

Władysław BULANDA

**Metody pomiarów własności piroelektrycznych związków  
organicznych i tkanek**

*Methods of Pyroelectric Properties Measuring of Organic Compounds and Tissues*

Do badania piroelektrycznych własności związków organicznych i tkanek wykorzystuje się metody opracowane do pomiarów piroelektryczności dielektryków, adaptując je do specyficznych wymogów próbek pochodzenia organicznego. Wykonując pomiary efektu piroelektrycznego na takich próbkach, szczególnie jeżeli są to próbki tkankowe, należy uwzględnić że: a) próbki te nie mogą być poddawane dużym zmianom temperatury  $\Delta T$  lub w przypadku większego zakresu  $\Delta T$ , zmiany temperatury powinny mieć charakter impulsowy, b) badane próbki organiczne mają w większości niewielkie wymiary, c) pomiary nie powinny trwać zbyt długo, ze względu na zmiany występujące w tkankach, d) próbki tkankowe podatne są na oddziaływanie czynników zewnętrznych, co wymaga starannego doboru elektrod i odpowiedniej konstrukcji komory pomiarowej, e) próbki wilgotne wykazują duże przewodnictwo elektryczne, utrudniające pomiar efektu piroelektrycznego.

Pierwsza ilościowa metoda badania efektu piroelektrycznego była metodą statyczną i została opracowana przez braci Curie. Ładunek piroelektryczny  $Q$ , pojawiający się na powierzchni badanego kryształu w wyniku zmiany jego temperatury, kompensowany jest ładunkiem piezoelektrycznym z płytki kwarcowej połączonej szeregowo z kryształem. Określając wielkość ładunku  $Q$  oraz mierząc powierzchnię  $S$  elektrod kryształu i zmianę temperatury  $\Delta T$ , oblicza się współczynnik piroelektryczny  $p$  ze wzoru  $p = \frac{Q}{S\Delta T}$ .

**Metoda całkowania ładunku piroelektrycznego.** Jest to odmiana metody statycznej znajdująca zastosowanie w badaniach próbek organicz-

nych. Zasada metody opiera się na całkowaniu ładunku  $Q$ ; powstającego na powierzchni kryształu podczas zmiany jego temperatury [15,22,35]. Kryształ łączony jest szeregowo z kondensatorem o znanej pojemności  $C$ , ładującym się w trakcie pomiarów do napięcia  $U_p = C^{-1}Q$ , które zmienia się wraz ze zmianami temperatury zgodnie ze wzorem:

$$\frac{dU_p}{dT} = C^{-1}S_p \quad (1)$$

Badania polegają na określeniu, za pomocą wzmacniacza operacyjnego, zmian napięcia  $U_p$  w funkcji temperatury  $T$ . Współczynnik piroelektryczny dla danej temperatury oblicza się ze wzoru (1) podstawiając pochodną  $\frac{dU_p}{dT}$  otrzymaną z krzywej  $U_p(T)$  do wzoru

$$p = \frac{C}{S} \frac{dU_p}{dT}$$

W pomiarach przeprowadzanych na próbkach o dużym oporze elektrycznym, np. na błonach z polimeru  $PVF_2$  ładunek piroelektryczny określany jest przez pomiar napięcia na pojemności całkowitej, składającej się z pojemności próbki i pojemności wejściowej miernika [26]. Omawiana metoda wymaga przeprowadzenia pomiarów w warunkach zwarcia próbki oraz przy małym natężeniu prądu termoelektrycznego i prądu wejściowego aparatury. Warunki te muszą być przestrzegane, ponieważ polaryzacja próbek zależy od natężenia pola elektrycznego, a każdy płynący w układzie prąd ma swój udział w wartości mierzonego ładunku. Zaletą metody jest możliwość wykonywania pomiarów przy powolnej zmianie temperatury oraz dla takich próbek, w których polaryzacja nie jest ciągłą funkcją tego parametru. Pomiarzy mogą być wykonywane również przy szybkim ogrzewaniu próbek impulsami (200 ps) z lasera, co pozwala na określenie udziału piroelektryczności pierwotnej w całości efektu piroelektrycznego.

