

Tomasz BŁACHOWICZ, Roman BUKOWSKI,
Zygmunt KLESZCZEWSKI

ZASTOSOWANIE WIELOPRZEJŚCIOWYCH INTERFEROMETRÓW FABRY'EGO-PEROTA W UKŁADZIE POJEDYNCZYM I PODWÓJNYM DO ANALIZY ŚWIATŁA ROZPROSZONEGO NA FONONACH AKUSTYCZNYCH W CIELE STAŁYM

Streszczenie. W artykule przedstawiono i porównano podstawowe parametry obrazu interferencyjnego w układzie pojedynczym oraz podwójnym (tandem) przy wykorzystaniu jednokrotnego lub wielokrotnego przejścia światła przez interferometr. W szczególności omówiono wpływ układu pomiarowego na obszar dyspersji interferometru i szerokość połówkową pojedynczej linii funkcji transmisyjnej.

APPLICATIONS OF THE MULTIPASS FABRY-PEROT INTERFEROMETERS IN A SINGLE AND DOUBLE ARRANGEMENT TO THE ANALYSIS OF LIGHT SCATTERED BY THE ACOUSTICAL FONONS IN A SOLID STATE BODY

Summary. The article present and compare some basic parameters of an interference pattern in the single and double (tandem) arrangement by the application of a single or multi passage through the interferometer. Especially a full spectral range and a half-width of transmission function were discussed.

ПРИМЕНЕНИЕ МНОГОПЕРЕХОДНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ ФАБРИ-ПЕРО ПО ОДИНОЧНОЙ И ДВОЙНОЙ СХЕМАХ К АНАЛИЗУ СВЕТА РАССЕЯННОГО НА АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Резюме. В работе показано и сравнено основные параметры интерферометрического образа в системах одиночной и двойной (тандем) при использовании однократного или многократного перехода света через интерферометр. Особенно рассмотрено влияние измерительной схемы на область дисперсии и полуширину трансмиссионной функции.

1. Wprowadzenie

Znaczący postęp w badaniu fononów akustycznych metodą rozpraszania światła typu Brillouina ma swój początek w latach sześćdziesiątych, kiedy podjęto skuteczne próby rozpraszania światła laserowego w cieczach [1, 2]. Kolejne etapy związane z badaniem fononów akustycznych w kryształach [3-14], półprzewodnikach [15, 16] i wreszcie badanie akustycznych fononów powierzchniowych w materiałach nieprzezroczystych, typu cienkich warstw metalicznych [17-23,40] lub w supersieciach [30-36], to również coraz wyższe wymagania dotyczące zdolności rozdzielczej obrazu interferencyjnego.

Ogólnie stosowaną metodą poprawy zdolności rozdzielczej jest zastosowanie wieloprześciowego interferometru Fabry'ego-Perota. Funkcja transmisji układu wieloprześciowego jest iloczynem funkcji transmisyjnych, odpowiadających poszczególnym przejściom. W przypadku układu tandem, gdzie stosuje się dwie różne odległości między zwierciadłami, po jednokrotnym przejściu światła otrzymuje się obraz o kontraście jeszcze wyższym niż w przypadku pojedynczego interferometru. Poprzez zastosowanie takiej techniki pomiarowej można wyznaczyć prędkość propagacji różnych modów akustycznego zaburzenia powierzchniowego, a także dyskretne widmo fononowych wektorów falowych. Można również określać stałe sprężyste badanych struktur, badać różne mechanizmy rozpraszania i ich względny udział w badanym zjawisku. Z punktu widzenia teorii kwantowej rozpraszanie Brillouina polega na oddziaływaniu fotonu świetlnego z fononem akustycznym. Zasadniczym źródłem informacji fizycznej są procesy jednofononowe. Procesy wielofononowe tworzą tło. Zjawisko pochłonięcia fononu przez foton powoduje powstanie fotonu o wyższej częstotliwości. Zjawisko emisji fononu przez foton powoduje powstanie fotonu o częstotliwości niższej. Dlatego w świetle rozproszonym obserwuje się oprócz składowej centralnej, odpowiadającej rozproszeniu Rayleigha o niezmiennej częstotliwości,

również składowe o zmniejszonych (stokesowskich) i zwiększonych (antystokesowskich) częstotliwościach.

