

Elipsometria spektroskopowa kryształów ferroelektrycznych w nadfiolecie próżniowym

Bohdan Andriyevsky, Aleksy Patryn, Wioleta Ciepluch-TrojaneK

Wydział Elektroniki i Informatyki
Politechnika Koszalińska
ul. Śniadeckich 2, 75-453 Koszalin, Polska

Słowa kluczowe: kryształy ferroelektryczne, funkcje dielektryczne, elipsometria, nadfiolet próżniowy, promieniowanie synchrotronowe

Wprowadzenie

Badania kryształów ferroelektrycznych pozostają jednym z głównych kierunków współczesnej nauki o ciele stałym głównie dzięki zainteresowaniom mechanizmami mikroskopowymi przemian fazowych. Z tego względu ważne jest badanie struktury elektronowej pasmowej i osobliwości wiązań chemicznych międzyatomowych w kryształach ferroelektryków. Takie dane są niezbędne do wyjaśnienia osobliwości oddziaływania elektron-fononowego i ewentualnych mechanizmów strukturalnych przemian fazowych.

Widma optyczne współczynnika odbicia R kryształów TGS w zakresie wzbudzenia elektronów walencyjnych były badane w zakresie energii fotonów E od 4 do 22 eV, głównie w pracach [1, 2]. Jednak metodyka pomiarów współczynników odbicia $R(E)$ w tych pracach nie gwarantowała obliczenie przy pomocy relacji Kramersa-Kroniga widm części rzeczywistej i urojonej przenikalności elektrycznej $\epsilon_1(E)$ i $\epsilon_2(E)$ kryształów TGS o wystarczająco wysokiej dokładności.

W niniejszej pracy są przedstawione wyniki badań właściwości optycznych w zakresie wzbudzenia elektronów walencyjnych ferroelektrycznych kryształów siarczanu trójglicyny (*TriGlycine Sulfate*, TGS), $(\text{CH}_2\text{NH}_2\text{COOH})_3\cdot\text{H}_2\text{SO}_4$, otrzymane metodą elipsometrii spektroskopowej z wykorzystaniem promieniowania synchrotronu BESSY-II w Berlinie. Ta metodyka, w porównaniu do stosowanej w pracach [1, 2], jest generalnie o wiele dokładniejsza.

Podstawy metodyki elipsometrycznej do pomiaru właściwości optycznych materiału

Elipsometria spektroskopowa (ES) jest techniką mierzącą zmianę stanu polaryzacji wiązki świetlnej przy przejściu przez próbkę lub odbiciu od niej. Nie niszczyć próbki

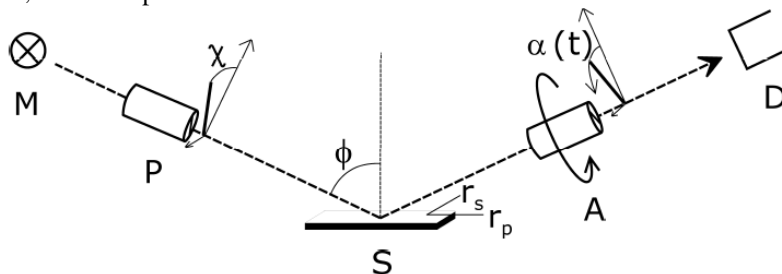
można na podstawie pomiarów własności optycznych otrzymać dane dotyczące struktury elektronowej materiału, chropowatości jego powierzchni czy grubości cienkich warstwy naniesionych na materiał.

ES określa zespolony współczynnik odbicia ρ , z którego można wyznaczyć części rzeczywistą i urojoną funkcji dielektrycznej (FD) $\epsilon(E) = \epsilon_1(E) + i\epsilon_2(E)$ za pomocą odpowiedniego modelu matematycznego. Jest to wiodąca technika, lepsza od tradycyjnych pomiarów współczynników odbicia wymagających techniki transformacji Kramersa – Kroniga i ekstrapolacji poza zmierzony zakres widmowy dla otrzymania ϵ_1 i ϵ_2 [3]. Ponadto, ponieważ w metodycy ES mierzy się tylko względne natężenia wiązki światła, jest ona mniej wrażliwa na zmiany natężenia światła niż pomiary współczynnika odbicia.

