Ładunki te mają zwykle do dyspozycji kilka położen równowagi (miejsz oddzielonych od siebie określoną barierą potencjału rys. 4a).



Rys. 4. Energetyczny model położeń równowagi jonu: (a) bez pola elektrycznego, (b) w obecności pola E . (W – wysokość bariery potencjału, ΔW – zmiana wysokości bariery).

Podczas nieobecności zewnętrznego pola elektrycznego słabo związane ładunki elektryczne mogą z jednakowym prawdopodobieństwem zająć dowolne położenie równowagi. W obecności pola elektrycznego prawdopodobieństwo przeskoku nośnika z położenia 1 do położenia 2 jest większe aniżeli z położenia 2 do 1 (rys. 4b). Tak wyróżniony kierunek przemieszczania nośników na mikro-odległość staje się źródłem polaryzacji, którą podobnie jak w przypadku polaryzacji dipolowej może być „zamrożona” a następnie termicznie uwalniana poprzez relaksację ładunków po usunięciu pola elektrycznego.

Trzeci rodzaj polaryzacji może być związany z równowagowym przewodnictwem elektrycznym dielektryków. Odpowiedzialne za to przewodnictwo nośniki prądu (jony lub elektrony) przemieszczają się na makro-odległość porównywalną z grubością próbki. Często przemieszczaniu się ładunków w obszary przyelektrodowe towarzyszy gromadzenie się w tych obszarach ładunku objętościowego. W takich przypadkach cały dielektryk może być traktowany jak zbiór makro-dipoli. Po usunięciu pola elektrycznego procesy cieplne będą starały się doprowadzić do rozproszenia ładunku w całej objętości dielektryka, co może być traktowane jako proces termicznej relaksacji ładunku objętościowego.

Poznanie różnych mechanizmów relaksacji ładunków elektrycznych w dielektrykach jest ważne zarówno do celów poznawczych jak i zastosowań praktycznych. Wyznaczenie czasu relaksacji i określenie wydatków energetycznych (energii aktywacji) związanych z relaksacją dipoli, pseudodipoli, bądź ładunku objętościowego, pozwala bliżej poznać własności elektryczne i strukturalne badanych materiałów. Znajomość procesów relaksacji dielektrycznej jest szczególnie ważna dla materiałów pracujących w wysokich polach elektrycznych lub służących do długoczasowego przechowywania ładunku elektrycznego (tzw. elektretów) [1, 2].

II. Zarys teorii termicznej relaksacji dielektryków.

1. Relaksacja dipolowa.

Zachowanie się relaksujących polarnych molekuł w ciele stałym jest często opisywane modelem Debye'a [1]. Według którego w stałej temperaturze, po usunięciu pola elektrycznego, polaryzacja zanika według zależności:

$$P(t) = P_o \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (1)$$

gdzie: τ - czas relaksacji, P_o – początkowa wartość polaryzacji zwana polaryzacją nasycenia.

Czas relaksacji jest zwykle eksponencjalną funkcją temperatury

$$\tau(T) = \tau_o \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right) \quad (2)$$

gdzie: τ_o – czynnik przedwykładniczy, E_a – energia aktywacji, k – stała Boltzmanna.

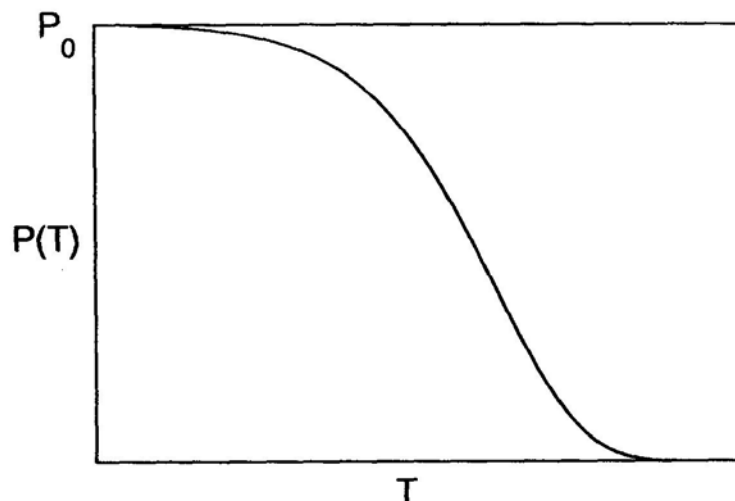
Opisany równaniem (1) proces depolaryzacji w stałej temperaturze jest w praktyce badany w nielicznych, prostych przypadkach. W metodzie prądów termicznie stymulowanej depolaryzacji stosuje się zwykle liniowy wzrost temperatury próbki

$$T(t) = T_0 + bt \quad (3)$$

gdzie: t – czas, T_0 – temperatura początkowa, b – prędkość ogrzewania.

