

Joachim GMYREK
Ryszard HNATKÓW
Mieczysław ROCZNIK
Romuald WITULA

WYBRANE ZAGADNIENIA AKUSTYCZNYCH I AKUSTOPTYCZNYCH
WŁASNOŚCI CIEKŁYCH KRYSZTAŁÓW TERMOTROPOWYCH

Streszczenie. W pracy podano przegląd literatury dotyczącej akustycznych własności ciekłych kryształów. Szczegółowo omówiono zjawiska akustooptyczne. Rozważono również możliwości zastosowania akustycznych fal powierzchniowych do badania własności fizycznych ciekłych kryształów termotropowych.

1. WSTĘP

Substancje, w których występuje stan mezomorficzny - pośredni między ciałami stałymi a cieczami - nazywa się ciekłymi kryształami. Wykrył je po raz pierwszy w 1888 r. Reinitzer [1] u benzoesanu cholesterylu. Wkrótce dokonano syntezy wielu substancji organicznych, charakteryzujących się występowaniem w fazach mezomorficznych [2]. Lehmann [3] zaproponował następującą klasyfikację ciekłych kryształów (płynów anizotropowych):

- a) ciecze smektyczne;
- b) ciecze nematyczne;
- c) ciecze cholesterolowe.

Gdy otrzymuje się je poprzez stopienie kryształu noszą nazwę termotropowych, a przez rozpuszczenie w niektórych rozpuszczalnikach - liotropowych. Klasyfikację podaną przez Lehmana uzupełnił Friedel [4].

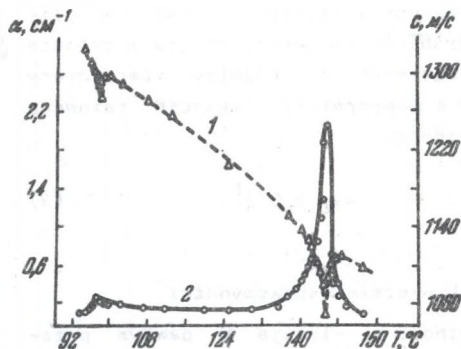
Cechą charakterystyczną ciekłych kryształów jest występowanie własności typowych dla kryształów stałych, takich jak: dwójłomność, zdolność skręcania płaszczyzny polaryzacji (c.k. cholesterolowe), anizotropia elektryczna, magnetyczna i akustyczna. Wywołane jest to uporządkowaniem molekuł dalekiego zasięgu. Ponieważ jednak siły międzycząsteczkowe są tu znacznie słabsze, w porównaniu z ciałami stałymi, więc struktura molekularna może być łatwo zmieniana pod wpływem pola elektrycznego i magnetycznego, niewielkich zmian termicznych, naprężeń mechanicznych. To powoduje z kolei zmianę właściwości fizycznych, np.: barwy, przepuszczalności itp. Pod względem chemicznym ciecłe kryształy są związkami organicznymi o wydłużonych molekułach i dużej stabilności wzdłuż długiej osi, zawierające pier-

ścianie benzenowe, naftalenowe a czasem związki alifatyczne oraz estry cholesterolu z podstawnikami w pozycji para. Częsteczki tych związków lub ich grupy atomów posiadają duże elektryczne momenty dipolowe. Dotychczas zsyntetyzowano już wiele tysięcy związków będących ciekłymi kryształami. Rola geometrii w tworzeniu stanu ciekłego i synteza substancji ciekłokrystalicznych były przedmiotem badań Browna i Shawa [5] oraz Graya [6], Czistiakowa [7], De Gennesa [8], Kapustina [9], Adamczyka i Strugałskiego [10].

2. AKUSTYCZNE WŁASNOŚCI CIEKŁYCH KRYSTAŁÓW I METODY ICH BADANIA

2.1. Spektroskopia ultradźwiękowa

Akustyczne metody badania ciekłych kryształów są proste w stosowaniu. Do przeprowadzenia badań potrzebne są niewielkie ilości substancji. Pomiar prędkości dźwięku - zależnej od sił międzymolekularnych i właściwości strukturalnych molekuł - pozwala wyznaczyć moduły sprężystości i ich zmianę przy przejściach fazowych. Pierwsi określili parametry akustyczne ciekłych kryształów w szerokim przedziale temperatur przy użyciu objętościowych fal podłużnych Gabrielle i Verdini [11]. W badaniach zastosowali metodę impulsową o częstotliwości $\nu = 1,95$ MHz. Dla przebadanego przez nich p-azoksyanizolu (PAA) stwierdzili oni ostre maksimum współczynnika absorpcji α oraz minimum prędkości w temperaturach przejść fazowych: ciecz izotropowa - nematyk ($t = 135^{\circ}\text{C}$). Ścisłość adiabatyczna z dala od temperatury przejścia fazowego prawie liniowo wzrasta z temperaturą natomiast w punkcie przejścia przechodzi przez maksimum. Zupełnie inny charakter stwierdzili oni dla ciekłych kryształów cholesterolowych. Badając benzoesan cholesterolu nie zauważyli oni zmian tych charakterystyk przy przejściu ze stanu cieczy izotropowej do kryształu cholesterolowego ($T = 178,5^{\circ}\text{C}$). Hoyer i Nolle [12] przeprowadzając badania tych samych substancji w zakresie częstotliwości 0,5-6 MHz potwierdzili wyniki uzyskane przez Gabrielle i Verdinię dla PAA, ale uzyskali również analogiczne charakterystyki dla benzoesanu cholesterolu przy częstotliwości 0,5 MHz. Edmonds i Orr [13] zakomunikowali, że analogiczne wyniki uzyskuje się przy przejściach od stanu pary do cieczy w przypadku gazów szlachetnych. Nie zauważono natomiast podobnych zmian intensywności absorpcji i prędkości ultradźwięków przy przejściach od fazy nematycznej do smektycznej i od cholesterolowej do smektycznej [14]. Kapustina [15] stwierdziła również anomalie w przebiegu charakterystyk podczas polimezomorficznych modyfikacji fazy smektycznej dla eteru etylowego kwasu anizalamincynamonowego, a szczegółowo wszelkie doniesienia o pomiarach prędkości i pochłaniania ultradźwięków w polimezomorficznych ciekłych kryształach podane są w monografii [9]. Typowy dla takich substancji przebieg prędkości c i współczynnika pochłaniania przedstawia rysunek 1.



Rys. 1. Prędkość i pochłanianie ultradźwięku w p-n-heptyloksybenzoesowym kwasie (wg Kaputina [9])

1 - c prędkość 2 - współczynnik pochłaniania

Na podstawie zależności

$$\frac{\alpha}{\omega^2} = \frac{\tau c}{2c_0^2} \frac{\beta_s^0 - \beta_s^\infty}{\beta_s} \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (1)$$

gdzie:

c_0 i c - prędkość fazowa,

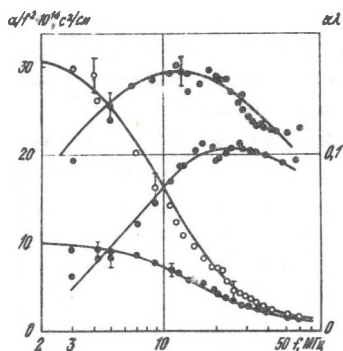
oraz

β_s^0 i β_s^∞ - ściśliwość adiabaticzne dla niskiej i wysokiej częstotliwości,

τ - czas relaksacji.