Zasady pomiarów elipsometrycznych są znane od dłuższego czasu. P. Drude w 1889 roku jako pierwszy badał właściwości optyczne metali przy pomocy bardzo prostego, ale precyzyjnego układu elipsometrycznego [4]. Od tego czasu dokonano wielu technicznych ulepszeń, zrealizowanych w różnych elipsometrycznych układach [5, 6]. W dzisiejszych czasach do szybkiej analizy materiałów półprzewodnikowych i dielektrycznych stosuje się głównie zautomatyzowany elipsometr z obracającym się analizatorem, w którym polaryzacja światła odbitego jest analizowana obracającym się polaryzatorem (zazwyczaj definiowanym jako analizator).

Elipsometry działające ze zwykłymi źródłami światła i optyką kwarcową są ograniczone energią fotonów poniżej 6 eV w zakresie nadfioletu próżniowego (VUV – *Vacuum UltraViolet*), pomiary elipsometryczne tych kryształów najlepiej byłoby przeprowadzić w zakresie energii fotonów aż do 25 eV z wykorzystaniem promieniowania synchrotronowego.

Schemat działania elipsometru podany jest na rysunku 1. Monochromatyczne światło ze źródła M jest spolaryzowane liniowo przez polaryzator P i odbija się od próbki S . Obrotowy analizator A przekształca „elipsę polaryzacji” na modulowane natężenie, mierzone przez detektor D .



Rysunek 1. Zasada działania elipsometru z obrotowym analizatorem.

Monochromatyczne, liniowo spolaryzowane światło odbija się od powierzchni próbki pod kątem padania ϕ , przy czym $\phi \neq 0$. Odbite składowe wektora natężenia pola elektrycznego, E_{rs} prostopadła do płaszczyzny padania i równoległa E_{rp} , można wyrazić następująco,

$$E_{rp} = r_p \cdot E_{ip} = |r_p| e^{i\delta_p} \cdot E_{ip}, \quad E_{rs} = r_s \cdot E_{is} = |r_s| e^{i\delta_s} \cdot E_{is}, \quad (1)$$

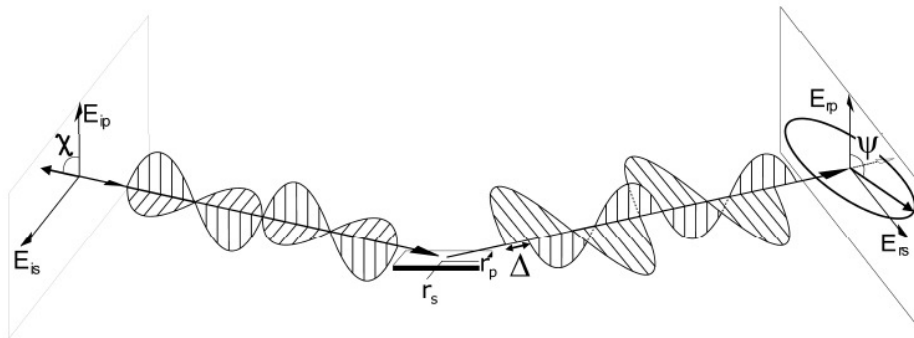
gdzie $E_{ip,s}$ są składowymi wektora natężenia pola elektrycznego w padającym promieniowaniu i r_p i r_s są zespolonymi współczynnikami odbicia danymi przez formuły Fresnela,

$$r_p = \frac{n \cos \phi - n_0 \cos \phi_{refr}}{n \cos \phi + n_0 \cos \phi_{refr}}, \quad r_s = \frac{n_0 \cos \phi - n \cos \phi_{refr}}{n_0 \cos \phi + n \cos \phi_{refr}} \quad (2)$$

n i n_0 są odpowiednio zespolonymi współczynnikami załamania próbki i otoczenia. Zespolony współczynnik załamania jest powiązany odpowiednio z funkcją dielektryczną ϵ , $n = \sqrt{\epsilon}$. W większości przypadków otoczenie jest powietrzem lub próżnią, więc $n_0 = 1$. Kąt załamania ϕ_{refr} jest związany z kątem padania przez prawo Snella,

$$\sin \phi_{refr} = \frac{n_0}{n} \sin \phi.$$

Światło odbite w przypadku ogólnym jest spolaryzowane eliptycznie, co ilustruje rysunek 2.



Rysunek 2. Zmiany stanu polaryzacji podczas odbicia od próbki.