**Metoda prądowa.** Badana próbka piroelektryczna połączona jest z układem pomiarowym poprzez szeregowo włączony opornik  $R$ . Pojawienie się na powierzchni próbki ładunku elektrycznego, spowodowane zmianą jej temperatury  $T$ , wywołuje przepływ prądu elektrycznego przez ten opornik [15,28,33,35,45]. Natężenie prądu wyraża się zależnością:  $I = S \frac{dU_p}{dt} = S p \frac{dT}{dt}$ , spełnioną przy braku prądu przewodnictwa, co wymaga, aby natężenie pola elektrycznego w próbce wynosiło zero. Dla próbek o małym oporze  $R_p$  należy uwzględnić prąd upływu i dlatego najdokładniejsze wyniki w metodzie prądowej uzyskuje się wtedy, gdy  $R_p \gg R$  [15]. Natężenie generowanych prądów piroelektrycznych jest rzędu pikoamperów i jego wartość określana jest przeważnie poprzez pomiar napięcia na oporniku  $R$ .



**Metoda prądowa Langa-Steckela.** Odmiana metody prądowej opracowana przez B. Langa i F. Steckela pozwoliła zwiększyć dokładność pomiarów piroelektrycznych [19,28,42]. Próbka piroelektryczna rozpatrywana jest jako generator prądu połączony równolegle z własnym oporem  $R_p$  i pojemnością  $C_p$  oraz kalibrowanym oporem bocznika  $R_b$  i pojemnością  $C_e$  elektrometru mierzącego napięcie. Wykonując pomiary przy różnych wartościach oporu  $R_b$  i przy różnych szybkościach ogrzewania próbki otrzymuje się kilka wzorów na napięcie piroelektryczne, obliczonych z ogólnego równania charakteryzującego obwód pomiarowy:  $(pS/C) \frac{dT}{dt} = \frac{dU}{dt} + \frac{1}{RC} U$ . W równaniu tym  $R$  i  $C$  oznaczają odpowiednio całkowity opór i całkowitą pojemność obwodu:  $R^{-1} = R_p^{-1} + R_b^{-1}$ ,  $C = C_p + C_E$ . Otrzymane zależności dotyczące napięcia piroelektrycznego umożliwiają obliczanie wartości współczynnika piroelektrycznego  $p$ , a także określenie oporu i pojemności badanych próbek piroelektrycznych. Najbardziej dokładne wartości  $p$  uzyskuje się z takich pomiarów, w których czas charakteryzujący szybkość zmiany temperatury próbki jest znacznie większy od stałej czasowej obwodu  $RC$  (duża wartość oporu  $R_p$ , powolne ogrzewanie) oraz w przypadku gdy opór bocznika jest znacznie mniejszy od oporu próbki.

Badania przeprowadzone na dielektrykach nieorganicznych w celu porównania wyników uzyskiwanych metodą prądową i metodą całkowania ładunku wykazały, że w obu metodach uzyskuje się jednakowe wartości współczynników piroelektrycznych, ale metoda prądowa jest łatwiejsza w realizacji pomiarów [35]. Głównym czynnikiem limitującym jej dokładność są błędy powstające przy określaniu szybkości zmiany temperatury  $\frac{dT}{dt}$ .

**Metoda dynamiczna Chynowetha.** W badaniach piroelektrycznych własności tkanek szerokie zastosowanie znalazła metoda pomiarów opracowana przez A. G. Chynowetha [16,17,21,22,23,27]. W metodzie tej próbki ogrzewane są impulsami światła o modulowanym natężeniu. Niewielkie zmiany temperatury próbek wywołują zmiany ich polaryzacji  $P$ , w wyniku czego obserwuje się w obwodzie zewnętrznym przepływ prądu elektrycznego o natężeniu

$$I = S \frac{dP}{dT} \frac{dT}{dt} \quad (2)$$

W jednej z odmian metody Chynowetha określa się wartość natężenia  $I_0$  prądu powstającego bezpośrednio po włączeniu źródła światła [16]. Z równania określającego zmianę temperatury próbki w zależności od czasu jej oświetlania wynika, że wielkość  $I_0c$ , gdzie  $c$  jest ciepłem właściwym próbki, jest stała w danej temperaturze, co na podstawie równania (2) wskazuje, że jest ona proporcjonalna do współczynnika  $p = \frac{dP}{dT}$ . Ciepło właściwe próbek niewiele zmienia się przy zmianie temperatury i dlatego metoda dynamiczna