Hoyer i Nolle [12] obliczyli czas relaksacji dla PAA. Jego wartość zmienia się w granicach $1-4 \times 10^{-8}$ s i przechodzi przez maksimum w obszarze przejścia izotropowo-nematycznego. Cwietkow i Krosier [17] stwierdzili w p-azokeyanizolu zjawisko przedprzejściowe w pobliżu temperatury przejścia ciecz izotropowa-nematyk. Stwierdzili oni pojawienie się dwójłowności optycznej indukowanej falą akustyczną. Jest to zgodne z teorią Frenkla [18] która zakłada istnienie powyżej przejścia fazowego rojów molekuł mających własności nematyka. Zmiany temperatury i ciśnienia związane z falą akustyczną powodują przechodzenie tych rojów z mezofazy do fazy izotropowej. Przejścia te dają początek silnego wzrostu tłumienia akustycznego. Białousow [19] przedstawił obzerne wyniki pomiarów akustycznych przeprowadzonych dla PAA oraz p-n-heptyloksybenzoesowego kwasu (HOBK) w zakresie częstotliwości od 3 do 60,5 MHz. Wykazał on w obu przebadanych substancjach znaczną dyspersję prędkości ultradźwięku zarówno dla cieczy izotropowej, jak i w fazach mezomorficznych. Stwierdził ponadto, że dowolny akustyczny para-

Za przyczynę anormalnego wzrostu absorpcji ultradźwięków, obserwowanego dla prawie wszystkich typów przejść fazowych, większość badaczy uważa procesy relaksacji strukturalnej związanej z obecnością zorientowanych molekularnych kompleksów. Jeśli energia fali jest dostatecznie duża dla pokonania sił międzymolekularnych może wystąpić przeorientowanie molekuł. Obzerne rozważania o naturze tych procesów relaksacyjnych zawiera praca Hoyer i Nolle [12] natomiast Martjanowa [16] opisuje dodatkowa rozpraszania fal ultradźwiękowych na molekularnych kompleksach w obszarze wyższych częstotliwości.



Rys. 2. Zależność α/f^2 oraz $\alpha\lambda$ dla dwóch izoterm nematicznej fazy HOBK; $T_1 = 146^\circ\text{C}$ (o, o); $T_2 = 144^\circ\text{C}$ (•, •) (wg Bieżousowa ([30]))

Przebiegi zależności $\frac{\alpha}{\nu^2} = f(\nu)$ oraz $\alpha\lambda = f(\nu)$ przedstawiono na rys. 2 zaczerpnięto z pracy ν^2 [19]. Wyniki eksperymentalne tłumienia ultradźwięków dobrze spełniają wzór

$$\frac{\alpha}{\nu^2} = \frac{A}{1 + (\nu/\nu_p)^2} + B. \quad (3)$$

Pierwszy człon przedstawia tłumienie związane z pojedynczym procesem relaksacji. Drugi człon odpowiada za wkład wniesiony do tłumienia przez przewodnictwo cieplne i lepkość ścinania. Parametry A i B zależą od temperatury i osiągają maksimum w obszarze przejścia fazowego.

W temperaturach dalekich od przejść fazowych procesy relaksacji są dobrze opisywane jednym czasem relaksacji [21]. W miarę jednak zbliżania się do temperatury przejścia fazowego, dane eksperymentalne mogą być opisane tylko za pomocą procesów z kilkoma czasami relaksacji. Przy czym indeks krytyczny b (patrz wzór (2)) ma inną wartość, gdy podchodzimy do temperatury przejścia fazowego od nematyka, a inną, gdy od obszaru izotropowego.

Z doniesienia Aero [22] wynika, że należy stosować podwójny mechanizm relaksacyjny. Założył on, że jeden mechanizm związany jest z przeorientowaniem grup molekularnych, a drugi z wytłumianiem mikrowirów, wywołanym rotacją tych grup.

W ostatnim czasie duże zainteresowanie budzą - ze względu na swoje zastosowania termooptyczne - ciekłe kryształy cholesterolowe. Badania własności akustycznych dla 9 homologów szeregu homologicznego eterów cholesterolowych

metr ciekłego kryształu X (np. ściśliwość adiabatyczna, prędkość itp.) zmienia się w zależności od różnicy temperatury pomiaru i temperatury przejścia fazowego wg zależności

$$X = a|\Delta T|^b, \quad (2)$$

gdzie:

a i b - stałe współczynniki.

Zależność obowiązuje w pewnym przedziale temperatur wokół temperatury przejścia fazowego i zależy od rodzaju ciekłego kryształu. Wartość współczynnika b zależy od rodzaju przejścia fazowego nematic - ciecz izotropowa, nematic - smektyk [8]. Pomiar zależności tłumienia fali akustycznej od częstotliwości przeprowadziło szereg autorów [20, 21].

terolu przeprowadził Rechimow [23] w zakresie częstości 3-15 MHz, obserwując dyspersję prędkości dochodzącą do 20% oraz widmo czasów relaksacji. Bacri [24] przeprowadził metodą impulsową pomiary dyspersji i pochłaniania w niektórych związkach cholesterolowych, przy częstości 1 GHz.

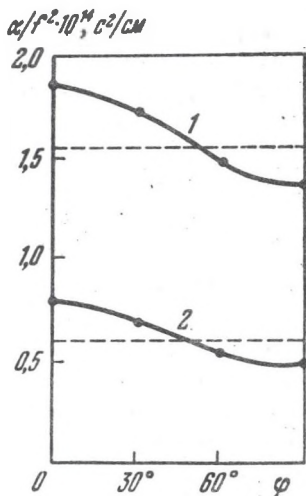
Rezultaty pomiarów parametrów akustycznych ciekłych kryształów cholesterolowych można też znaleźć w pracach Dyro i Edmondesa [25] oraz Otio i Padmini [26].

2.2. Badania akustyczne ciekłych kryształów orientowanych w polu magnetycznym i elektrycznym

Po raz pierwszy badania akustyczne ciekłych kryształów orientowanych polem magnetycznym przeprowadzili Lord i Labes [27].