Dla padającego, liniowo polaryzowanego światła, składowe wektora pola elektrycznego równoległa i prostopadła do płaszczyzny padania E_{ip} i E_{is} są „w fazie”. Ich stosunek jest równy $\tan \chi$. Składowe E_{rp} i E_{rs} światła odbitego w przypadku ogólnym wykazują przesunięcie fazowe Δ . Ponadto ich stosunek, zależy także od parametrów światła

padającego, wyraża się jako $\text{tg } \psi$ (obowiązuje tylko gdy $\chi = 45^\circ$, patrz definicja ψ w równaniu 5). Rzut wektora pola elektrycznego na płaszczyznę prostopadłą do kierunku propagacji daje elipsę.

Dla liniowo spolaryzowanej wiązki światła padającego składowe E_{is} i E_{ip} są w fazie i ich stosunek jest równy tangensowi kąta polaryzacji χ :

$$\frac{|E_{is}|}{|E_{ip}|} = \text{tg } \chi . \quad (3)$$

Po odbiciu występuje różnica faz Δ pomiędzy E_{rs} i E_{rp} równa różnicy fazowej pomiędzy r_s i r_p i odpowiednio stosunek $\frac{|E_{rs}|}{|E_{rp}|}$ zależy od stosunku $\frac{|E_{is}|}{|E_{ip}|}$,

$$\frac{|E_{rs}|}{|E_{rp}|} = \frac{|r_s|}{|r_p|} \frac{|E_{is}|}{|E_{ip}|} = \frac{|r_s|}{|r_p|} \text{tg } \chi . \quad (4)$$

To znaczy, że współczynnik odbicia ρ może być wyznaczony poprzez ocenę stanu polaryzacji światła odbitego,

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \frac{|r_p| e^{i\delta_p}}{|r_s| e^{i\delta_s}} = \frac{|E_{rp}| |E_{is}|}{|E_{rs}| |E_{ip}|} e^{i(\delta_p - \delta_s)} = \frac{|E_{rp}|}{|E_{rs}|} \text{tg } \chi e^{i(\delta_p - \delta_s)} = \text{tg } \psi e^{i\Delta} . \quad (5)$$

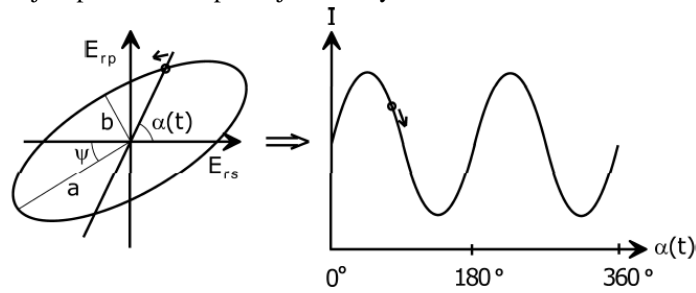
Kąty ψ i Δ zdefiniowane przez równanie (5) nazywa się „kątaami elipsometrycznymi” z powodów historycznych. Gdy ρ jest znane, to przenikalność dielektryczna ϵ może być obliczone wg. równania 2 [5],

$$\epsilon = \sin^2 \phi \left(1 + \text{tg}^2 \phi \left(\frac{1 - \rho}{1 + \rho} \right)^2 \right) . \quad (6)$$

Ponieważ wyrażenie 5 otrzymano dla prostego przypadku tylko jednego odbicia na granicy ośrodków „otoczenie – pół nieskończona izotropowa próbka”, to równanie (6) także można wykorzystywać tylko tego prostego przypadku, zwanego modelem dwufazowym. Rzeczywista próbka często wykazuje warstwową strukturę. Więc potrzebny jest bardziej skomplikowany model rachunkowy uwzględniający odbicia od każdej powierzchni, jeśli bardziej są potrzebne przenikalności dielektryczne dla wszystkich warstw niż efektywna przenikalność dielektryczna, często nazywana przenikalnością pseudo-dielektryczną (ϵ).

Zasada działania obrotowego analizatora elipsometrycznego, wyznaczającego wartość stanu polaryzacji dla światła odbitego, jest następująca. Rzut wektora pola elektrycznego na płaszczyznę prostopadłą do kierunku propagacji daje obraz w postaci elipsy o eliptyczności $\gamma = \text{arctg} a/b$ i azymucie ψ (Rys. 3). Elipsę tę wyznacza się przez

obracający się analizator, który skanuje elipsę i daje modulowane natężenie na detektorze, co jest pokazane na prawej stronie rysunku 3.