pozwała na bardzo dokładne zbadanie zależności współczynnika piroelektrycznego  $p$  od temperatury [17,22]. Pomiar i wykreślenie wielkości  $I_{0c}$  jako funkcji temperatury pozwala obliczyć metodą całkowania graficznego zmiany polaryzacji próbek zachodzące w całym przedziale temperatur, w jakim realizowane są pomiary. Uzyskane wyniki są zgodne z rezultatami otrzymywanymi metodą badania pętli histerezy i umożliwiają wykazanie występowania przejść fazowych w badanych próbkach [17]. Wartość współczynnika  $p$  w określonym przedziale temperatur wyznacza się przeważnie przez określenie całki z impulsu napięcia piroelektrycznego  $\int U_p dt$  rejestrowanego za pomocą integratora na oporniku połączonym szeregowo z badaną próbką. Zasadnicze problemy eksperymentalne występujące w metodzie dynamicznej Chynowetha spowodowane są niejednorodnym ogrzewaniem się próbek oraz trudnościami w wyznaczaniu niewielkich zmian ich temperatury i ilości absorbowanej przez nie energii promieniowania. Tę ostatnią wielkość można mierzyć na podstawie impulsów wytwarzanych w piroelektrykach o znanych parametrach, np. w turmalinie [8,32]. Pomiary dynamiczne wymagają również dokładnego wyznaczenia ciepła właściwego badanych substancji. Dodatkowe eksperymenty spektralne i pomiary czasowych zależności prądu generowanego impulsami światła wykluczyły możliwość wytwarzania tego prądu na zasadzie mechanizmów typu fotoelektrycznego i termoelektrycznego [16].

**Metoda ogrzewania radiacyjnego.** W badaniach piroelektryczności tkanek, w tym również w pomiarach prowadzonych *in vivo*, coraz częściej wykorzystywana jest metoda impulsowego ogrzewania próbek (*radiant heating method*) opracowana przez M. Simhony'ego i A. Shaulova [8,32,41]. W metodzie tej próbki mogą być ogrzewane pojedynczymi, prostokątnymi impulsami światła lub promieniowania podczerwonego [6,41], serią impulsów prostokątnych [8,32,36,37,38] lub długimi, pojedynczymi impulsami o skokowo narastającym natężeniu [39,40,41]. M. Simhony i A. Shaulov określili zależność napięcia piroelektrycznego  $U$  od czasu  $t$ , analizując jego złożony charakter wynikający zarówno z właściwości samych próbek i impulsów ogrzewających, jak również z oddziaływania obwodu pomiarowego. W okresie wzrostu temperatury próbki oświetlanej pojedynczym impulsem prostokątnym o czasie trwania  $T_1$ , napięcie piroelektryczne zmienia się wykładniczo zgodnie z zależnością

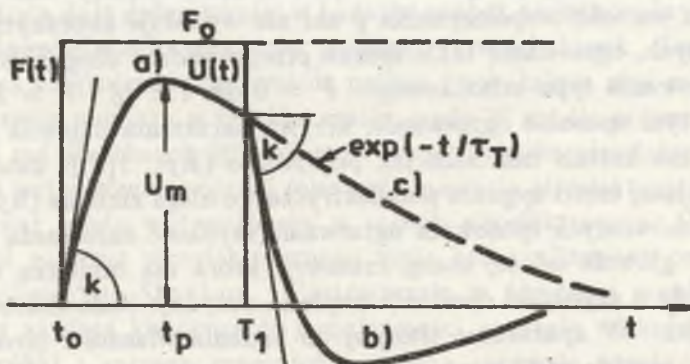
$$U(t) = U_0(e^{-t/\tau_T} - e^{-t/\tau_E}),$$

gdzie

$$U_0 = A_0 F_0 \frac{\tau_E \cdot \tau_T}{\tau_T - \tau_E},$$



$A_0$  — stała materiałowa,  $F_0[\text{W}/\text{m}^2]$  — zaabsorbowane promieniowanie (Ryc. 1(a)) [6,32,40,41].