W rozdziale drugim omówiono wpływ ilości światła na jego natężenie w obrazie interferencyjnym oraz na kształt funkcji transmisji układu, a więc i zdolność rozdzielczą. Rozdział trzeci to krótkie zestawienie wyników badań nad rozpraszaniem światła typu Brillouina na fononach powierzchniowych, zebrane z kilku prac, jakie opublikowano w ostatnich latach. Na końcu przedstawiono w ogólnym zarysie nowatorską koncepcję interferometru tandem sterowanego ciśnieniem.

2. Interferometry wieloprześciowe

2.1. Informacje podstawowe

Interferometr Fabry'ego-Perota jest przyrządem, w którym wykorzystano zjawisko interferencji wielowiązkowej między dwiema płaskimi lub konfokalnymi powierzchniami pokrytymi jednostronnie od wewnątrz materiałem o wysokim współczynniku odbicia R (rys.1). Po spełnieniu warunku na wypadkową różnicę faz między interferującymi falami świetlnymi:

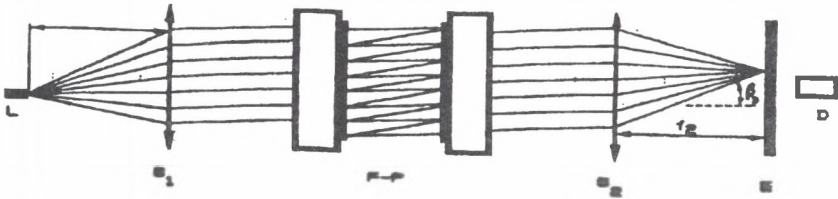
$$\delta = 4\pi n \frac{d}{\lambda} \cos \beta + \phi = 2m\pi, \quad (1)$$

gdzie: n – współczynnik załamania ośrodka między powierzchniami odbijającymi, β – kąt załamania dla promienia świetlnego przechodzącego przez zwierciadło (ponieważ płytki interferometru są nieco klinowate – aby uniknąć interferencji promieni odbitych od ich zewnętrznych powierzchni – kąt β nieco różni się od kąta β_p), d – odległość między zwierciadłami, λ – długość fali świetlnej w próżni, ϕ – dodatkowa zmiana fazy w warstwie odbijającej (szczególnie w warstwach metalicznych), m – liczba całkowita, na ekranie powstaje układ koncentrycznych (gdy wiązka padająca jest rozbieżna) prążków o średnicy ([24]):

$$D_p = \left(\frac{4n\lambda f_2^2}{d} (p-1+e) \right)^{1/2}, \quad p = 1, 2, \dots \quad (2)$$

gdzie p jest kolejnym numerem prążka, f_2 – ogniskową soczewki za interferometrem, natomiast

$$e = \frac{2nd}{\lambda} + \frac{\phi}{\pi} - E \left(\frac{2nd}{\lambda} + \frac{\phi}{\pi} \right) < 1 \quad (3)$$



Rys. 1. Podstawowy schemat pomiarowy z pojedynczym interferometrem Febry'ego-Pe-
rota (S_1 , S_2 – soczewki; f_1 , f_2 – ogniskowe soczewek S_1 i S_2 ; L – źródło światła; E –
ekran; $F - P$ – interferometr; D – detektor; β_p – kąt obserwacji p -tego pierścienia
interferencyjnego)

Fig. 1. A fundamental measurement setup with single Fabry-Perot interferometer (S_1 , S_2 –
lenses; f_1 , f_2 – focus distances of lenses S_1 and S_2 ; L – light source; E – screen; $F - P$ –
interferometer; D – detector; β_p – observation angle of p -th interferential ring)

jest tzw. ułamkowym (resztkowym) rzędem w centrum obrazu interferencyjnego (E ozna-
cza funkcję entier). Rozkład natężenia światła na ekranie podaje tzw. funkcja transmisji ([24]):

$$t(\delta) = \frac{I_E}{I_0} = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta/2)}, \quad F = \frac{4R}{(1-R)^2}, \quad (4)$$

gdzie R , T , A oznaczają odpowiednio zdolność odbijającą, zdolność transmisyjną i zdol-
ność absorbcyjną warstwy odbijającej (a więc zgodnie z zasadą zachowania energii
 $R + T + A = 1$), natomiast I_E i I_0 są odpowiednio natężeniem światła na ekranie i na-
tężeniem światła padającego na interferometr. Pierwszy, kwadratowy czynnik po prawej
stronie wzoru określa spadek natężenia światła wywołany tłumieniem i odbiciem w war-
stwie odbijającej.