Rysunek 3. Pomiar elipsy polaryzacji, charakteryzujące się kątami azymutalnym i eliptyczności, przy pomocy obrotowego analizatora.

Obracająca się oś transmitancji powoduje modulację natężenia $I[\alpha(t)]$ co pokazano po prawej stronie rysunku.

Natężenie może być wyrażone jako,

$$I[\alpha[t]] = I_0 + C_2 \cos 2\alpha[t] + S_2 \sin 2\alpha[t] = I_0 (1 + c_2 \cos 2\alpha[t] + s_2 \sin 2\alpha[t]) \quad (7)$$

Współczynniki normalizacyjne $c_2 = C_2/I_0$ i $s_2 = S_2/I_0$ można obliczyć z natężenia I mierzonego przy pomocy analizy Fouriera.

Z drugiej zaś strony, informacje o stanie polaryzacji promieniowania i wpływie na nie próbki i innych optycznych komponentów można uzyskać na bazie formalizmu macierzy Muellera, w kolejności ustalania związku mierzonych parametrów I_0 , c_2 , s_2 z wielkościami ψ i Δ , zawierającymi informacje o własnościach próbki. W przypadku nieidealnych wartości elementów polaryzacyjnych układu analizatora obrotowego do obliczania wielkości ψ i Δ stosuje się bardziej złożony wzór (8), w którym dodatkowo występują stopień polaryzacji padającego promieniowania P , jego eliptyczność γ i azymut χ oraz parametr Ψ_A , charakteryzujący stopień polaryzacji analizatora.

$$\tan \Psi = \frac{\sqrt{\cos 2\Psi_A + c_2} \sqrt{1 - P \cos 2\gamma \cos 2\chi}}{\sqrt{\cos 2\Psi_A - c_2} \sqrt{1 + P \cos 2\gamma \cos 2\chi}}, \quad (8)$$

$$\cos \Delta = \frac{s_2 \cos 2\gamma \sin 2\chi \pm \sin 2\gamma \sqrt{P^2 \Omega^2 \Phi - s_2^2}}{P \Omega \Phi}$$

gdzie

$$\Omega = \sqrt{\frac{c_2^2 - \cos^2 2\Psi_A}{P^2 \cos^2 2\gamma \cos^2 2\chi - 1}}, \quad \Phi = \cos^2 2\gamma \sin^2 2\chi + \sin^2 2\gamma.$$

Wielkości P , γ , χ , ψ_A powinny być znane, aby otrzymać charakterystyczne wielkości dla materiału badanego ψ i Δ .

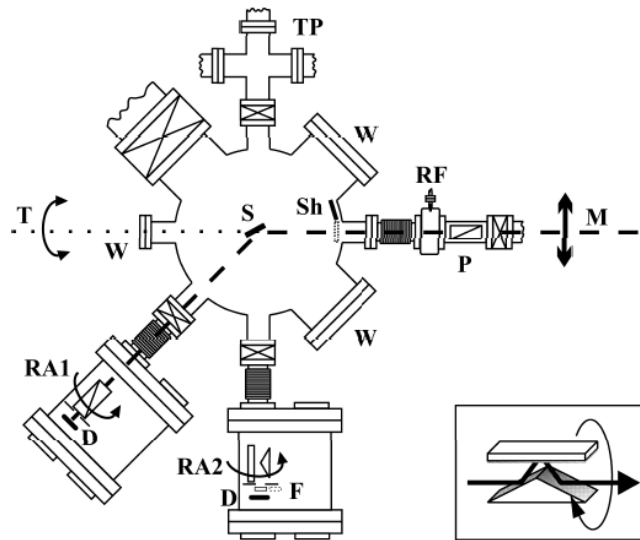
Dla „idealnego elipsometru”, $P = 1$, $\gamma = 0$, $\psi_A = 0$, otrzymuje się dobrze znane, prostsze wyrazy,

$$\tan \Psi^{(id)} = \sqrt{\frac{1+c_2}{1-c_2}} |\tan \chi|, \quad \cos \Delta^{(id)} = \frac{s_2}{\sqrt{1-c_2^2}} \operatorname{sgn} \chi. \quad (9)$$

Teraz funkcję dielektryczną $\epsilon(E) = \epsilon_1(E) + i\epsilon_2(E)$ materiału można obliczyć z $\tan \psi$ i $\cos \Delta$ korzystając z wyrażen (5) i (6).