Po wykorzystaniu (1), (2) i (3) na zanik polaryzacji otrzymujemy wyrażenie [1, 3]:

$$P(T) = P_0 \exp \left[-\frac{1}{T_0 b} \int_{T_0}^T \exp \left(-\frac{E_a}{kT'} \right) dT' \right] \quad (4)$$



Rys. 5. Zanik polaryzacji dielektryka ze wzrostem temperatury w przypadku pojedynczego procesu relaksacji.

Zanik ten powoduje w obwodzie krótko-zwartym przepływ prądu o gęstości

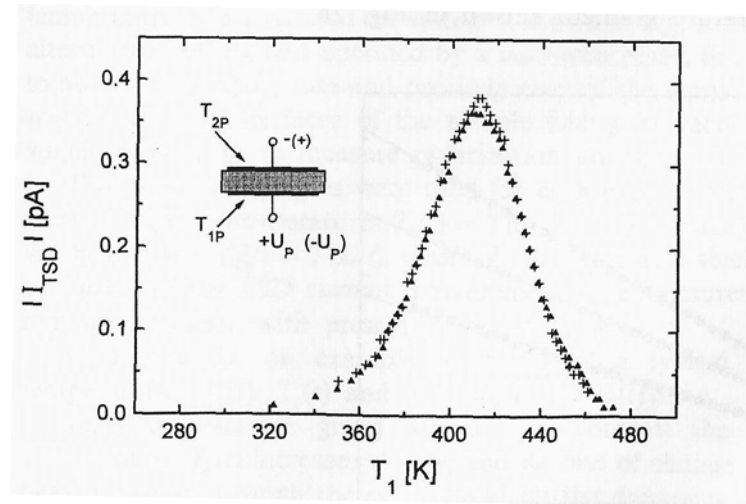
$$j(T) = \frac{I(T)}{S} = -b \frac{dP(T)}{dT} \quad (5)$$

gdzie: $I(T)$ – natężenie prądu, S – powierzchnia elektrody.

Korzystając z (4) otrzymujemy:

$$j(T) = \frac{P_0}{\tau_0} \exp \left(-\frac{E_a}{kT} \right) \exp \left[-\frac{1}{\tau_0 b} \int_{T_0}^T \exp \left(-\frac{E_a}{kT'} \right) dT' \right] \quad (6)$$

Przebieg prądu $j(T)$ zgodnego z równaniem (6) pokazano na rys. 6.



Rys. 6. Doświadczalny przebieg prądu TSD (dla próbki SiO₂ z dodatkiem RbCl) dobrze spełniający równanie (6). Pokrywanie się wyników dla obu polaryzacji jest jednym z argumentów potwierdzających dipolowy charakter relaksacji.

2. Termiczna relaksacja elektronowa i jonów.

Eksponencjalna zależność czasu relaksacji od temperatury jest również spełniona dla modelu procesu relaksacji związanego z przeskokiem słabo związanych jonów lub elektronów przez barierę potencjału (rys. 4b). Dla tego przypadku czas relaksacji spełnia zależność [3]:

$$\tau = \frac{1}{2\nu} \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right) \left(\operatorname{ctg} h \frac{qE\delta}{2kT}\right)^{-1} \quad (7)$$

gdzie: ν - częstość drgań cieplnych nośnika ładunku w jednym z położenia równowagi,

W – wysokość bariery potencjału, q – ładunek jonu (elektronu), E – natężenie pola elektrycznego, δ - odległość między położeniem równowagi w jamie potencjału.

Dla silnych pól elektrycznych, kiedy $q\delta E \ll 2kT$ wzór (7) staje się bliski wyrażeniu opisanemu równaniem (2), co wskazuje na trudność eksperymentalnego rozróżnienia obu procesów relaksacji.

