

J. Berdowski, Z. Kleszczewski, A. Opilski
Instytut Fizyki

ROZPRASZANIE MANDELSZTAMA-BRILLOUINA
W IZOTROPOWYCH CIAŁACH STAŁYCH

Streszczenie. W artykule omówiono rozpraszanie Mandelsztama-Brillouina w izotropowych ciałach stałych i przedstawiono uzyskane wyniki eksperymentalne. W oparciu o pomiar odległości między składowymi struktury subtelnej dokonano obliczenia prędkości propagacji fali hiperdźwiękowej i stałych sprężystych badanych ciał. Przedyskutowano również pochłanianie fal hiperdźwiękowych w ciałach stałych.

1. Wstęp

Fala elektromagnetyczna przechodząc przez ciało stałe doznaje rozproszenia, które jest wynikiem dyfrakcji światła na cieplnych falach debyeowskich. Używając opisu kwantowego można stwierdzić, że jest to wynik rozpraszania fotonów na fononach cieplnych. Prowadzi to do pojawienia się w widmie rozproszonego światła składowych o zmienionej częstotliwości, tzw. składowych Mandelsztama-Brillouina [1], przy czym częstotliwości drgań tych składowych są przesunięte względem częstotliwości pierwotnej światła o wartość wyrażoną wzorem

$$\Delta f = \pm f_0 \frac{V}{c} \sqrt{n_1^2 + n_S^2 - 2n_1 n_S \cos \theta}, \quad (1)$$

gdzie

- f_0 - częstotliwość pierwotnej fali padającej
- c - prędkość światła w próżni
- V - prędkość fali sprężystej
- n_1, n_S - współczynnik załamania kryształu dla kierunku fali padającej i rozproszonej
- θ - kąt rozpraszania.

Okazuje się ponadto, że zmiana częstotliwości światła jest równa częstotliwości fali sprężystej, z którą następuje oddziaływanie.

Światło rozproszone w kryształach anizotropowych będzie zawierało sześć składowych (trzy stokesowskie i trzy antystokesowskie) odpowiadające dwóm falom poprzecznym i jednej podłużnej. W ośrodku izotropowym, ponieważ prędkości fal poprzecznych są jednakowe wystąpią tylko cztery składowe. Oprócz

tego, dla tych ośrodków $n_1 = n_s$ i wzór (1) będzie miał postać

$$\Omega = \Delta f = 2nf_0 \frac{V}{c} \sin \frac{\theta}{2}. \quad (1a)$$

Jeśli więc dokonać pomiaru Δf , to ze wzoru (1) lub (1a) można wyznaczyć prędkość propagacji fal sprężystych w kryształach, a tym samym stałe sprężyste tego kryształu.

Pochłanianie fali sprężystej, które zawsze ma miejsce w ośrodku, powoduje poszerzenie linii składowych struktury subtelnej

$$\delta \tilde{\nu} = \frac{\alpha V}{\pi c}, \quad (2)$$

gdzie

$\delta \tilde{\nu}$ - szerokość połówkowa linii

α - współczynnik pochłaniania.

Jednakże w przypadku ciał stałych, w przeciwieństwie do cieczy problem jest dość złożony. Otóż całkowita szerokość linii struktury subtelnej jest uwarunkowana pochłanianiem fali sprężystej (zgodnie ze wzorem (2)), monochromatycznością źródła światła i samym interferometrem Fabry-Perot. Jeśli nawet przyjąć, że źródło światła jest doskonale monochromatyczne, to w przypadku ciał stałych szerokość połówkowa linii widmowych spowodowana sąmym interferometrem jest kilkadziesiąt razy większa niż szerokość połówkowa spowodowana pochłanianiem fali akustycznej. Jest więc zrozumiałe, że w przypadku ciał stałych, ze względu na małe pochłanianie pomiar współczynnika pochłaniania jest bardzo trudny.

W niniejszym artykule omówione będą pewne problemy teoretyczne i rezultaty pomiarów rozpraszania światła w izotropowych ciałach stałych.