Wyniki badań widm własności optycznych kryształów ferroelektrycznych w zakresie energii fotonów 4...33 eV

Schemat VUV-elipsometru jest pokazany na rysunku 4. Elipsometr jest umieszczony w kamerze wysoko-próżniowej ponieważ powietrze pochłania promieniowanie o energiach fotonów E powyżej 6,5 eV. Do badań funkcji dielektrycznych $\epsilon_1(E)$ i $\epsilon_2(E)$ kryształów TGS w pracy wykorzystano promieniowanie synchrotronowe wytwarzane szybko poruszającymi się elektronami w pierścieniu synchrotronu BESSY II w Berlinie. Promieniowanie synchrotronowe jest monochromatyzowane przez dwumetrowy monochromator Seya-Namioka M , który daje wystarczające natężenie promieniowania w szerokim spektrum z zakresu 2,5 – 25 eV. Tabela 1 pokazuje widmową rozdzielczość monochromatora z symetrycznymi szerokościami szczelin, $d_{\text{wejść}} = d_{\text{wyjść}} = 250 \mu\text{m}$, dla różnych energii fotonów. Wiązka promieniowania synchrotronowego jest wysoko liniowo spolaryzowana w płaszczyźnie pierścienia synchrotronu. Z kolei konstrukcja monochromatora, w którym zrealizowano czterokrotne odbicie wiązki w „s-geometrii”, $|r_s| > |r_p|$, (Rys. 5), prowadzi do dalszego zwiększenia stopnia polaryzacji do około 99%.



Rysunek 4. Wysoko-próżniowa komora zawierająca VUV elipsometr. *M* - padające światło (promieniowanie) z monochromatora, liniowo wysoko spolaryzowane w płaszczyźnie pierścienia synchrotronu (polaryzacja w kierunku strzałki na rysunku); *P* - zdejmowany polaryzator (pryzmat Rochona z MgF_2) do optymalizacji stopnia polaryzacji wiązki padającej o energii fotonów poniżej 10 eV; *Sh* – przesłona do przeprowadzenia pomiarów prądu ciemnego detektora; *S* - próbka na manipulatorze, pozwalającym na grzanie i chłodzenie; *RA1* – obrotowy analizator z MgF_2 dla pomiarów przy kącie odbicia od próbki $\phi = 67,5^\circ$; *RA2* - obrotowy analizator z wewnętrznym odbiciem wiązki świetlnej przy kącie odbicia od próbki $\phi = 45^\circ$; *F* - filtr z LiF tłumiący 2-gi rząd dyfrakcyjny; *D* - krzemowa fotodioda – detektor; *RF* – mechanizm, pozwalający na ustawianie położenia kąтового lewej części układu względem osi *T*, ponieważ płaszczyzna padania w zależności od płaszczyzny polaryzacji musi być ustawiona pod kątem χ (Rys. 1, 2); *TP* – komora do przenoszenia próbki; *W* – okno. We wstawce pokazano układ płaszczyzn odbijających z powierzchniową warstwą złota w polaryzatorze *RA2*.

Tabela 1. Rozdzielczość widmowa dla monochromatora 2m-Seya-Namioka dla wybranych energii i symetrycznej szczeliny o szerokości s , $s_{\text{wejście}} = s_{\text{wyjście}} = 250 \mu\text{m}$.

| Energia fotonu | Rozdzielczość |
|----------------|---------------|
| 5eV | 6meV |
| 10eV | 23meV |
| 15eV | 52meV |
| 20eV | 93meV |
| 25eV | 145meV |

Składniki optyczne elipsometru to polaryzator *P* (Rys. 4), którego używa się do zwiększenia stopnia polaryzacji promieniowania, dwa różnego typu obrotowe analizatory

RA1 i RA2 i *pn*-fotodioda krzemowa jako detektora *D*. Przesłona *Sh* jest używana do przeprowadzenia pomiarów prądu ciemnego detektora promieniowania. Ruchomy filtr *F* wykonany z LiF znajdujący się pomiędzy RA2 i detektorem może być używany do usuwania promieniowania drugiego rzędu z monochromatora (patrz poniżej). Próbka *S* jest zamocowana na ruchomym manipulatorze.