Do badań wykorzystywali oni MBBA, którego faza nematyczna istnieje w przedziale 20-40°C. Mierzili zależność parametrów akustycznych od kąta między kierunkiem propagacji fali akustycznej a kierunkiem pola magnetycznego. Zakres zmian częstości 2-6 MHz. Stwierdzili, że dla świeżo sporządzonych próbek przy braku zewnętrznego pola istnieje silna tendencja do ustawiania się molekuł równoległe do powierzchni przetwornika kwarcowego. Nawet silne pole magnetyczne o natężeniu $H = 10^4$ A/m nie wywołują zmiany pochłaniania, o ile jest skierowane równoległe do podłużnych osi molekuł. Jeżeli pole skieruje się prostopadle do podłużnych osi, to zachodzą prawie momentalnie zmiany a tłumienie zmienia się od 0,37 dB/ μ s przy częstości 2 MHz do wartości 2,18 dB/ μ s przy częstości 6 MHz. Autorzy tłumaczą obserwowaną anizotropię jako następstwo przeorientowania się olbrzymiej liczby molekuł w polu magnetycznym. Po zaniku pola tłumienie dopiero po kilku godzinach wraca do wartości pierwotnej. Ten sam efekt można osiągnąć już po 30 s przy silnym mechanicznym wstrząsaniu. Świadczy to o bardzo dużym czasie termicznej relaksacji dla MBBA. Zmiana prędkości przy przejściu od orientacji równoległej do prostopadłej była niewielka (zmniejszenie o ok. 0,1%) natomiast zależność różnicy współczynników pochłaniania $\Delta \alpha = \alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}$ od częstości okazała się liniowa, zmieniając swoją wartość od 0,05 dB/ μ s przy częstości 2 MHz do 0,35 dB/ μ s przy częstości 6 MHz. Anizotropię własności akustycznych zaobserwowano również w nematycznej fazie PAA znajdującego się w stałym polu magnetycznym przy częstości $\nu = 1,83$ MHz [28] w temperaturze $T = 125,5^{\circ}\text{C}$ tłumienie wynosi $\alpha_{\parallel} = 0,08 \pm 0,007 \frac{1}{\text{cm}}$, $\alpha_{\perp} = 0,061 \pm 0,004 \frac{1}{\text{cm}}$, natomiast w nieorientowanej próbce tłumienie zmniejszało się od $0,05 \frac{1}{\text{cm}}$ przy $T = 125^{\circ}\text{C}$ do $0,1 \frac{1}{\text{cm}}$ przy $T = 129^{\circ}\text{C}$. Prędkość rozchodzenia się ultradźwięku okazała się izotropowa w granicach błędów $\pm 0,1\%$, co zgadza się z danymi dla przypadku nieorientowanej warstwy [29]. Sądzi się, że efekt anizotropii prędkości może wystąpić przy wyższych częstościach.

Badania prędkości i tłumienia metodą impulsową przeprowadził Biełousow [30]. Stwierdził on, że anizotropia wielkości α/ν^2 bardzo słabo zmienia się z temperaturą i w granicach błędów pomiarów pozostaje stała. Nie za-



Rys. 3. Zależność kąto-
wa współczynnika tłumie-
nia PAA

1 - $T = 122^\circ\text{C}$ i PAF, 2 -
 $T = 144^\circ\text{C}$ (wg Bieleus-
wa [19])

HOBK obserwuje się zarówno przy ochładzaniu nematycznego ciekłego kryształu w polu magnetycznym do temperatury fazy smektycznej jak również przy nałożeniu pola w przedziale temperatur $92\text{--}98^\circ\text{C}$ istnienia fazy smektycznej. Przy tym podłużne pole magnetyczne zwiększa (o ok. 25–30%) a poprzeczne - zmniejsza (o ok. 12–18%) wielkość α/v^2 w porównaniu z próbką nieorientowaną. Ze względu na znacznie większy stopień uporządkowania molekuł w smektykach niż w nematykach anizotropia prędkości i tłumienia ultradźwięków w smektykach jest większa.

Zależność tłumienia α i prędkości v fal podłużnych od kierunku propagacji w orientowanych, za pomocą pola magnetycznego, próbkach dietylu-4-4'-azoksybenzoenu była zmierzona przez Lorda [31] oraz Miyano i Kettersona [32]. Zasadniczą trudność przy tego rodzaju pomiarach polega na jednorodnym uporządkowaniu objętości próbki smektyka. Stosowane pola są rzędu 10 kOe, podczas gdy do orientacji nematyka wystarcza pole rzędu 1 kOe.

Dobrze zorientowane próbki smektyka można tylko otrzymać przy schładzaniu substancji z fazy nematycznej lub izotropowej w odpowiednio silnym polu. Dane doświadczalne otrzymane przez Miyano i Kettersona [32] były dopasowane metodą najmniejszych kwadratów do wyrażeń na prędkość ultradźwięków otrzymanych przez de Gennesa [33]. W swej teorii "continuum" sformułowanej dla smektyków, de Gennes otrzymał następujące wzory na anizotropię prędkości:

leży ona również od częstości w całym badanym interwale częstości. Zależność α/v^2 od kąta między kierunkiem propagacji fali akustycznej a polem magnetycznym przedstawia rysunek 3.

Dalsze pomiary prędkości i tłumienia ultradźwięków dla PAA i HOBK w polu magnetycznym o indukcji $B = 4$ kGs orientującym molekuły przedstawiono w pracy [19]. W podłużnym polu tłumienie ultradźwięku zwiększa się do 40%, natomiast w poprzecznym maleje do 30% w stosunku z nieorientowaną warstwą. Największe zmiany wielkości α/v^2 obserwuje się w przedziale temperatur $2\text{--}4^\circ\text{C}$ poniżej punktu klarowania w całym badanym przedziale częstości (3–60,5 MHz).

Przy temperaturach mniejszych o ok. 1°C od temperatury przejścia fazowego wpływ pola magnetycznego na orientację molekuł maleje, zanikając w obszarze bliskim T_{pf} . Pole magnetyczne nie zmienia wielkości współczynnika pochłaniania w fazie izotropowej badanych ciekłych kryształów. Wpływ pola magnetycznego na współczynnik tłumienia w smektycznej fazie

$$v_1^2 + v_2^2 = \rho^{-1} [A_0 + (B_0 + 2C_0) \cos^2 \theta] \quad (4)$$

$$v_1^2 \cdot v_2^2 = \rho^{-2} [(A_0 B_0 - C_0^2) \sin^2 \theta \cos^2 \theta] \quad (5)$$

gdzie:

- v_1 - prędkość tzw. "pierwszego dźwięku",
- v_2 - prędkość tzw. "drugiego dźwięku",
- A_0, B_0, C_0 - adyabatyczne stałe sprężyste,
- θ - kąt między wektorem falowym fali ultradźwiękowej a kierunkiem prostopadłym do warstw smektyka.

"Pierwszy dźwięk" reprezentuje zmiany gęstości, natomiast "drugi dźwięk" opisuje zmiany odległości między warstwami smektyka zachodzące przy stałej gęstości. Istnienie "dwóch dźwięków" jest analogiczne do przypadku nadciężkiego helu. Na analogię tę wskazał de Gennes [33]. Stałe A_0, B_0, C_0 zostały wyznaczone przez Lorda [31] dla dietylu - 4,4'-azoksybenzoenu w temperaturze 117°C przy częstotliwości fali akustycznej 3 MHz. Wynoszą one $A_0 = 1,56 \cdot 10^{10}$ dyn/cm², $B_0 = 1,6 \cdot 10^9$ dyn/cm², $C_0 = -3,1 \cdot 10^8$ dyn/cm².