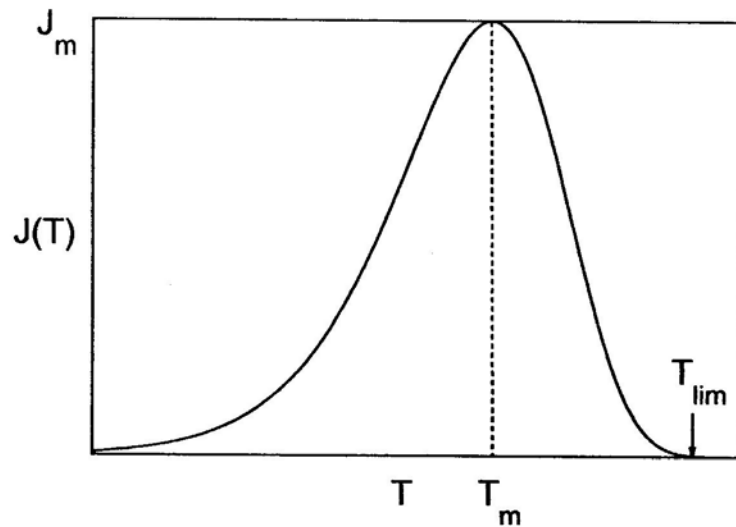
3. Relaksacja ładunku przestrzennego.

Różne teorie termicznie stymulowanej relaksacji ładunku przestrzennego pokazują [3], że we wszystkich przypadkach otrzymana zależność $j_{TSD}(T)$ jest w swoim charakterze taka sama jak przebieg wyznaczony przez Bucci i współautorów [4] dla relaksacji dipolowej (patrz równanie (6)). Oznacza to, że w typowych warunkach eksperymentalnych, kiedy na obie powierzchnie próbki naniesione są identyczne

elektrody metalowe, nie jesteśmy w stanie rozróżnić relaksacji ładunku przestrzennego od relaksacji dipolowej. Aby jednak dokonać rozróżnienia stosuje się specjalne zabiegi eksperymentalne [1, 3], do których między innymi należą: (i) dobór różnych materiałów elektrodowych, (ii) stosowanie układu metal-izolator-półprzewodnik-metal lub (iii) zmiana geometrii próbki.

III. Analiza prądu TSD dla pojedynczego procesu relaksacji.

Przy dopasowywaniu teoretycznych przebiegów prądów TSD do otrzymanych doświadczalnie, wygodnie jest posługiwać się jako parametrami wejściowymi: energią aktywacji E_a , temperaturą T_m odpowiadającą maksimum prądu TSD i maksymalną wartością gęstości prądu $J_m = J(T_m)$ (rys. 7).



Rys. 7. Teoretyczny przebieg prądu TSD dla pojedynczego procesu relaksacji.

Wartości czynnika przedwykładniczego i polaryzacji nasycenia można wyznaczyć wówczas ze wzorów [5]:

$$\tau_o = \frac{kT_m^2}{bE_a} \exp\left(-\frac{E_a}{kT_m}\right) \quad (8)$$

$$P_o = J_m \tau_o \exp\left(\frac{E_a}{kT_m}\right) \exp\left[\frac{1}{\tau_o b} \int_{T_o}^{T_m} \exp\left(-\frac{E_a}{kT^{-1}}\right) dT^{-1}\right]. \quad (9)$$

Jedną z metod analizy doświadczalnych krzywych TSD jest metoda Bucciego [4]. Zgodnie ze wzorem (5), polaryzację dielektryka w danej temperaturze można wyznaczyć całkując gęstość prądu TSD,

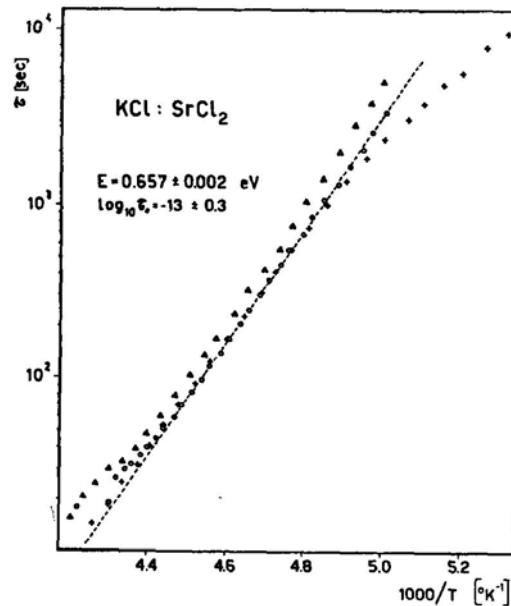
$$P(T) \approx \frac{1}{b} \int_T^{T_{\text{lim}}} J(T^{-1}) dT^{-1}, \quad (10)$$