Polaryzator *P* i obrotowy analizator RA1 są pryzmatami Rochona wykonanymi z MgF₂, które dają stopień polaryzacji promieniowania 99.998%, są one przezroczyste do 10 eV. Nie ma polaryzatorów wykonanych z materiałów, które są przezroczyste dla energii fotonów powyżej 10 eV. Dlatego, tylko odbicie promieniowania przy kącie w pobliżu kąta Brewstera czy pseudo – Brewstera (dla materiałów pochłaniających) ϕ_B , dla którego ma miejsce relacja $|r_s(\phi_B)| \gg |r_p(\phi_B)|$, może być użyte do polaryzacji światła w zakresie energii fotonów powyżej 10 eV (patrz Rys. 5 dla złota). W tym celu zwykle używa się metali z powodu ich wysokiego współczynnika odbicia. Niestety dla materiałów nieprzezroczystych, jak metale, ważna jest relacja $|r_p(\phi_B)| > 0$, powodująca, że polaryzacja przez odbicie jest tylko częściowa. Można poprawić stopień polaryzacji przez wykonanie polaryzatora z więcej niż jednej powierzchni, jednak natężenie wiązki przechodzącej zmniejsza się z każdym odbiciem. Jednak w tym przypadku osiągnięto kompromis stosując trzy powierzchnie odbijające ze złota, co pokazano we wstawce na rysunku 4 dla RA2. Stopień polaryzacji, jaki otrzymamy przy następujących kolejnych odbiciach pod kątami padania 67,5°; 45°; 67,5° jest obliczony z własności optycznych złota,

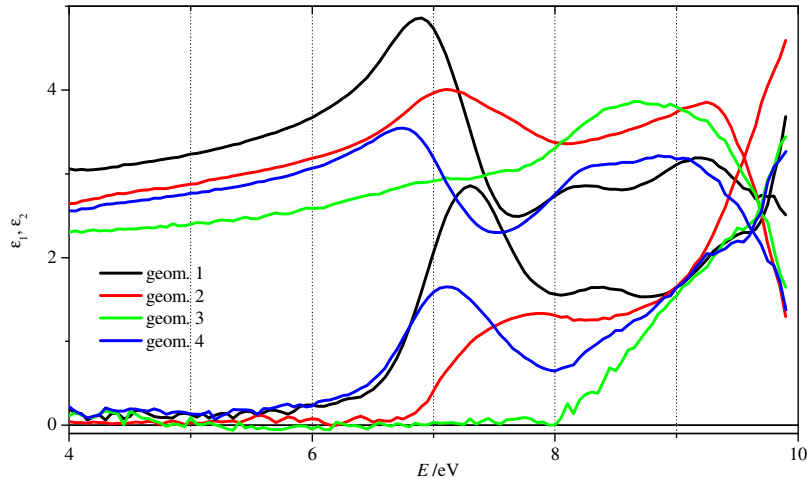
$$\tilde{P} = \frac{t_p^2 - t_s^2}{t_p^2 + t_s^2}, \quad (10)$$

gdzie $t_p = r_{p67,5} r_{p45} r_{p67,5}$, $t_s = r_{s67,5} r_{s45} r_{s67,5}$. Podobnie jak dla próbki, parametr ψ_A może być zdefiniowany dla analizatora przez $\text{tg}\psi_A = |t_s|/|t_p|$ (patrz także równanie 5). Jako wynik otrzymujemy inne wyrażenie na stopień polaryzacji, $\tilde{P} = \cos 2\psi_A$, \tilde{P} jest pokazane na rysunku 6 wraz z transmitancją, $T = t_p^2 + t_s^2 \approx t_s^2$. Chociaż niektóre inne metale posiadają większy współczynnik odbicia, to złoto posiada największy stopień polaryzacji i mniejszą jego zależność spektralną [7 - 9].