Bacri [34] zmierzył prędkość "drugiego dźwięku" $v_2 \approx 470$ m/sek w N-p-cyanobenzylideno-p-n-oktyloksyanilinie (CBOOA) przy częstotliwości ok. 100 MHz. Jest to wartość znacznie mniejsza od otrzymanej przez Liao i in. [35] w eksperymentach z brillouinowekim rozpraszaniem światła, a więc dla częstotliwości rzędu GHz. Dla β -metyl butyl-p [(p-metoksybenzylideno) amino] cynamonianu (MBMBAC) w fazie S_A v_2 wynosi około 700 m/sek.

3. WŁASNOŚCI LEPKOSPŘĘŻYSTE CIEKŁYCH KRYSZTAŁÓW

Poznanie własności lepkospřężystych ciekłych kryształów jest bardzo istotne nie tylko z punktu widzenia akustyki czy akustooptyki. Opisanie i wyjaśnienie mechanizmów odpowiadających za własności sprężyste i dysypatywne mezofazy jest bardzo ważne dla zrozumienia fizyki ciekłych kryształów [8] oraz ma duże znaczenie w praktyce, np. przy konstrukcji wyświetlaczy elektrooptycznych [36].

Własności lepkospřężyste fazy ciekłokrystalicznej są bardzo dobrze opisane w ramach teorii "kontinuum". W teorii tej ciekły kryształ traktuje się jako anizotropowy ośrodek sprężysty, posiadający swoje własne parametry symetrii, lepkości i sprężystości.

Podstawy teorii "kontinuum fazy nematycznej dali C.W. Oseen [37] i H. Zocher [38]. Wyszli oni z rozważań molekularno-statystycznych.

C.W. Oseen rozpatruje parę molekuł i znajduje najbardziej prawdopodobny stan energii wewnętrznej, posługując się metodami molekularno-statystycznymi. Otrzymał on następujące wyrażenie na energię potencjalną E pewnego ograniczonego obszaru, znanego jako rój, wewnątrz którego kierunek

długiej osi molekuł \vec{L} może zmieniać się w sposób ciągły wraz ze zmianą ich współrzędnych:

$$E = \frac{1}{2m} \int \rho_1 \rho_2 Q(\xi_1, \xi_2) dx_1 dy_1 dz_1 dx_2 dy_2 dz_2 + \\ + \frac{1}{2m} \int \rho^2 \left\{ K_1 \vec{L} \nabla \times \vec{L} + K_{11} (\vec{L} \nabla \times \vec{L})^2 + K_{22} (\nabla \vec{L})^2 + \right. \\ \left. + K_{33} ((\vec{L} \nabla) \vec{L})^2 + 2K_{12} (\nabla \vec{L}) (\vec{L} \nabla \times \vec{L}) \right\} dx dy dz,$$

gdzie:

- m - masa molekuly,
- ρ - gęstość cieczy,
- \vec{L} - dyrektor.

W wyrażeniu tym druga całka przedstawia zależność energii od orientacji dyrektora. Stałe K są związane odpowiednio z następującymi typami deformacji:

$\vec{L} \nabla \times \vec{L}$ - "skręcenie" (twist)

$\nabla \vec{L}$ - "rozpływ" (splay),

$[(\vec{L} \nabla) \cdot \vec{L}]^2$ - "ugięcie" (bend).

Teorię "kontinuum" rozszerzył F.G. Frank [39]. Wykazał on, że $K_1 = 0$, gdyż $\vec{L} = -\vec{L}$, co fizycznie oznacza, że nie występuje ferroelektryczność.

P. de Gennes rozszerzył teorię "kontinuum" na smektyki [40]. Za jej pomocą opisał własności lepkosprężyste smektyka A.

Pełny i systematyczny wykład teorii "kontinuum" dla nematyków, cholesteryków i smektyków można znaleźć w monografiach F.G. de Gennesa [8] oraz S. Chandrasekhara [41].

Z punktu widzenia akustyki bardzo istotne jest opisanie własności lepkosprężystych w ujęciu dynamicznym. Teorie dynamiczne określają model i sposoby oddziaływania fali akustycznej ze strukturą ciekłego kryształu.

Opracowane przez J.L. Eriksena [42], F.M. Leslieego [43] oraz O. Parodilego [44] hydrodynamika ciekłych kryształów bazuje na opisanym wyżej teorii "kontinuum".

Teoria ta (zwana w literaturze ELP) reprezentuje podejście makroskopowe oparte na mechanice ośrodków ciągłych. Zakłada się w niej, że nematyk jest nieściśliwy. Jak wynika z tej teorii, własności hydrodynamiczne nieściśliwego nematyka można opisać za pomocą sześciu współczynników α_i zwanych współczynnikami Leslieego lub Leslieego-Eriksena. Jednak tylko pięć z nich jest niezależnych i wszystkie mają wymiar lepkości.

Istnieje również podejście mikroskopowe do zagadnienia hydrodynamiki ciekłych kryształów, opracowane przez tzw. grupę harwardzką [45]. Podejście to jest równoważne teorii ELP. Współczynniki lepkości wynikające z teorii harwardzkiej można wyrazić za pomocą współczynników Leslieego.

Zastosowanie równań hydrodynamiki fazy nematycznej do wyjaśnienia propagacji fal akustycznych można znaleźć w [46].

Pierwsze pomiary lepkości nematyków PAA i PAP zostały wykonane przez M. Mięśowicza [47]. Zostały one przeprowadzone w polu magnetycznym, używając wolno poruszającej się płytki, aby wywołać przepływ z gradientem prędkości. Stosowane przez Mięśowicza trzy geometrie układu pozwalały wyznaczyć trzy współczynniki lepkości η_1 (współczynniki Mięśowicza). Są one związane ze współczynnikami Lesliego [8].

Współczynniki lepkości można również wyznaczyć z pomiaru anizotropii tłumienia fal ultradźwiękowych. Lee i Eringen [48], bazując na teorii "continuum" oraz Monroe i in. [49], opierając się na teorii Lesliego wyprowadzili następujący wzór na zależność tłumienia od kąta θ między wektorami falowym a директором \vec{n} :

$$\alpha(\theta) = (2\pi^2 f^2 / \rho v^2) (a \cos^4 \theta + b \cos^2 \theta + c), \quad (7)$$

gdzie:

ρ - gęstość,

f - częstotliwość fali akustycznej,

v - prędkość fazowa,

a, b, c - współczynniki zależne od własności dysypatywnych substancji.

Wzór ten jest w bardzo dobrej zgodzie z danymi doświadczalnymi otrzymanymi przez Wetsela i in. [50].