gdzie: T_{lim} jest temperaturą, przy której prąd depolaryzacji jest niemal równy zeru (rys. 7). Ze wzorów (4), (6) i (2) wynika natomiast zależność

$$\tau(T) = \frac{P(T)}{J(T)}. \quad (11)$$

Podane wzory pozwalają wyznaczyć temperaturową zależność czasu relaksacji $\tau(T)$ na podstawie zmierzonego przebiegu gęstości prądu $J(T)$. Jak wynika ze wzoru (2), zachodzi związek

$$\log \tau(T) = \log \tau_0 + \frac{E_a}{kT}. \quad (12)$$



Rys. 8. Logarytm czasu relaksacji τ w funkcji $10^3/T$ dla relaksacji dipoli w kryształach KCl : SrCl₂ (wykres Bucciego).

Dla pojedynczego procesu relaksacyjnego wykres $\log \tau(T) - 1000/T$, zwany wykresem Bucciego, będzie więc prostą (rys. 8) i umożliwi obliczenie czynnika przedwykładniczego τ_0 i energii aktywacji E_a . Jeżeli zanik polaryzacji jest związany z

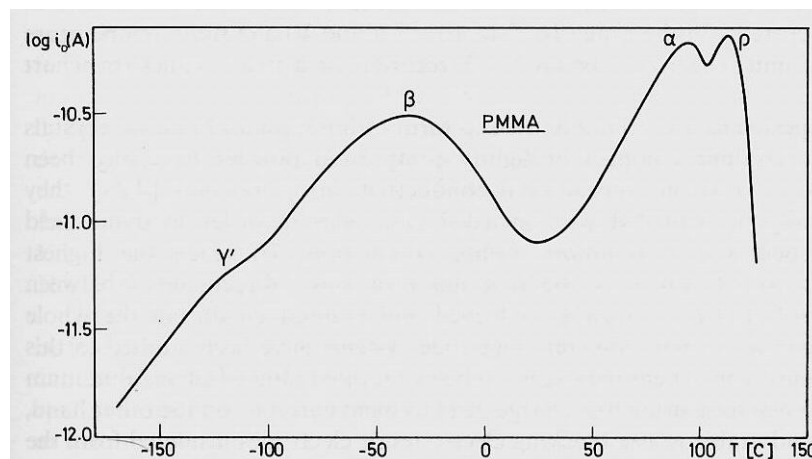
większą liczbą procesów relaksacyjnych, wykres Buccięgo nie będzie prostoliniowy. W niektórych przypadkach jego analiza pozwala na wyznaczenie parametrów poszczególnych procesów.

IV. Analiza prądu TSD w obecności gradientu temperatury.

W niektórych materiałach o bardzo małym przewodnictwie cieplnym, mimo niewielkiej grubości próbek użytych do pomiarów TSD, obserwuje się znaczny gradient temperatury pomiędzy przeciwległymi powierzchniami próbek. Do takich materiałów należą porowate kserożele SiO_2 , dla których pomiar przebiegów TSD przeprowadza się w próżni. Takie warunki pomiaru wykluczają jednorodne ogrzewanie próbki (np. przez owiewanie strumieniem powietrza o regulowanej temperaturze) i powoduje powstanie, zmiennego w czasie pomiaru, gradientu temperatury pomiędzy powierzchnią próbki przylegającą bezpośrednio do grzejnika a przeciwległą powierzchnią próbki. Przeprowadzone badania pokazują [6, 7], że dzięki praktycznie liniowemu wzrostowi temperatur obu powierzchni próbki, można z dobrym przybliżeniem poddać otrzymany przebieg TSD analizie opisaną w punkcie 3, wprowadzając zmienną w czasie średnią temperaturę $T_a(t) = \frac{T_1(t) + T_2(t)}{2}$.

V. Analiza złożonych prądów TSD.

Dotychczasowe rozważania dotyczyły pojedynczego procesu relaksacyjnego zgodnego z modelem relaksacji Debye'a. Wyniki wielu doświadczeń pokazują, że tylko w nielicznych pomiarach mamy do czynienia z tak wygodną do analizy sytuacją fizyczną. Częściej obserwowany pomiar TSD jest wynikiem jednoczesnego występowania kilku procesów relaksacji, co w rezultacie daje mniej lub bardziej złożone widmo prądu termicznie stymulowanej depolaryzacji (rys. 9). Analiza takiego widma jest tym trudniejsza, im większy jest stopień nakładania się poszczególnych procesów relaksacji. W literaturze przedmiotu [1, 2, 3] podaje się kilka interesujących doświadczalnych metod pozwalających na separację poszczególnych relaksacji.