Ryc. 1. Kształt impulsu napięcia piroelektrycznego  $U(t)$  wytworzonego podczas ogrzewania próbki impulsu światła: a) przy włączonym prostokątnym impulsie promieniowania o czasie trwania  $T_1$  i amplitudzie  $F_0$ , b) przy wyłączonym prostokątnym impulsie promieniowania, c) przy włączonym schodkowym impulsie promieniowania o amplitudzie  $F_0$

Czas  $T_1$  trwania impulsu powinien być większy od czasu  $t_p$  narastania napięcia piroelektrycznego do wartości szczytowej. O przebiegu generowanego napięcia decydują dwie stałe czasowe: stała elektryczna obwodu  $\tau_E = RC$  i stała termiczna próbki  $\tau_T = C_T G_T$ , w której  $C_T[\text{JK}^{-1}]$  oznacza pojemność cieplną próbki, a  $G_T[\text{WK}^{-1}]$  jej termiczne przewodnictwo do otoczenia. Parametry te decydują o szybkości wykładniczego wzrostu temperatury próbki [37,40]. Po wyłączeniu impulsu promieniowania następuje zanik napięcia piroelektrycznego, opisywany wzorem:

$$U(t) = -U_0[a_T e^{-(t-T_1)/\tau_T} - a_e e^{-(t-T_1)/\tau_E}]$$

gdzie  $a_T = 1 - e^{-T_1/\tau_T}$ ,  $a_e = 1 - e^{-T_1/\tau_E}$  (Ryc. 1(b)).

Z uzyskanych w doświadczeniach krzywych  $U(t)$  określa się następujące parametry służące do obliczania współczynnika piroelektrycznego: nachylenie początkowe  $k$  krzywej  $U(t)$  ( $k = \frac{dU}{dt}$  dla  $t = 0$ ), maksymalną wartość napięcia piroelektrycznego  $U_m$ , czas  $t_p$  narastania napięcia, stałe czasowe  $\tau_E$  i  $\tau_T$ . Z obu części wykresu, przedstawiających wzrost (Ryc. 1(a)) i zanik (Ryc. 1(b)) napięcia piroelektrycznego, otrzymuje się jednakowe wartości powyższych parametrów. Współczynnik piroelektryczny  $p$ , przedstawiony w funkcji parametru  $k$ , wyraża się zależnością:  $p = \epsilon_0 \epsilon c k / F_0$ , natomiast obliczony na podstawie wartości napięcia  $U_m$  określony jest wzorem:  $cI H U_m / S R_L F_0$ , w których  $c$  — ciepło właściwe jednostki objętości