Funkcje dielektryczne $\epsilon_1(E)$ i $\epsilon_2(E)$ (pseudo-dielektryczne) kryształu TGS dla różnych jego przekrojów krystalograficznych, ustawianych w stałej geometrii eksperymentu elipsometrycznego (Rys. 4), są przedstawione na rysunkach 5, 6. Ustawianie próbki kryształu w stałej geometrii eksperymentu elipsometrycznego oznacza, że polaryzację otrzymanych funkcji pseudo-dielektrycznych $\epsilon_1(E)$ i $\epsilon_2(E)$ można odnieść głównie do kierunku krystalograficznego będącego linią przecięcia płaszczyzny padania i płaszczyzny próbki.

Zależności doświadczalne $\epsilon_2(E)$ cechują się wyraźnym pasmem spektralnym z maksimum w zakresie 6,6...8,2 eV oraz zachowaniem rosnącym w zakresie

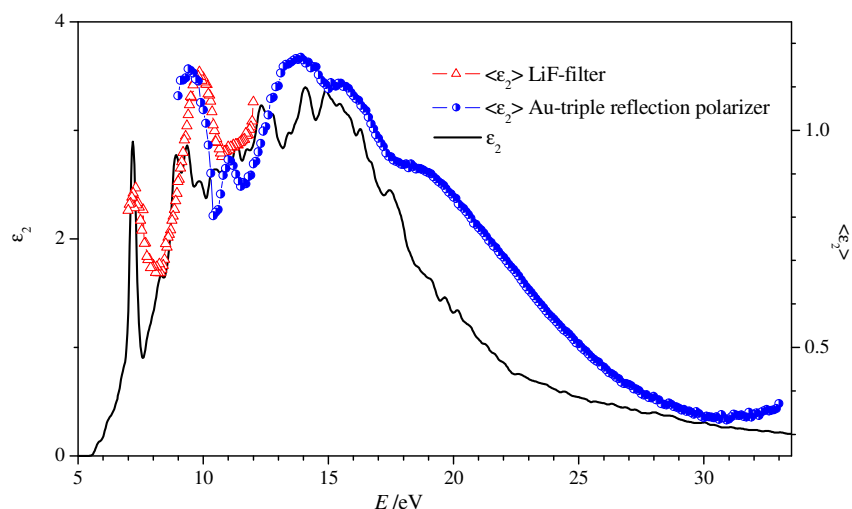
9,0...10,0 eV (Rys. 5). Funkcje doświadczalne $\epsilon_2(E)$ zależą wyraźnie od orientacji płaszczyzny odbijającej światło. Najwyraźniejsze maksimum zależności $\epsilon_2(E)$ obserwuje się przy energii fotonu $E = 7,3$ eV dla geometrii 1, aczkolwiek tego maksimum nie ma dla geometrii 3 (Rys. 5). Wartości przenikalności dielektrycznej ϵ_1 dla energii $E = 4$ eV (Rys. 5) pokrywają się zadowalająco z kwadratem odpowiedniego współczynnika załamania n kryształu TGS [10].



Rysunek 5. Funkcje pseudo-dielektryczne $\epsilon_1(E)$ i $\epsilon_2(E)$ kryształu TGS otrzymane w różnych geometriach eksperymentu elipsometrycznego i stanu powierzchni próbek: geom. 1 – Y-cięcie próbki łupane, $\mathbf{E}||\mathbf{X}$; geom. 2 – Y-cięcie próbki łupane, $\mathbf{E}||\mathbf{Z}$; geom. 3 – Z-cięcie próbki polerowane, $\mathbf{E}||\mathbf{Y}$; geom. 4 – Z-cięcie próbki polerowane, $\mathbf{E}||\mathbf{X}$ [11].

Na skutek braku danych elipsometrycznych, otrzymanych przy różnych kątach padania promieniowania na kryształ, raczej trudno jest otrzymać funkcje dielektryczne $\langle\epsilon_1(E)\rangle$ i $\langle\epsilon_2(E)\rangle$ dla określonych kierunków krystalograficznych nisko-symetrycznego kryształu [12], jakim jest kryształ TGS. Dlatego obliczenia funkcji pseudo-dielektrycznych $\langle\epsilon_1(E)\rangle$ i $\langle\epsilon_2(E)\rangle$ kryształu TGS zostały zrealizowane na bazie modelu izotropowego. To z kolei powodują, że otrzymane funkcje pseudo-dielektryczne $\langle\epsilon_1(E)\rangle$ i $\langle\epsilon_2(E)\rangle$ są raczej pewnego rodzaju mieszaniną trzech głównych składowych odpowiednich tensorów ϵ_1 i ϵ_2 jednoskośnego kryształu TGS. Jednak przeważający wkład w funkcje $\langle\epsilon_1(E)\rangle$ i $\langle\epsilon_2(E)\rangle$ pochodzi raczej z rzutów odpowiednich tensorów rzeczywistych na linię przecięcia płaszczyzny powierzchni odbijającej i płaszczyzny padania promieniowania [13, 14]. Odpowiednie teoretyczne funkcje dielektryczne $\epsilon_1(E)$