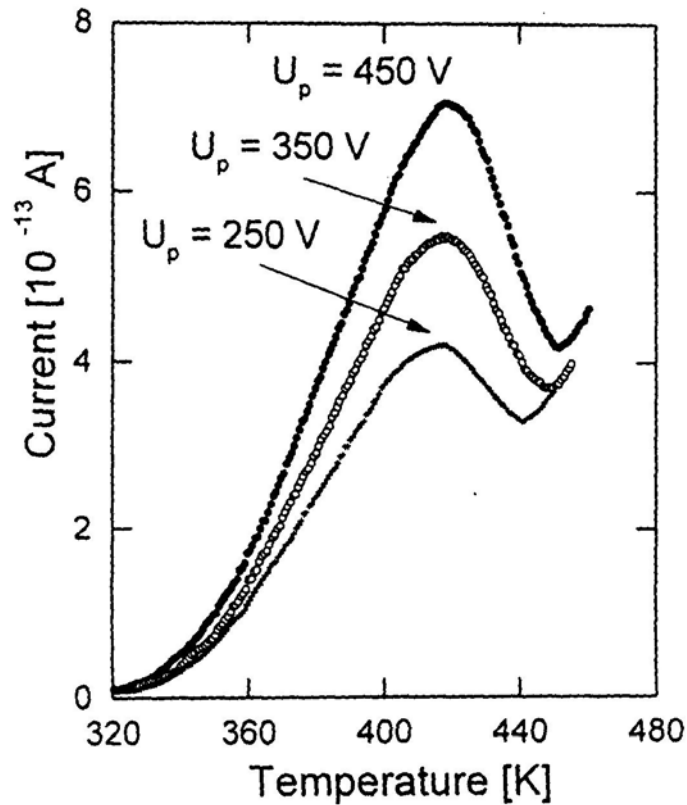
Rys. 9. Przykład złożonego widma TSD otrzymanego dla polimetakrylanu metylu. Piki γ i β mają charakter dipolowy, pik α jest związany ze zmianą struktury polimeru, pik ρ odpowiada relaksacji ładunkowej.

Do celów niniejszego ćwiczenia, w analizie otrzymanego przebiegu TSD, ograniczymy się do komputerowej metody dopasowania pojedynczego lub większej liczby (do czterech) teoretycznych procesów relaksacyjnych do wyniku doświadczenia. Program komputerowy pozwalający na takie dopasowanie opisany przez dr Władysława Tomaszewicza (Katedra Fizyki Zjawisk Elektronowych) został umieszczony na stronie domowej Katedry FZE.

VI. Doświadczalne rozróżnienie rodzaju relaksacji.

Zwykle przed dokonaniem szczegółowej analizy otrzymanych przebiegów TSD dla nieznanymi materiałów przeprowadza się badania mające na celu określenie, czy wyznaczony przebieg prądu TSD związany jest z relaksacją dipolową lub relaksacją ładunku przestrzennego. Typowe eksperymenty pozwalające na takie rozróżnienie polegają na: (i) prześledzeniu wpływu napięcia polaryzacji U_p na przebieg TSD, (ii) zbadanie widma TSD po dwóch kolejno przeprowadzonych przebiegach TSP lub (iii) zbadanie dwóch kolejnych przebiegów TSD różniących się kierunkiem przyłożonego pola elektrycznego polaryzacji.