2. Elementy teorii rozpraszania światła w kryształach

Niech w ośrodku sprężystym propaguje się sprężysta fala płaska

$$\vec{u} = \vec{A} \cos(\Omega t - \vec{q}\vec{r}) = \frac{\vec{A}}{2} \left[e^{i(\Omega t - \vec{q}\vec{r})} + e^{-i(\Omega t - \vec{q}\vec{r})} \right] \quad (3)$$

gdzie

\vec{u} - wektor przemieszczenia

$\vec{q} = q\vec{x}$ - wektor falowy

$A = A\vec{y}$ - amplituda fali

$\Omega = \Delta f$ - częstość fali

\vec{x} - wektor jednostkowy w kierunku propagacji fali

\vec{y} - jednostkowy wektor polaryzacji.

Fala ta powoduje deformację tego ośrodka, przy czym tensor deformacji

$$e_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) = -\frac{1}{4} i q A (\delta_i^k \chi_k + \delta_k^i \chi_i) \cdot \left[e^{i(\Omega t - \vec{q} \vec{r})} - e^{-i(\Omega t - \vec{q} \vec{r})} \right] \quad (4)$$

Deformacja ośrodka wywołuje zmianę współczynnika przenikalności dielektrycznej. Zależność między tensorem deformacji a zmianą tensora przenikalności dielektrycznej jest następująca [2]:

$$\Delta \epsilon_{11} = \epsilon_{11} - \epsilon_{11}^0 = -n^4 (p_{11} e_{11} + p_{12} e_{22} + p_{13} e_{33} + 2p_{14} e_{23} + \\ + 2p_{15} e_{31} + 2p_{16} e_{12}) \quad \text{itd.},$$

gdzie

p_{ik} - stałe fotosprężyste.

Równanie (5) po podstawieniu wyrażenia e_{ik} (wzór 4) może być zapisane w postaci

$$\Delta \epsilon_{ij} = \epsilon_{ij} - \epsilon_{ij}^0 = \frac{1}{2} i q A \varphi_{ij} \left[e^{i(\Omega t - \vec{q} \vec{r})} - e^{-i(\Omega t - \vec{q} \vec{r})} \right] \quad (6)$$

$$\varphi_{ij} = n_i^2 n_j^2 p_{ijkl} \chi_m \delta_l^i. \quad (6a)$$

Dla dużej liczby ciał różnica między n_x , n_y i n jest mała i możemy zapisać

$$\varphi_{ij} = n^4 p_{ijkl} \chi_m \delta_l^i, \quad (6b)$$

gdzie

n - średnia wartość współczynnika załamania.

Zmiana przenikalności dielektrycznej ośrodka powoduje zmianę wektora indukcji w tym ośrodku, przy czym należy uwzględnić fakt, że zarówno pole elektryczne E , jak i magnetyczne H w ośrodku zaburzonym falą akustyczną jest sumą pola fali padającej E_0 i H_0 oraz pola fali rozproszonej E i H . Wobec tego wektory E , H i D mogą być przedstawione w postaci

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' \quad (7)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}' \quad (7a)$$

$$\vec{D} = \vec{D}_0 + \vec{D}' + \left\{ \Delta \epsilon_{ik} \right\} \vec{E}. \quad (7b)$$

Jeśli powyższe wyrażenia wstawić do równania Maxwella dla pola elektromagnetycznego, to można otrzymać wyrażenie na natężenie fali rozproszonej w którym to wyrażeniu są zawarte informacje o stałych sprężystych i fotosprężystych danego ośrodka.

Otóż z rachunku [1], którego tu nie będziemy przytaczać wynika, że składowa normalna wektora Poytinga rozproszonej fali elektromagnetycznej wynosi

$$S'_m = \frac{V}{L^2} \frac{(\omega \pm \Omega)^2}{64\pi^3 c^3} n^8 \frac{n_i}{\cos^2 \psi_i} \frac{q^2}{\rho^2} \frac{eQ^2 A^2}{2} E_0^2 \sum_{l,m} (\epsilon_{lm} \alpha_l^i \beta_m^i) \quad (8)$$

gdzie

- V - objętość rozproszonego ośrodka
- L - odległość do punktu obserwacji
- n_i - współczynnik załamania dla fali o długości λ_i i o kierunku drgań wektora elektrycznego β_i^i
- ψ_i - kąt między E i D
- α_i - kierunek polaryzacji fali rozproszonej
- q - wektor falowy
- Ω - częstość fali akustycznej
- ω - częstość fali elektromagnetycznej.