Zakładając mały wpływ efektów wynikających z przewodnictwa cieplnego (co ma miejsce w większości przypadków) współczynniki a, b, c wyrażają się następująco:

$$a = \mu_8, \quad b = \mu_4 + \mu_7 + \mu_{12} + \mu_{13}, \quad c = \mu_3 + \mu_{11}$$

w teorii Lesliego,

$$a = \eta_1 + \eta_2 - 4\eta_3 + \eta_4 - 2\eta_5, \quad b = 2(-\eta_2 + 2\eta_3 - \eta_4 + \eta_5)$$

$$c = \eta_2 + \eta_4$$

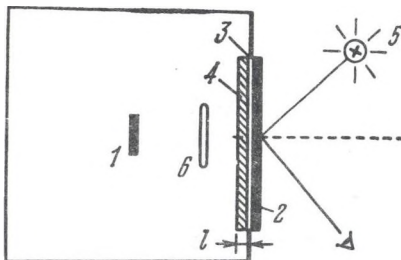
w teorii MPP [45]. Zależne są więc tylko od współczynników lepkości. Wykonując pomiary anizotropii tłumienia fal podłużnych, daleko od temperatury przejścia fazowego, można wyznaczyć współczynniki lepkości. Pomiary takie były wykonane przez kilku autorów [51, 52]. Natomiast Martinoty i Candau [53] wyznaczyli współczynniki lepkości, stosując ultradźwiękowe fale ścinające.

Istnieje jeszcze szereg innych metod doświadczalnych, pozwalających wyznaczyć współczynniki lepkości ciekłego kryształu. Systematyczny ich przegląd można znaleźć w monografii P. De Gennesa [8].

4. WIZUALIZACJA ROZKŁADU POLA AKUSTYCZNEGO ZA POMOCĄ CHOLESTEROLOWYCH CIEKŁYCH KRYSTAŁÓW

Ze względu na swoją spiralną budowę cholesterolowe ciekłe kryształy posiadają interesujące własności termooptyczne. Ponieważ okres struktury spiralnej cholesterolów jest porównywalny w zakresie widzialnym wykazują one selektywne odbicie w tym obszarze częstotliwości fal elektromagnetycznych, przy oświetleniu cienkiej warstwy cholesterolu światłem monochromatycznym w pewnej określonej temperaturze zależnej od rodzaju ciekłego kryształu. Natomiast, przy ustalonej temperaturze i dla określonych kątów padania i odbicia, ta sama próbka oświetlona światłem białym odbija selektywnie światło o jednej barwie. Ze wzrostem temperatury długość fali światła odbitego selektywnie od większości ciekłych kryształów cholesterolowych maleje, czyli barwy zmieniają się od czerwonej do błękitnej i fioletowej [10]. Własność ta jest wykorzystywana do termografii powierzchniowego rozkładu pola akustycznego.

W polu akustycznym lokalne zmiany temperatury uwarunkowane są pochłanianiem energii dźwięku przez materiał ośrodka. Jeżeli bezpośrednio na przetwornik akustyczny naniesiemy cienką warstwę cholesterolu lub taką warstwę umieścimy na drodze propagującej się fali, to cholesterol zmienia barwę. Ze względu na wykorzystanie własności termooptycznych cholesterolowych ciekłych kryształów mogą być stosowane bez ograniczeń częstotliwościowych. Istniejące dane pokrywają przedział częstotliwości od 20 kHz do 1 GHz [54]. Natomiast amplituda drgań ma istotny wpływ na czas powstawania i zanikania obrazu.



Rys. 4. Schemat urządzenia do wizualizacji pola akustycznego

1 - przetwornik, 2 - warstwka ciekłego kryształu, 3 - membrana, 4 - pochłaniacz akustyczny, 5 - oświetlacz, 6 - układ soczewek, (wg Sprada i Cohena [55])

Przy wizualizacji pól akustycznych w cieczach cholesterolu nanoszony jest na cienkie metalowe membrany. W wielu wypadkach podłoże pokrywa się dodatkowo warstwą pochłaniacza, aby zwiększyć pochłanianie fali akustycznej. Rysunek 4 przedstawia schemat typowego urządzenia stosowanego do wizualizacji pola akustycznego lub znajdujących się w nim obiektów [55].

Fala akustyczna wysyła się przez przetwornik (1) i propaguje się w wodzie w kierunku obiektu (6). Część energii zostaje pochłonięta przez obiekt, a część dociera do pochłani-

niacza (4) znajdującego się na tylnej ścianie metalowej membrany (3). Pochłonięta energia wywołuje lokalne zmiany barwy cienkiej warstwy cholesterolowego ciekłego kryształu (2), którą oświetlano źródłem światła (5). W ten sposób można wizualizować rozkład pola akustycznego lub kształt i własności pochłaniające obiektów znajdujących się w tym polu.

Bardzo ważną zaletą tego układu przetwarzającego falę akustyczną jest możliwość obserwacji obrazu badanego obiektu w kolorze, który zależy od amplitudy sygnału. Otrzymuje się wtedy dodatkowe informacje pozwalające łatwiej interpretować obserwowany obraz.

Natomiast wadami takiego konwertora są: stosunkowo długie czasy ekspozycji (1 sek. przy natężeniu fali $0,3 \text{ W/cm}^2$) oraz opóźnienia wywołane bezwładnością cieplną pochłaniacza.

5. EFEKTY AKUSTOOPTYCZNE

Fala akustyczna propagująca się w danym ośrodku wpływa na jego własności fizyczne. W przypadku ciekłych kryształów pole akustyczne zmienia uporządkowanie molekuł, co powoduje zmianę własności optycznych mezofazy. Fala ultradźwiękowa indukuje dwójłomność również w fazie izotropowej ciekłego kryształu [56]. Tutaj ograniczymy się do zjawisk akustooptycznych występujących w mezofazie.

Kessler i Sawyer [57] obserwowali gwałtowny wzrost rozpraszania światła w cienkiej warstwie nematyka VL 462 N pod wpływem podłużnej fali ultradźwiękowej. Zjawisko to zachodziło powyżej pewnego "proggu" natężenia ultradźwięku.

Fala akustyczna wpływając na strukturę warstwy ciekłego kryształu może nie tylko wywoływać silne rozpraszanie padającego lub przechodzącego światła, ale może również indukować dwójłomność.

Homeotropowo zorientowana warstwa nematyka (oś optyczna prostopadła do płaszczyzny warstwy) między skrzyżowanymi polaryzatorami nie wykazuje dwójłomności. Pod wpływem fali ultradźwiękowej następuje przeorientowanie molekuł. Pociąga to ujawnienie się dwójłomności ciekłego kryształu. Obserwowano w tym przypadku także istnienie pewnej wartości progowej natężenia ultradźwięku wywołującego ten efekt [58]. Stosując technikę impulsową obserwowano również próg natężenia ultradźwięków wywołujących efekt akustooptyczny w fazie nematycznej i smektyk A C800A [59].