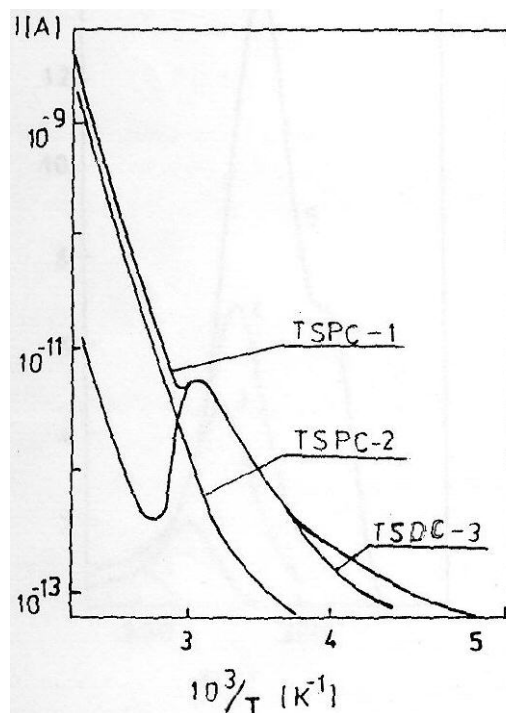
W pierwszym przypadku, jeżeli sygnał TSD jest pochodzenia dipolowego, obserwuje się wzrost amplitudy (piku) TSD proporcjonalnie do rosnącego napięcia U_p (rys. 10). Ponadto również ilość ładunku uwolnionego przez proces depolaryzacji dipolowej jest proporcjonalna do U_p . Powyższe warunki nie są spełnione dla relaksacji ładunku przestrzennego.



Rys. 10. Przykład wpływu pola elektrycznego polaryzacji E_p na wielkość piku TSD. Proporcjonalny do E_p wzrost amplitudy piku potwierdza dipolowy charakter relaksacji.

W drugim przypadku, oba kolejne przebiegi TSP są wyraźnie różne w obszarze temperatur, w którym miała miejsce polaryzacja dipolowa (rys. 11). Otrzymane po dwóch kolejnych przebiegach TSP widmo TSD można zatem przyporządkować relaksacji dipolowej.

W trzecim przypadku, jeżeli polaryzuje się próbkę w zadanym cyklu temperaturowym kolejno napięciem $+U_p$ i $-U_p$, wówczas dla dipoli drugi przebieg TSP powinien dawać prąd co do wartości bezwzględnej dwukrotnie większy w porównaniu z pierwszym przebiegiem. Efekt ten nie powinien wystąpić w części widma TSP związanej z ładunkiem przestrzennym.



Rys. 11. Doświadczalny (dla szkła czteroskładnikowego) przykład rozróżnienia depolaryzacji dipolowej (TSDC-3) po dwóch kolejnych przebiegach polaryzacyjnych (TSPC-1, TSPC-2). Na wykresach widać koincydencję pomiędzy zaburzeniem przebiegu TSPC-1 a pikiem przebiegu TSDC-3.

VIII. Literatura

- [1] J. Vanderschueren, J. Gasiot, „Field-Induced Thermally Stimulated Currents” (w książce Thermally Stimulated Relaxation in Solids Topics in Applied Physics, Vol. 37, wyd. P. Braunlich [Springer, New York, 1979])
- [2] Electrets, Topics in Applied Physics, Vpl. 33, wyd. G.M. Sessler, (Springer, New York, 1980)
- [3] Y. Gorohovatsky, K. Bordovsky, [Eds.], Thermally Activated Current Spectroscopy of High-Resistance Semiconductors and Dielectrics [Nauka, Moscow 1991]
- [4] C. bucci, R. Fieschi, G. guidi, Phys. Rev. **148**, 816 (1996)
- [5] F. Faubert, M. Sanchez, J. Appl. Phys. **84**, 1541 (1998)
- [6] W. Tomaszewicz, H. Sodolski, Visnik Lviv. Univ. Ser. Fiz. **33**, 313 (2000)
- [7] H. Sodolski, W. Tomaszewicz, Optica Applicata, Vol. XXX, No 4, 543 (2000)