próbki [ $J/m^3K$ ],  $l$  — grubość próbki,  $S$  — pole powierzchni próbki pod elektrodami,  $R_L$  — opór wejściowy obwodu,  $H = \tau_E/\tau_T e^{\tau_T/(\tau_E-\tau_T)}$  [6,11,39]. W przypadku, gdy ogrzewanie próbek przez dłuższy czas nie powoduje zmian wartości współczynnika  $p$  ani nie wywołuje ubocznych efektów termicznych, ogrzewanie takie można przeprowadzać długimi impulsami promieniowania typu schodkowego:  $F = 0$  dla  $t < t_0$  i  $F = F_0$  dla  $t > t_0$ . Przy tym sposobie ogrzewania, krzywa narastania napięcia piroelektrycznego ma kształt taki sam jak poprzednio (Ryc. 1(a)), natomiast kształt opadającej części sygnału piroelektrycznego ulega zmianie (Ryc. 1(c)). Przy obu omówionych sposobach ogrzewania szybkość narastania napięcia  $U(t)$  zależy głównie od tej stałej czasowej, która ma mniejszą wartość, podczas gdy o szybkości opadania napięcia decyduje stała czasowa o większej wartości. W aparaturze służącej do badania własności piroelektrycznych tkanek metodą radiacyjną, stałą czasową o większej wartości jest stała termiczna  $\tau_T$  ( $\tau_T > \tau_E$ ). Wartości obu tych stałych wyznaczone są na podstawie przebiegu wzrostu i zaniku napięcia piroelektrycznego oraz długości czasu jego narastania  $t_m$  [6]. Przy oświetlaniu próbek seriami prostokątnych impulsów promieniowania stosuje się takie impulsy, których czas trwania  $T_1$  jest porównywalny albo nawet równy z czasem  $T_2$  przerwy między impulsami [36,38] oraz impulsy o czasie trwania znacznie krótszym od okresu ciemności [8,32,37]. W pierwszym przypadku, jeżeli stosowane impulsy spełniają dodatkowo zależność:  $\tau_E \ll (T_1, T_2) \ll \tau_T$  otrzymuje się sygnały napięcia piroelektrycznego o kształcie zbliżonym do prostokąta. Amplituda tych sygnałów nie zależy od stosunku czasów  $T_1/T_2$  i od częstości impulsów. Gdy czas świecenia  $T_1$  i czas ciemności  $T_2$  spełniają warunki:  $(T_1, T_2) < \tau_E$  i  $(T_1, T_2) < \tau_T$  napięcie piroelektryczne ma kształt zbliżony do trójkąta, a jego amplituda zależy wtedy od częstości impulsów promieniowania. W obu przypadkach międzyszczytowa wartość napięcia sygnałów piroelektrycznych jest proporcjonalna do parametru  $p/c_0$ , gdzie  $c_0$  jest objętościowym ciepłem właściwym próbki. Zależność ta jest wykorzystywana do wyznaczania współczynnika piroelektrycznego  $p$  [36]. W pomiarach, podczas których czas  $T_2$  odstępu między impulsami promieniowania jest duży, otrzymane napięcia piroelektryczne analizuje się w taki sam sposób jak napięcia wytworzone przez pojedyncze impulsy promieniowania, ale metoda oświetlania seriami impulsów jest łatwiejsza do realizacji. Przy ogrzewaniu próbek serią impulsów, w której spełniony jest warunek:  $T_2 < \tau_T$  a ilość impulsów w serii przekracza pewną wielkość graniczną, średnia temperatura próbki pozostaje stała, co umożliwi otrzymanie dokładniejszych wartości współczynnika piroelektrycznego, który wykazuje zależność temperaturową.



**Metoda ogrzewania dielektrycznego.** Metoda ta opiera się na ogrzewaniu próbek impulsami o częstościach radiowych rzędu megaherców [7,8,43]. Podwyższenie temperatury próbek następuje w wyniku dysypacji energii. Metoda daje dobre wyniki w badaniu próbek niejednorodnych i dlatego jest odpowiednia do pomiarów piroelektryczności tkanek. Zasadniczą jej zaletą jest objętościowe ogrzewanie próbek i wynikająca stąd możliwość przeprowadzenia pomiaru w krótkim czasie, rzędu 20 ms dla polimerów [43] i (100–500) ms dla tkanek [8]. Wartość współczynnika piroelektrycznego wyznaczana jest zarówno poprzez rejestrację napięcia piroelektrycznego jak i przez pomiar prądu wytworzonego w sposób piroelektryczny. Obserwowany sygnał napięcia piroelektrycznego może być analizowany omówioną metodą Simhony'ego-Shaulova. Zastosowanie w obwodzie pomiarowym filtru, który zawiera kondensator o pojemności znacznie większej od pojemności próbki i sprzęga generator z próbką, pozwala uzyskać liniowy wzrost napięcia piroelektrycznego. Ułatwia to obliczanie współczynnika  $p$ , wykonywane na podstawie określonych wartości parametrów materiałowych próbek.

Duża dokładność dwóch ostatnich metod pomiarowych wynika z możliwości obliczania współczynnika piroelektrycznego na podstawie analizy impulsu piroelektrycznego bez konieczności trudnego do wykonania pomiaru temperatury próbki.