Fale powierzchniowe propagujące się w cienkiej warstwie nematyka także powodują efekt akustooptyczny. Problem ten jest szczegółowo przedstawił w następnym paragrafie.

W celu wyjaśnienia dwójłomności indukowanej falą akustyczną w cienkiej warstwie nematyka umiejscowionego między skrzyżowanymi polaryzatorami zaproponowano następujące mechanizmy:

- a) niestabilności, analogiczne do wywołanych polem elektrycznym, spowodowane naprężeniami drugiego rzędu [60],

- b) statyczna deformacja będąca wynikiem skręcenia molekuł związanym z anizotropią tłumienia akustycznego [61],
- c) przepływ akustyczny wywołany gradientami ciśnienia promieniowania akustycznego [62].

W teorii niestabilności zaproponowanej przez Helfricha [60] naprężenia drugiego rzędu mogą powstać w cieczach anizotropowych, takich jak ciekłe kryształy. Naprężenia te powodują zawirowanie i deformację wytworzone polem akustycznym. Teoria ta jest stosowana do wytłumaczenia wielu eksperymentów. Wynika z niej istnienie pewnego progu natężenia fali akustycznej. Do podobnych wniosków doszli Nagai i Iizuka [63].

Mechanizm powstawania efektu akustooptycznego przedstawiony w punkcie b został zaproponowany przez J.L. Diona [61]. Wykazuje on, że fala ultradźwiękowa, propagująca się pod pewnym kątem w stosunku do *directora* \vec{n} zorientowanego ciekłego kryształu, powoduje skręcenie molekuł. Moment pary sił powodujących to skręcenie jest związany z anizotropią pochłaniania ultradźwięków. Molekuły ustawiają się tak, aby straty energii były jak najmniejsze. Czyli molekuły nematycznego ciekłego kryształu takiego, jak np. MBBA (p-metoksybenzylideno-p-n-butylanilina) będą porządkować się lub wykazywać tendencję do uporządkowania z *directorem* \vec{n} prostopadłym do przemieszczenia wywołanym podłużną falą ultradźwiękową. Hipoteza ta została uzasadniona przez J.L. Diona w oparciu o zasadę minimalizacji wzrostu entropii znaną w termodynamice procesów nieodwracalnych [61].

Teoria zaproponowana przez Miyano i Kettersona [62] oparta na przepływie akustycznym jest szczegółowo dyskutowana w paragrafie następnym poświęconym propagacji fal powierzchniowych w cienkiej warstwie ciekłego kryształu.

6. ODDZIAŁYWANIE AKUSTYCZNYCH FAL POWIERZCHNIOWYCH Z CIEKŁYM KRYSZTAŁEM

Badania ciekłych kryształów metodami akustycznymi prowadzono dosyć intensywnie w ostatnich latach. Ograniczały się jednak głównie do metod akustyki fal objętościowych [9]. Stosunkowo mało prac poświęcono oddziaływaniu fal powierzchniowych z ciekłym kryształem.

L.E. Davis i J. Chambers [64] po raz pierwszy obserwowali oddziaływanie akustycznej fali powierzchniowej (AFT) propagującej się po powierzchni ceramiki PZT-4, z cienką warstwą (50 μm grubości) nieorientowanego ciekłego kryształu VL-1017-N ($T_{K-N} = 10^{\circ}\text{C}$, $T_{N-I} = 47^{\circ}\text{C}$).

Autorzy obserwowali występowanie jasnych prążków prostopadłych do kierunku propagacji AFT. Efekt ten tłumaczą turbulencjami, analogicznymi, jakie wywołuje pole elektryczne [36].

Badania ilościowe przeprowadzili O.A. Kapustina i A.A. Tałaszew [65]. AFT była wzbudzona na kwarcu. Jako substancji ciekłokrystalicznej użyto n-p-metoksybenzylidyno-butylaniliny (MBBA). Warstwę o grubości 250 μm

orientowano homeotropowo. Próbkę umieszczono między skrzyżowanymi polaryzatorami. Natężenie światła mierzono fotopowielaczem. Autorzy obserwowali również powstanie jasnych prążków pod działaniem AFP. Odległość między prążkami była równa w przybliżeniu połowie długości fali akustycznej. Wyjaśnienie teoretyczne tego efektu dali O.A. Kapustina i Ju.G. Statnikov [66, 67] w oparciu o efekt Maxwella, który wynika z obecności gradientu prędkości [68]. Kąt, o który obróci się oś optyczna jest dany wzorem

$$\Theta = \arctg \left[\Lambda \frac{\partial v_x}{\partial v_y} / \epsilon_{\parallel} \right] \quad (8)$$

gdzie:

Λ - stała Maxwella,

$\frac{\partial v_x}{\partial v_y}$ - gradient prędkości,

ϵ_{\parallel} - składowa tensora przenikalności dielektrycznej.

Z powodu przeorientowania osi optycznej pojawia się składowa polaryzacji światła przepuszczanego przez analizator. Średnie natężenie światła przechodzącego, uwarunkowane periodycznymi zmianami osi optycznej jest równe

$$\left\langle \frac{I}{I_0} \right\rangle = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\pi}{4} - \frac{1}{1 + a \frac{2}{\beta} \frac{2}{V_{0x}}^2} \arctg \frac{1}{1 + a \frac{2}{\beta} \frac{2}{V_{0s}}^2} \right], \quad (9)$$

gdzie:

$a = \Lambda / \epsilon_{\parallel}$,

I_0 - natężenie światła, gdy analizator jest równoległy do wektora polaryzacji,

$\beta = \omega / 2\mathfrak{f}$,

ω - częstość drgań,

\mathfrak{f} - lepkość kinematyczna,

V_{0x} - amplituda prędkości drgań.

Wzór ten dobrze opisuje dane doświadczalne [65]. Teoria ta ma jednak podstawową wadę: nie wyjaśnia powstawania domen obserwowanych w postaci jasnych prążków między skrzyżowanymi polaryzatorami.

Teorię, opartą na przepływie akustycznym zaproponowano w [62, 69]. Autorzy rozważają propagację fal akustycznych w ośrodku typu "sandwich". Warstwa ciekłego kryształu znajduje się między dwoma szkiełkami. W takim układzie propagują się cztery mody akustyczne [70]. Na skutek ich mieszania się występuje efekt płynięcia akustycznego [71]. Powoduje on przeorientowanie molekuł, co pociąga za sobą nachylenie osi optycznej cieczy anizotropowej. Można wtedy obliczyć współczynnik transmisji światła przepuszczanego przez warstwę znajdującą się między skrzyżowanymi polaryzatorami. Szczegółowe obliczenia tłumaczą powstawanie jasnych domen obserwo-

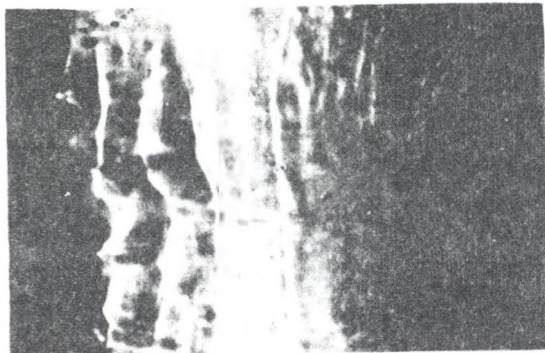
wanych w eksperymencie [69]. Parametry akustyczne poszczególnych modów mierzono za pomocą układu eksperymentalnego, wykorzystującego dyfrakcję światła laserowego na AFP [62].