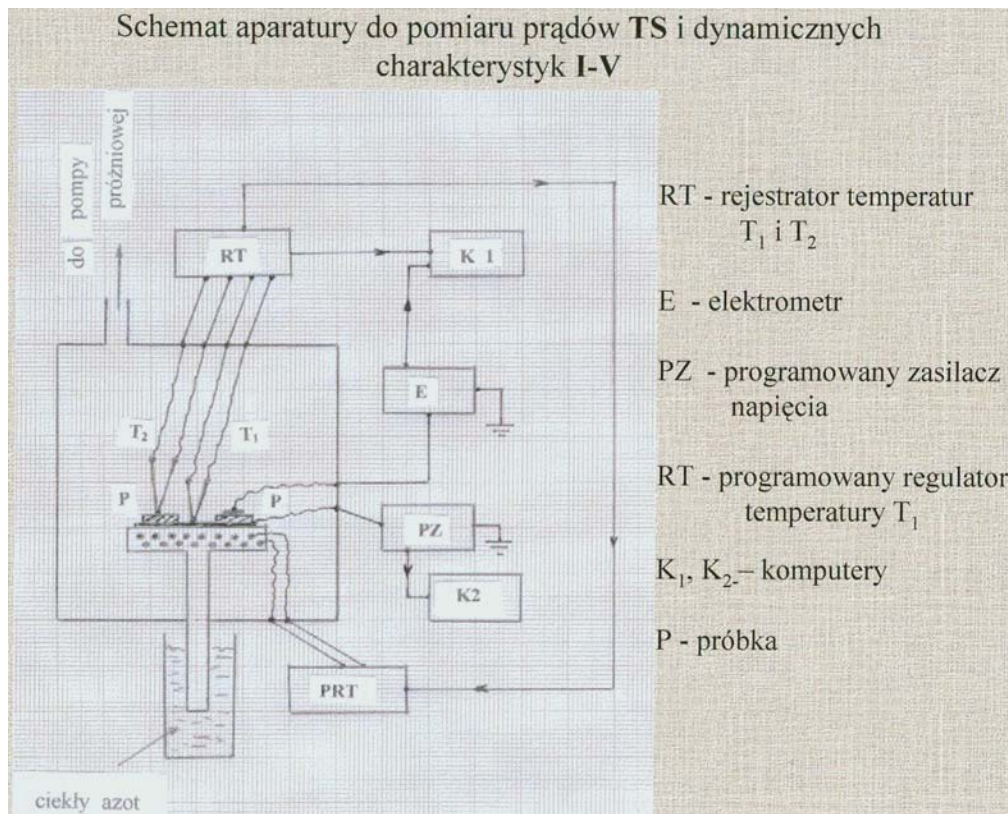
B. Część doświadczalna.

I. Opis aparatury.

Schemat aparatury służącej do pomiarów prądów TSP i TSD przedstawiono na rys.

12. Zasadnicze części aparatury to:

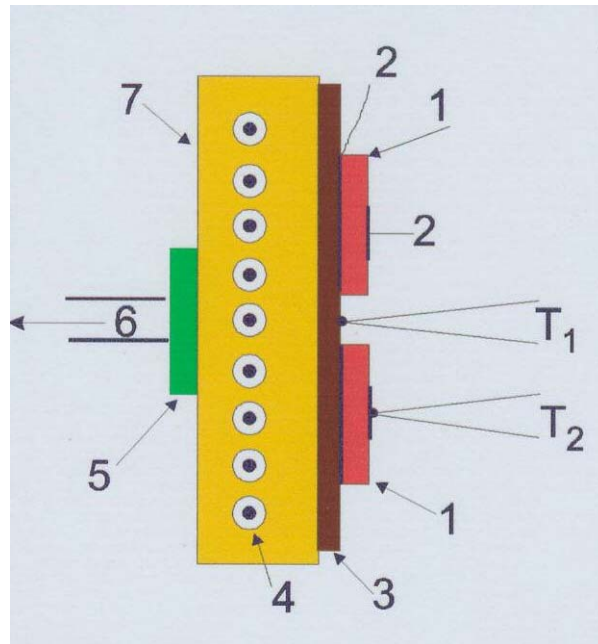
1. komora pomiarowa,
2. układ regulacji temperatury,
3. układ pomiaru i rejestracji prądu,
4. zasilacz prądu stałego,
5. pompa próżniowa i próżniomierz,
6. 2 komputery.



Rys. 12. Schemat aparatury do pomiaru prądów termicznie stymulowanych.

Komora pomiarowa (rys. 13), w skład której wchodzi: grzejnik elektryczny, dwie termopary i system elektrod, służy do umocowania próbek w bezpośrednim kontakcie z powierzchnią elementu grzejnego. Do pomiaru używa się dwóch identycznych próbek badanego materiału z napyłconymi złotem elektrodami. Wysoka jakość kontaktu elektrycznego jest ważna głównie z powodu bardzo małej wartości prądu TSD – nie przekraczającego zwykle 10^{-12} A. Jedna z próbek pomiarowych służy jedynie do

rejestracji temperatur na jej dolnej (T_1) i górnej (T_2) powierzchni. Żądana liniowość wzrostu temperatury T_1 kontrolowana jest mikroprocesorem z układu regulacji temperatury PRT-2040.



Rys.13. Schemat komory pomiarowej.