**Metoda hydrostatyczna.** Metodę hydrostatyczną zastosowano do pomiaru piroelektryczności w tkankach ścięгна [1,13]. Próbka umieszczana jest w komorze ciśnień wypełnionej olejem i poddawana działaniu zmiennego ciśnienia o częstości rzędu kilkunastu herców i zakresie około 100 hPa. W ciałach o własnościach piroelektrycznych wywołuje to zmiany ładunku powierzchniowego, następujące zgodnie z częstością roboczą. Zmiany ładunku są transformowane i mierzone jako odpowiadające im zmiany napięcia. Właściwy dla badanej próbki hydrostatyczny współczynnik piroelektryczny określany jest metodą porównawczą, po wycechowaniu układu pomiarowego próbką z piroelektryka o znanych własnościach, np. z turmalinu.

Projektowanie aparatury do pomiarów efektu piroelektrycznego w tkankach wymaga uwzględnienia specyficznych własności próbek tkankowych przy konstruowaniu komór pomiarowych i źródeł zmiany temperatury, w przygotowaniu i mocowaniu elektrod, przy opracowywaniu metod preparowania samych próbek. Część pomiarowa aparatury służąca do wyznaczania niewielkich napięć lub prądów piroelektrycznych nie wymaga specjalnych rozwiązań i wykorzystuje się w niej metody opracowane w innych dziedzinach badań fizycznych [4,5,7,8,17,18,20,22,23,31,32,34,36,37,38,40,41,43].

W metodach radiacyjnych, w których analizuje się kształt impulsów napięcia piroelektrycznego, impulsy te — po uprzednim wzmocnieniu w wysokooprowych wzmacniaczach — rejestrowane są przy użyciu oscyloskopów lub samopisów X-Y.

Rodzaje badanych próbek i sposoby przygotowania tkanek do pomiarów przedstawione są w pracach [1,2,3,4,6,7,8,29,30,31,32,41] i omówione w artykułach [12,13,14]. W procesie przygotowania próbek zasadniczą trudność sprawia preparowanie cienkich próbek o niewielkiej powierzchni, umożliwiających uzyskanie w krótkim czasie objętościowej zmiany temperatury oraz suszenie lub odtluszczenie [29,30] niektórych tkanek, wymagane w tych metodach pomiarowych, w których stosuje się powolną zmianę temperatury próbek. Próbki tkankowe — szczególnie te, które wykonane są z tkanek miękkich — łatwo ulegają zmianom struktury a nawet denaturacji w wyniku preparowania, podwyższania ich temperatury, oświetlania lub procesów elektrodowych, co może prowadzić do błędnych wartości parametrów piroelektrycznych. W celu sprawdzenia czy wymienione oddziaływania nie naruszyły oryginalnej struktury badanych obiektów przeprowadzane są obserwacje mikroskopowe i realizowane dodatkowe pomiary, np. przewodnictwa elektrycznego, wykonywane w trakcie i po zakończeniu badań piroelektrycznych.

Miejsce zamocowania próbek w komorze pomiarowej musi być wykonane z dobrego izolatora elektrycznego, np. z teflonu, a sama komora powinna być starannie ekranowana [8,34,35]. Przy radiacyjnym ogrzewaniu próbek, podczas którego stosowane promieniowanie obejmuje zakres od  $0,25 \mu\text{m}$  do  $4 \mu\text{m}$  [23,41], komory zaopatrywane są w okienka kwarcowe [32,41] lub sporządzane z CdS, KBr albo LiF w przypadku oświetlania promieniowaniem podczerwonym [38,40]. Pomiary z próbkami suszonymi wykonywane są niekiedy w szczelnych komorach, opróżnionych z powietrza w celu zapewnienia lepszej izolacji termicznej [32,34,38,43].