6.1. Eksperymenty własne

W naszym laboratorium przeprowadzono podobne eksperymenty. Jako ciekłego kryształu użyto p-azoksyanizolu (PAA), nie czyszczonego przed badaniami. Temperatury przejść fazowych wynosiły odpowiednio $T_{K-N} = 114^{\circ}\text{C}$,

$T_{N-I} = 130^{\circ}\text{C}$. Są one niższe od podanych w [72]. Spowodowane to było zanieczyszczeniami.

Warstwa nematyka o grubości $40 \pm 1 \mu\text{m}$ znajdowała się między dwoma płytkami, wykonanymi ze szkła Corning 7567. Badany ciekły kryształ nie był orientowany. Fale akustyczne wzbudzone na powierzchni kwarcu o cięciu Y za pomocą przetwornika międzypalczałego. Częstotliwość pracy tego przetwornika wynosiła 27 MHz.



Rys. 5. AFP w nematycznym ciekłym kryształ

Następnie falę wprowadzano do układu typu "sandwich" za pomocą sprzężenia akustycznego, wykonanego z gliceryny [73]. Obserwacje wykonano za pomocą mikroskopu polaryzacyjnego MPI-5. W trakcie eksperymentu polaryzatory były skrzyżowane. Powstałe domeny pokazano na rysunku 5. Obserwowanie domen odbywało się przy różnych temperaturach, w całym zakresie istnienia mezofazy. Po wyłączeniu pola akustycznego obraz utrzymywał się jeszcze przez pewien czas. Był on zależny od temperatury ciekłego kryształu nematycznego. Dla niższych temperatur wynosił ok. 1 s, natomiast dla wyższych wynosił ok. 0,25 s. Można to wytłumaczyć zmniejszeniem się lepkości ze wzrostem temperatury. Podobne zjawisko pojawiało się przy włączaniu pola akustycznego. Obraz ustalał się dopiero po pewnym czasie. Czasy były porównywalne z podanymi, dla wyłączenia fali akustycznej.

7. ZAKOŃCZENIE

zestawiono w tym artykule pewne wybrane problemy dotyczące akustyki i akustooptyki ciekłych kryształów.

Z przedstawionych badań wynika, że stosunkowo najwięcej prac dotyczy nematycznych ciekłych kryształów. Wyniki eksperymentów raczej potwierdzają opracowane dotychczas teorie mechanizmów propagacji i tłumienia fal

ultradźwiękowych. Wyznaczone za pomocą ultradźwięków wartości współczynników lepkości są zgodne z wynikami otrzymanymi innymi metodami.

Przedstawiając własności ciekłych kryształów cholesterolowych ograniczono się tylko do zjawisk opartych na własnościach termooptycznych, ze względu na duże możliwości wykorzystania tych zjawisk do zastosowań technicznych i medycznych.

Mimo intensywnie prowadzonych badań teoretycznych i eksperymentalnych wiele problemów nie zostało jeszcze rozwiązanych. Dotyczy to przede wszystkim faz smektycznych. Bardzo mało prac poświęcono zagadnieniom akustyki, tzw. smektyków egzotycznych (S_D , S_E , S_F , S_G , S_H).

Na zakończenie tego przeglądu omówiono oddziaływanie akustycznych fal powierzchniowych z nematykiem oraz przedstawiono wyniki badań własnych. Akustyka planarna, jako narzędzie badawcze, daje możliwości wyznaczenia prędkości fal ścinania w smektykach. Jej przewaga nad akustyką fal objętościowych polega na tym, że względnie łatwo można uzyskać próbki monodomową w postaci cienkiej warstwy między dwoma szkiełkami. Jednak mechanizm propagacji fal akustycznych w ośrodkach warstwowych jest bardzo złożony [70]. Powoduje to duże trudności rachunkowe, które można rozwiązać tylko za pomocą metod numerycznych.

PODZIĘKOWANIE

Autorzy pragną serdecznie podziękować Panu Prof. dr hab. A. Śliwińskiemu za wnikliwą recenzję pierwotnej wersji tej pracy. Jego cenne uwagi nadały jej obecny kształt.

LITERATURA

- [1] Reinitzer F.: Wiener Monatschr. Chemie 9, (1888), 421.
- [2] Verlander D.: Chemische Kristallographie der Flüssigkeiten, Leipzig (1905).
- [3] Lehmann O.: Z. Phys. Chemie 4, (1904), 462.
- [4] Friedel G.: Ann. Phys. 19, (1922), 273.
- [5] Brown G.H., Shaw W.G.: Chem. Rev. 57, (1961), 1049.
- [6] Gray G.W.: Molecular Structure and Properties of Liquid Crystals Acad. Press., London, New York (1962).
- [7] Czistiakow I.G.: Zidkije kristały Izd. Nauka, Moskwa (1966).
- [8] De Gennes P.G.: The Physics of Liquid Crystals Clarendon Press, Oxford (1974).
- [9] Kapustin A.P.: Elektrooptičeskie i akustičeskie swojstwa zidkikh kristałów - Izd. Nauka, Moskwa (1973).
- [10] Adamczyk A., Strugalski Z.: Ciekłe kryształy. Wyd. Nauk.-Techn., Warszawa (1976).
- [11] Gabrielle I., Verdini L.: Nuovo cimento, 10 (1955), 426.
- [12] Hoyer W., Nolle A.W.: J. Chem. Phys., 24, (1956), 135.