Okazuje się jednak, że wygodnie jest posługiwać się nie wyrażeniem (8), a współczynnikiem rozpraszania zdefiniowanym jak następuje

$$R = \frac{S'_m}{S_n} \frac{L^2}{V}, \quad (9)$$

gdzie

- S_n - składowa normalna wektora Poytinga fali elektromagnetycznej padającej.

Jeśli więc dokonać pomiarów współczynników rozproszenia, to z wyrażenia (9) można obliczyć stałe fotosprężyste, z tym że uprzednio musi być znana prędkość fali akustycznej, którą można obliczyć dokonując pomiarów przesunięcia brillouinowskiego (1a). Z pomiarów prędkości można wyliczyć, jak to już wcześniej wspomniano, stałe sprężyste.

Szczegółowe obliczenia wymagają już przyjęcia konkretnej struktury krystalicznej. Stosunkowo najprostszą sytuacją jest w ośrodku izotropowym, dla którego są tylko dwie stałe sprężyste i dwie stałe fotosprężyste. Stałe te można w sposób następujący wyrazić poprzez prędkości propagacji fal sprężystych oraz współczynniki pochłaniania.

Fale podłużne

$$v_L = \sqrt{\frac{2c_{11}}{\rho}}, \quad R_{zz} = \frac{\pi^2}{\lambda^4} n^8 kT \frac{P_{12}^2}{c_{11}}, \quad R_{yx} = \frac{\pi^2}{\lambda^4} n^8 kT \frac{(P_{11} - P_{12})^2}{c_{11}}.$$

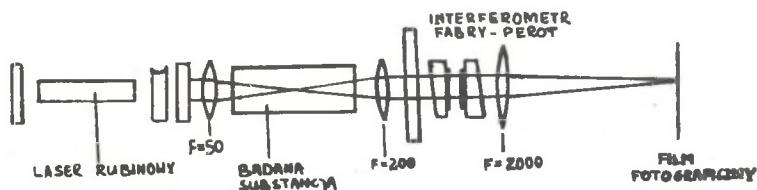
Fale poprzeczne

$$v_T = \sqrt{\frac{c_{11} - c_{12}}{\rho}}, \quad R_{yz} = R_{zx} = \frac{\pi^2}{\lambda^4} n^8 kT \frac{(P_{11} - P_{12})^2}{4(c_{11} - c_{12})}.$$

Pierwszy indeks przy R dotyczy polaryzacji fali padającej, drugi fali rozprószonej.

3. Układ eksperymentalny i wyniki pomiarów

Układ eksperymentalny jest przedstawiony na rys. 1. Jako źródła światła użyto lasera rubinowego o impulsie gigantycznym. Moc wiązki 10 MW, czas trwania akcji 10^{-7} sek, szerokość połówkowa linii mniejsza niż $0,01 \text{ cm}^{-1}$. Światło laserowe było skupiane za pomocą soczewki o ogniskowej $f = 50 \text{ mm}$ w badanej substancji.



Rys. 1. Schemat układu do badania rozpraszania Mandelsztama-Brillouina w ciałach stałych

Światło rozproszone pod kątem $\theta = 180^\circ$ było analizowane interferometrem Fabry-Perot IT51-30, a następnie zbierane przez obiektyw o ogniskowej $f = 2000 \text{ mm}$, który dawał obraz na kliszy fotograficznej. Uzyskane w ten sposób widmo było fotometrowane przy użyciu mikrofotometru. Rysunek 2 przedstawia mikrofotogramy światła laserowego oraz światła rozproszonego. Pomiar przeprowadzono dla szkła i plexi. Poniższa tablica zawiera wyniki pomiarów.

Tablica 1

Substancja I	$n \frac{1}{\text{sek}}$	$f \frac{1}{\text{sek}}$	$v_{\text{hiper}} \frac{\text{m}}{\text{sek}}$	$c_{11} \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$
szkło glinowo- krzemowe	1,528	$2,49 \cdot 10^{10}$	5796	$3,54 \cdot 10^{10}$
blekit	1,485	$1,19 \cdot 10^{10}$	2847	$0,486 \cdot 10^{10}$

Dane powyższe dotyczą fali podłużnej.