Powolne zmiany temperatury próbek organicznych realizowane są przez zanurzanie ich w kąpeli olejowej, kontaktowanie próbek z blokami metalowymi ogrzewanymi wodą lub prądem i chłodzonymi wodą, lodem lub ciekłym azotem a także ogrzewanie ich za pomocą suszarek [10,15,25,28,33,44]. Jako źródła promieniowania stosowanego do ogrzewania próbek używane są wysokociśnieniowe lampy ksenonowe [5,6,8,31,32,41], lampy wolframowe [16,17,23] i różne rodzaje laserów [20,23,24,26,37]. Ogrzewanie próbek promieniowaniem podczerwonym przeprowadza się za pomocą promienników o określonej, niezbyt wysokiej temperaturze rzędu 500 K [36,39,40]. Do polimerów, które ogrzewane są promieniowaniem lasera wprowadzane są niekiedy barwniki dobrze absorbujące światło wysyłane przez laser [26]. Wy-



magany kształt impulsów promieniowania oraz czas ich trwania zapewniane są przez odpowiednie migawki, w które zaopatrzone są źródła promieniowania.

Zasadniczym czynnikiem limitującym dokładność tych metod doświadczalnych, które wymagają określenia szybkości zmian temperatury są pomiary małych zmian tego parametru, szczególnie trudne do wykonania w próbkach niejednorodnych. Temperaturę próbek mierzy się najczęściej za pomocą niewielkich termopar [6,18,22,28,34,35,38,40]. W niektórych pomiarach stosowane są również termometry oporowe [23,29] i turmalinowe mierniki piroelektryczne [5].

Wiele uwagi poświęcono przygotowaniu elektrod odpowiednich do badań piroelektryczności w tkankach. Elektrody powinny zapewnić dokładne połączenie badanych próbek z częścią pomiarową aparatury, jednocześnie nie oddziałując na własności próbek, szczególnie tkanek miękkich. Do badań piroelektryczności w próbkach twardych, wykonanych z substancji organicznych oraz w błonach sporządzonych z polimerów używa się elektrod znanych z badań efektu piroelektrycznego w ferroelektrykach nieorganicznych. Są to przeważnie elektrody wykonane w formie naparowanych warstw metali takich jak: Al [10,19,22,26,33,44], Ag [27,33], Au [17,18,22], Pt [16], chromonikieliny [9] lub naparowanej warstwy InSb [37]. W badaniach próbek twardych stosowane są również elektrody wykonane z folii albo blaszek metalowych, przeważnie złotych [20], srebrnych [28] i aluminiowych [43] oraz, rzadziej, elektrody zrobione z przewodzącego szkła [26] lub pasty srebrnej [35,42]. Parametry piroelektryczne tkanek mierzone są głównie za pomocą elektrod cieczowych w postaci koloidalnego roztworu grafitu [1,7,8,29,34,41] lub pasty srebrnej [1,29,31,32], które łączone są z aparaturą pomiarową za pomocą folii aluminiowej, ewentualnie srebrnym lub złotym drutem. Podczas badania piroelektryczności ziaren, receptorów i warstw okrywowych owadów używane są elektrody zrobione z cienkiej warstwy grafitu [4,6]. Próbki przygotowane do pomiarów piroelektrycznych typu radiacyjnego wymagają zaopatrzenia w jeden z poniższych typów elektrod: a) elektrody cienkie, umożliwiające transmisję promieniowania do próbki, b) elektrody grafitowe lub pokrywane warstwą o dużym współczynniku pochłaniania (poczerniona powierzchnia, bizmut), które charakteryzują się dużą absorpcją promieniowania, c) elektrody nie pokrywające całej powierzchni próbki, co umożliwia bezpośrednie oddziaływanie promieniowania na próbkę.