- [13] Edmonds P.D., Orr D.A.: *Mol. Cryst.* 2, (1966), 135.
- [14] Zwieriewa G.E., Kapustin A.P.: *Akusticz. Żurn.*, 10, (1964), 122.
- [15] Kapustina O.A.: *Akust. Żurn.*, 20, (1974), 1.
- [16] Martjanowa L.I.: *Kand. dysert.*, MOPI, (1970).
- [17] Cwietkow W.N., Krosier S.P.: *Żurn. Techn. Fiz.*, 28, (1958), 1444.
- [18] Frankel J.: *Kinetic Theory of Liquids*: Dover, New York, (1955).
- [19] Biełousow A.W.: *Kand. dysert.*, MOPI, (1975).
- [20] Martinoty P., Candou S.: *C.R. Acad. Sci.*, B271, (1973), 107.
- [21] Eden D., Garland C.W., Williamson R.C.: *J. Chem. Phys.*, 58, (1973), 1961.
- [22] Aero E.L.: *FTT*, 16, (1974), 1245.
- [23] Rachimow A.: *Kand. dysert.*, MOPI, (1974).
- [24] Bacri J.C.: *J. Phys. Lett.* 36, (1975), 6, 177.
- [25] Dyro J.F., Edmonds P.D.: *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 29, (1975), 243.
- [26] Otio J.R., Padmini A.R.: *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 36, (1976), 25.
- [27] Lord A.E., Lebes M.M.: *Phys. Rev. Letters*, 25, (1970), 570.
- [28] Lieberman E.D., Lee J.D., Moon F.C.: *Appl. Phys. Lett.* 18, (1971), 280.
- [29] Leontowicz M.A.: *Izw. A.N. SSSR, ser. Fizyka*, 8, (1944), 1.
- [30] Biełousow A.B.: *Promienieniye ultraakustiki k issledowaniju wieszczestwa*, 47, (1975), 69.
- [31] Lord A.E.: *Phys. Rev. Lett.* 29, (1972), 313.
- [32] Miyano K., Ketterson J.B.: *Phys. Rev.*, A12, (1975), 615.
- [33] De Gennes P.G.: *J. de Phys. Collog.*, 30, (1968), C4 - 65.
- [34] Bacri J.C.: *J. de Phys. Collog.*, 37, (1976), C3 - 119.
- [35] Liao Y., Clark N.A., Pershan P.S.: *Phys. Rev. Lett.*, 30, (1973), 639.
- [36] Blinow L.M.: *Postępy Fizyki*, 28, (1977), 237-273.
- [37] Oseen C.W.: *Trans. Faraday Soc.*, 29, (1933), 883.
- [38] Zocher H.: *Trans. Faraday Soc.*, 29, (1933), 945.
- [39] Frank F.G.: *Disc. Faraday Soc.*, 25, (1958), 19.
- [40] De Gennes P.G.: *J. de Phys.*, 36, (1975), C1 - 127.
- [41] Chandrasekhan S.: "Liquid Crystals" (tłum. ros.) Moskwa 1980.
- [42] Eriksen J.L.: *Arch. Ration. Mech. Analysis*, 4, (1960), 231.
- [43] Leslie F.M.: *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, 19, (1966), 356.
- [44] Parodi O.J.: *J. de Phys.*, 31, (1970), 581.
- [45] Martin P.C., Parodi O., Pershan P.S.: *Phys. Rev.*, A6, (1972), 2401.
- [46] Śliwiński A.: *Fiz. Dielektr.*: XI, (1979), 151.
Śliwiński A.: *Acoustical Properties of Liquid Crystals w "Acoustics and Spectroscopy"*, Ossolineum, (1979).
- [47] Mięslowicz M.: *Bull. Acad. Pol.*, (1936), 228.
Mięslowicz M.: *Nature*, 158, (1946), 27.
- [48] Lee J.D., Eringen A.C.: *J. Chem. Phys.*, 54, (1971), 5027.
- [49] Monroe S.E. Jr., Wetsel G.C. Jr., Woodard M.R., Lowry B.A. Jr.: *J. Chem. Phys.*, 63, (1975), 5139.
- [50] Wetsel Jr., G.C., Speer R.S., Lowry B.A., Woodard M.R.: *J. Appl. Phys.*, 43, (1972), 1495.
- [51] Kemp K.A., Letcher S.V.: *Phys. Rev. Lett.*, 27, (1971), 1634.

- [52] Bacri J.C.: J. de Phys. Lett. 35, (1974), L141.
- [53] Martinoty P., Landau S.: Mol. Cryst. Liq. Cryst., 14, (1971), 243.
- [54] Kapustina O.A.: Akust. Żurnał, XX, (1974), 1.
Kapustina O.A.: "Akustooptičeskije swojstwa židkikh kristalłow i ich primienienije", Acad. Nauk SSSR, Moskwa 1979.
- [55] Sproad W.H., Cohen S.E.: AGIS, Mater. Evolution, 28, (1970), 73.
- [56] Bader M., Martinoty P.: Mol. Cryst. Liq. Cryst., 76, (1981), 269.
- [57] Kessler L.W., Sawyer S.P.: Appl. Phys. Lett. 47, (1970), 440.
- [58] Mailer H., Likins K.L., Taylor T.R., Ferguson J.L.: Appl. Phys. Lett. 21, (1971), 74.
- [59] Bartolino R., Scudieri F., Sette D., Śliwiński A.: J. Appl. Phys., 48, (1975), 1928.
- [60] Helfrich W.: Phys. Rev. Lett. 29, (1972), 1583.
- [61] Dion J.L.: C.R. Acad. Sc. Paris, B286, (1978), 383.
Dion J.L.: J. Appl. Phys., 50, (1979), 2965.
- [62] Miyano K., Shen Y.R.: Appl. Phys. Lett., 28, (1976), 473-475.
- [63] Nagai S., Lizuka K.: Jpn. J. Appl. Phys., 13, (1974), 189.
- [64] Davies L.E., Chambers J.: Elektr. Lett., 17, (1971), 287-288.
- [65] Kapustina O.A., Tałaszew A.A.: Akust. Żurnał, 19, (1973), 626-628.
- [66] Kapustina O.A., Statnikow A.A.: Ž.E.T.F. 64, (1973), 226-230.
- [67] Kapustina O.A., Statnikow A.A.: Akust. Żurnał, XX, (1974), 248-251.
- [68] Landau L., Lifszic E.: Elektrodynamika ośrodków ciągłych. Warszawa.
- [69] Miyano K., Shen Y.R.: Phys. Rev. A15, (1977), 2471-2485.
- [70] Brekhovskikh L.M.: Waves in layered media. Academic Press. London 1960.
- [71] Niborg W.: Akustičieskije tieczienija w Fizičieskija akustika. II cz. B, pod red. W.P. Masona, Mir - Moskwa 1969 (tłum. z ang.).
- [72] Demus D., Demus H., Zechke H.: Flüssige kristalle in Tabellen. VED Leipzig 1974.
- [73] Miyano K., Shen Y.R.: Appl. Phys. Lett. 28, (1976), 699-701.

Recenzent: doc. dr hab. Antoni Śliwiński

Wpłynęło, 15.09.1982 r.

ИЗБРАННЫЕ ПРОБЛЕМЫ АКУСТИЧЕСКИХ И ОПТОАКУСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ЛИДКИХ ТЕРМОТРОПНЫХ КРИСТАЛОВ

Р е з ю м е

В работе даётся обзор литературы, касающийся акустических свойств жидких кристалов. Подробно оговариваются оптоакустические явления. Рассмотрена возможность применения поверхностных акустических волн для исследования физических особенностей термотропных жидких кристалов.

SOME PROPERTIES OF ACOUSTIC AND OPTOACOUSTIC PROPERTIES
OF THERMOTROPIC LIQUID CRYSTALS

S u m m a r y

In the paper a survey on the acoustic properties of liquid crystals is given. Optoacoustic phenomena are described in details. Moreover a possibility of the acoustic waves application to test physical properties of liquid thermotropic crystals is considered.