Informacje o aktualnych wartościach temperatur T_1 i T_2 jest przesyłana do pamięci komputera. Wartość prądu TSP lub TSD (ten ostatni mierzy się w obwodzie krótko-zwartym, czyli bez zewnętrznego napięcia) jest mierzona za pomocą elektrometru KEITHLEY 614. Mikroprocesor układu rejestracji prądu RP-2040 (nie pokazany na rys. 12) przesyła informacje o aktualnej wartości prądu do pamięci komputera. Źródłem zasilania jest zasilacz wysokiego napięcia Stanford Research Systems PS 325. Komora próżniowa aparatury poprzez odpowiednie zawory jest połączona z dwustopniową rotacyjną pompą próżniową, pozwalającą uzyskać próżnię rzędu 10^{-3} mbara.

Wszystkie pomiary odbywają się w próżni. Aparatura pracuje w systemie „on-line”.

C. Cel ćwiczenia i zadania do wykonania.

Celem ćwiczenia jest zapoznanie studenta z jedną z najczęściej używanych metod spektroskopowych, jaką jest metoda prądów termicznie stymulowanych. Student powinien opanować teoretyczne podstawy tej metody, poznać typową technikę pomiaru prądów TSP i TSD, wykonać pomiary tych prądów na aparaturze opisanej w punkcie B.I. oraz przeprowadzić analizę otrzymanego widma TSD.

I. Zakres zagadnień teoretycznych.

Jednym z warunków zaliczenia ćwiczenia jest opanowanie zagadnień opisanych w części teoretycznej w punktach I – VI.

II. Pomiary

Celem pomiarów jest uzyskanie przebiegów TSP i TSD dla próbki kserożelu SiO_2 . Uruchomienie aparatury odbywa się w obecności prowadzącego ćwiczenie. Przed rozpoczęciem pomiaru należy ustalić parametry pomiaru: temperaturę początkową $T_{1p}[\text{K}]$, temperaturę końcową $T_{1k}[\text{K}]$, szybkość grzania $\beta_T = \frac{\Delta T_1}{\Delta t} [\text{K} / \text{min}]$, napięcie polaryzacji $U_p[\text{V}]$ oraz zakres prądu I_p (w przebiegu TSP), lub parametry T_{1p} , T_{1k} , β_T i zakres prądu I_{TSD} (w przebiegu TSD). Po wprowadzeniu parametrów odpowiednio do programów układów regulacji temperatury i rejestracji prądu, aparatura jest gotowa do rozpoczęcia pomiaru. Po uruchomieniu pomiar jest sterowany komputerem i nie wymaga interwencji.

Celem skrócenia czasu przygotowania próbki do rozpoczęcia pomiaru, zwykle student zastaje próbkę umieszczoną w komorze pomiarowej, w której próbka jest stabilizowana pod próżnią. I wówczas łącznie oba pomiary (TSP i TSD) trwają około 3 godzin.

III. Analiza wyników pomiarów.

Opracowanie wyników pomiarów obejmuje:

1. wykreślenie zależności $I_p = f(T_a)$, gdzie:

$$T_a = \frac{T_1 + T_2}{2} [\text{K}],$$

T_1 – temperatura powierzchni próbki będącej w kontakcie z grzejnikiem,

T_2 – temperatura swobodnej powierzchni próbki,

2. analizę doświadczalnego przebiegu $|I_{\text{TSD}}| = I_d = f(T_a)$ przy pomocy komputerowego programu fitującego:

- (a) wyznaczenie energii aktywacji E_a ,

- (b) wyznaczenie wartości czynnika τ_o ,

- (c) wyznaczenie polaryzacji nasycenia P_o ,

- (d) wykreślenie doświadczalnego i teoretycznego przebiegu

$$J_d, J_a = f(T_a),$$

- (e) wykreślenie doświadczalnego i teoretycznego przebiegu $P_d, P_a = f(T_a)$

D. Dodatek

I. Opis programu komputerowego do analizy prądów TSD.

Opis fitującego programu komputerowego do analizy otrzymanego doświadczalnie przebiegu TSD można znaleźć na stronie domowej Katedry Fizyki Zjawisk Elektronowych pod adresem: www.mif.pg.gda.pl/kfze/wyklady/wyklady.html

Oprócz opisu procedury korzystania z programu, na w/w stronie internetowej można znaleźć cztery programy:

- 2 programy obliczeń (TSDOb1, TSDOb2) oraz
- 2 programy fitujące (TSDFit1, TSDFit2). Zaleca się korzystanie z programów TSDOb2 i TSDFit2.