i $\varepsilon_2(E)$ zostały obliczone przy pomocy pakietu CASTEP i wykorzystane do porównania z doświadczalnymi funkcjami $\langle\varepsilon_1(E)\rangle$ i $\langle\varepsilon_2(E)\rangle$ (Rys. 6).



Rysunek 6. Teoretyczna, $\varepsilon_2(E)$, i doświadczalna, $\langle\varepsilon_2(E)\rangle$, funkcje dielektryczne dla Y-cięcia kryształu TGS i przeważającej polaryzacji promieniowania wzdłuż krystalograficznej osi X ($Elln_g$) w temperaturze pokojowej. Faktor odcięcia użyty w przypadku $\varepsilon_2(E)$ wynosi 0,9 eV [15].

W wyniku przeprowadzenia badań elipsometrycznych spektroskopowych kryształów TGS stwierdzono, że wyraźne maksimum funkcji dielektrycznej $\varepsilon_2(E)$ przy energii fotonów $E = 7,3$ eV jest spowodowane wzbudzeniem elektronów tlenu głównie z grup glicyny, co zostało uzasadnione z wykorzystaniem, między innymi, anizotropii funkcji $\varepsilon_2(E)$. Ustalono, że funkcje pseudo-dielektryczne $\varepsilon_1(E)$ i $\varepsilon_2(E)$ kryształu otrzymane dla powierzchni łupanej i polerowanej są bardzo bliskie w zakresie energii fotonów $E < 10$ eV, co oznacza, że stopień chropowatości polerowanej powierzchni kryształu TGS z użyciem pasty diamentowej o rozmiarach ziarna 0,5...1,0 μm jeszcze nie ma większego wpływu na wartości funkcji $\varepsilon_1(E)$ i $\varepsilon_2(E)$.

Bibliografia

- [1] Romanyuk N. A., Andriyevsky B. V., Zheludev I. S., *Ferroelectrics* **21** (1978) 333.
- [2] Andriyevsky B. V, Romanyuk N. A., *Optics and Spectroscopy* **48** (1980) 785.
- [3] Kronig R. L., *J. Opt. Soc. Am. + Rev. Sci. Instr.* **12** (1926) 547.
- [4] Drude P., *Ann. Phys. Chem.* **36** (1889) 865.

- [5] Azzam R. M. A., Bashara N. B., *Ellipsometry and polarized light* (North-Holland Personal Library, Amsterdam, 1987).
- [6] Zettler J. T., *Progr. Cryst. Growth and Charac. Mat.* **35** (1998) 1.
- [7] Hunter W. R., *Appl. Opt.* **17** (1978) 1259.
- [8] Hass G., Hunter W. R., *Appl. Opt.* **17** (1978) 76.
- [9] Horton V. G., Arakawa E. T., Hamm R., Williams M., *Appl. Opt.* **8** (1968) 667.
- [10] Romanyuk N. A., Kostetskii A. M., Andriyevsky B. V., *Physics of Solid State* **19** (1977) 3095.
- [11] Andriyevsky B., Esser N., Patryn A., Cobet A., Ciepluch-Trojanek W., Romanyuk M., *Physica B* **373** (2006) 328.
- [12] Faltermeier D., Gompf B., Dressel M., Tripathi M., Pflaum J., *Phys. Rev. B* **74** (2006), art. no. 125416.
- [13] Aspnes D. E., *JOSA Letters* **70** (1980) 1275.
- [14] Hingel K. , Aspnes D. E., Kamiya J., Florez L. T., *Appl. Phys. Lett.* **63** (1993) 885.
- [15] Andriyevsky B., Ciepluch-Trojanek W., Cobet C., Patryn A., Esser N., *Phase Transition* **81** (2008) 949.

Spectroscopic ellipsometry of the ferroelectric crystals in the vacuum ultraviolet