## LITERATURA

1. Athenstaedt H., *Z. Zellforsch* 81 (1967), 62.
2. Athenstaedt H., *Nature* 228 (1970), 830.
3. Athenstaedt H., *Z. Pflanzenphysiol* 68 (1972), 82.
4. Athenstaedt H., *Z. Anat. Entwicklungsgesch.* 136 (1972), 249.
5. Athenstaedt H., *Ferroelectrics* 11 (1976), 365.
6. Athenstaedt H., *Ferroelectrics* 14 (1976), 753.
7. Athenstaedt H., Claussen H., Schaper D., *Science* 216 (1982), 1018.
8. Athenstaedt H., Claussen H., *Biophys. J.* 41 (1983), 359.
9. Baise A.I., Lee H., Oh B., Salomon R.E., Labes M.M., *Appl. Phys. Lett.* 26 (1975), 428.
10. Bamji S. S., Kao K.J., Perlman M.M., *J. Polymer Sci.* 18 (1980), 1945.
11. Bergman J.G. Jr, Mc Fee J.H., Crane G.R., *Appl. Phys. Lett.* 18 (1971), 203.
12. Bulanda W., *Annales UMCS*, AAA 42 (1987), 63.
13. Bulanda W., *Annales UMCS*, AAA 42 (1987), 81.
14. Bulanda W., *Annales UMCS*, (w druku).
15. Byer R.L., Roundy C.R., *Ferroelectrics* 3 (1972), 333.
16. Chynoweth A.G., *J. Appl. Phys.* 27 (1956), 78.
17. Chynoweth A.G., *Phys. Rev.* 102 (1956), 1021.
18. Chynoweth A.G., *Phys. Rev.* 117 (1960), 1235.
19. Davis G.T., Mc Kinney J.E., Broadhurst M.G., Roth S.C., *J. Appl. Phys.* 49 (1978), 4998.
20. Mc Fee J.H., Bergman J.G. Jr, Crane G.R., *Ferroelectrics* 3 (1972), 305.
21. Glass A.M., *Phys. Rev.* 172 (1968), 564.
22. Glass A.M., *J. Appl. Phys.* 40 (1969), 4699.
23. Glass A.M., Lines M.E., *Phys. Rev.* B13 (1976), 180.
24. Hadni A., Thomas R., Perrin J., *J. Appl. Phys.* 40 (1969), 2740.
25. Kepler R.G., Anderson R.A., *J. Appl. Phys.* 49 (1978), 4490.
26. Kepler R.G., Anderson R.A., *J. Appl. Phys.* 49 (1978), 4918.
27. Krajewski T., *Zagadnienia Fizyki Dielektryków*, Wydawnictwo Komunikacji i Łączności, 1970.
28. Lang S.B., Steckel F., *Rev. Sci. Instrum.* 36 (1965), 929.
29. Lang S.B., *Nature* 212 (1966), 704.
30. Lang S.B., *Nature* 224, (1969), 798.
31. Lang S.B., Athenstaedt H., *Science* 196 (1977), 985.
32. Lang S.B., Athenstaedt H., *Ferroelectrics* 17 (1978), 511.
33. Lang S.B., De Reggi A.S., Mopsik F.I., Broadhurst M.G., *J. Appl. Phys.* 54 (1983), 5598.
34. Liboff A.R., Furst M., *Ann. N.Y. Acad. Sci.* 238 (1974), 26.
35. Morgan S.H., Silberman E., Springer J.M., *Am. J. Phys.* 52 (1984), 542.
36. Shaulov A., Simhony M., *J. Appl. Phys.* 43 (1972), 1440.
37. Shaulov A., Rosenthal A., Simhony M., *J. Appl. Phys.* 43 (1972), 4518.
38. Shaulov A., Bell M.J., Smith W.A., *J. Appl. Phys.* 50 (1979), 4913.



39. Simhony M., Shaulov A., *J. Appl. Phys.* 42 (1971), 3741.
40. Simhony M., Shaulov A., *Appl. Phys. Lett.* 21 (1972), 375.
41. Simhony M., Athenstaedt H., *Biophys. J.* 29 (1980), 331.
42. Southgate P. D., *Appl. Phys. Lett.* 28 (1976), 250.
43. Sussner H., Horne D. E., Yoon D. E., *Appl. Phys. Lett.* 32 (1978), 137.
44. Tamura M., Hagiwara S., Matsumoto S., Ono N., *J. Appl. Phys.* 48 (1977), 513.
45. Wada Y., Hayakawa R., *Jap. J. Appl. Phys.* 15 (1976), 2041.

## SUMMARY

The paper presents the experimental measuring methods of pyroelectric properties of organic compounds and tissues. The radiant heating method and the dielectric heating method providing the most accurate data concerning pyroelectric properties of plant and animal tissues are discussed in detail. Some elements of the measuring equipments such as the measuring chamber construction, the types of used electrodes, the kinds of radiation sources, the methods of temperature measurements are briefly analysed.