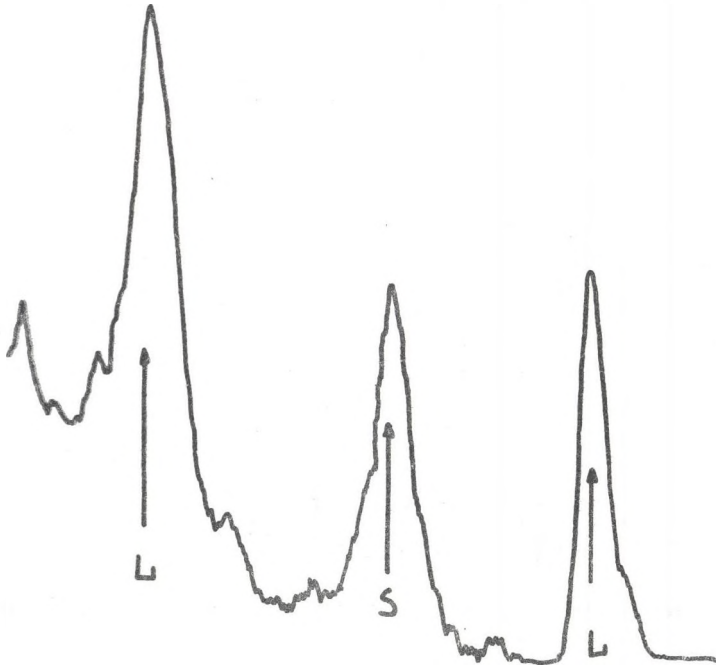


Fig. 2. Interferogram struktury subtelnej światła laserowego rozproszonego w szkłe

L - światło laserowe, S - światło rozproszone

Maksimum natężenia składowej Mandelsteina-Brillouina w świetle rozproszonym przypada jak wiadomo dla częstości $\omega_{\text{max}} = \sqrt{\Omega_0^2 - 2\delta^2}$ gdzie δ czasowy współczynnik tłumienia, zaś wartość maksymalna, która decyduje o możliwości zauważenia prążka jest

$$J(\omega_{\text{max}}) = \frac{\Omega_0^2 J_{\text{ad}}}{2\pi\omega_{\text{max}}^2} \cdot \frac{1}{\delta}$$

Widać stąd, że jest ona odwrotnie proporcjonalna do współczynnika tłumienia.

W ośrodkach amorficznych współczynnik tłumienia fal poprzecznych jest znacznie większy niż dla fal podłużnych. Można wykazać, że wobec tego natężenie linii odpowiadających rozproszeniu na fali poprzecznej będzie przynajmniej o rząd wielkości mniejsze. Wobec tego dalsze udoskonalenie aparatury winno iść w kierunku zmniejszenia szerokości linii światła padającego i wzrostu jej natężenia.

LITERATURA

1. L. Fabieliński - Molekularnoje rassiejanie swieta. Izd. Nauka, Moskwa 1967.
2. W. Wolkenstejn - Molekularnaja Optika. Izd. Nauka, Moskwa 1955.
3. I. Kzyżasaw, S. Starunow, L. Fabieliński, F.T.T. 1, 233, 1970.
4. S. Starunow, L. Fabieliński, U.F.N., 13, 441, 1969.
5. L. Fabieliński, Jour. Ae. Soc. Amer. 3 (cz. 3) 1123, 1971.
6. V. Chiao, P. Stoicheff, H. Townes, Phys. Rev. Lett. 12, 592, 1964.

РАССЕИВАНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА
В ИЗОТРОПНЫХ ТВЁРДЫХ ТЕЛАХ

Р е з ю м е

Исследовано рассеивание Мандельштама-Бриллюэна в некоторых изотропных твёрдых телах. Из смещения компонент Мандельштама-Бриллюэна вычислено скорости сверхзвуковых волн и модулы упругости исследуемых веществ.

DISSIPATION OF MANDELSTAM-BRILLOUIN
IN ISOTROPIC SOLID STATES

S u m m a r y

In the article dissipation of Mandelstam-Brillouin in isotropic solid states has been discussed and experimental results have been presented. Basing on the measurement of distance between Components of subtle structure, calculations of hipersound waves of velocity propagation as well as constants of elastic examined solids were made.

Absorption of hipersound waves in solid states was also discussed.