Analizując funkcję transmisji interferometru można określić kilka podstawowych pa-
rametrów określających jego jakość. Należą do nich:

a) Maksymalna transmisja interferometru τ

Ze wzoru (4) wynika, że

$$\tau = t_{max}(\delta) = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2. \quad (5)$$

Generalnie transmisja jest tym lepsza, im mniejsza jest absorbcja światła w warstwach
odbijających interferometru.

b) Szerokość połówkowa interferometru ε_p

Jest to taki zakres zmian ε_p fazy δ wokół wartości, dla której funkcja transmisji osiąga
maksimum, że na jego krańcach transmisja interferometru spada o połowę. Uwzględnienie

symetrii funkcji $t(\delta)$ prowadzi do równań:

$$\delta = 2m\pi \pm \frac{\varepsilon_p}{2}, \quad 1 + F \cdot \sin^2\left(\frac{\varepsilon_p}{4}\right) = 2. \quad (6)$$

Na ogół $F \gg 1$ i wówczas musimy mieć $\varepsilon_p \ll 1$. W takiej sytuacji ostatecznie

$$\varepsilon_p = \frac{4}{\sqrt{F}}. \quad (7)$$

Jak widać, aby uzyskać wąskie linie, należy stosować interferometry o dużej wartości parametru F . Jednakże należy pamiętać, że wzrost F (a tym samym wzrost R - wzór (3)) na ogół powoduje zmniejszenie maksymalnej transmisji τ .

c) Ostrość interferometru S

Parametr ten określa w jednostkach względnych, jak „wąskie” są linie widmowe otrzymywane za pomocą interferometru. Określa się go jako stosunek zmian fazy δ odpowiadającej przejściu do następnego rzędu widma do szarości połowkowej interferometru, tzn.

$$S = \frac{2\pi}{\varepsilon_p} = \frac{\pi}{2}\sqrt{F} \quad (\text{gd}y \ F \gg 1). \quad (8)$$

d) Kontrastowość interferometru C

Określa się ją jako stosunek maksymalnego natężenia światła (tzn. maksymalnej transmisji interferometru τ) do natężenia minimalnego w obrazie interferencyjnym, czyli

$$C = \frac{t_{\max}(\delta)}{t_{\min}(\delta)} = 1 + F \quad (9)$$

e) Obszar dyspersji interferometru D_λ

Jest to jeden z ważniejszych parametrów. Gdy na interferometr pada rozbieżna wiązka światła, zawierająca wiele linii widmowych, uzyskujemy złożony obraz interferencyjny, w którym może nastąpić wzajemne „przeplatanie” się (przekrywanie) pierścieni należących do różnych rzędów interferencyjnych i odpowiadających różnym długościom fal. „Rozszyfrowanie” takiego obrazu jest bardzo trudne lub wręcz niemożliwe. Aby tego uniknąć, należy ograniczyć zakres (pasmo) długości fal światła padającego na interferometr. Zakres długości fal wokół fali o długości λ , dla którego nie nastąpi opisane wyżej przeplatanie się pierścieni interferencyjnych, nazywamy obszarem dyspersji interferometru. Uwzględniając, że na podstawie powyższych uwag musimy mieć:

$$m_{\max}\lambda \leq (m_{\max} - 1)\lambda', \quad m_{\max} \approx \frac{2nd}{\lambda}, \quad (10)$$

otrzymujemy:

$$D_\lambda = \lambda' - \lambda \approx \frac{\lambda^2}{2nd}. \quad (11)$$

Wielkość ta jest bardzo mała i przy złożonych widmach interferometr Fabry'ego-Perota musi współpracować z innymi urządzeniami spektralnymi (pryzmatycznymi lub siatkowymi).

f) Zdolność rozdzielcza interferometru R_λ

Wielkość ta związana jest z możliwością rozróżnienia za pomocą interferometru dwóch linii widmowych o niewielkiej różnicy długości fal $\Delta\lambda$. Aby opisać liczbowo tę wielkość, można konstruować dość dowolne kryteria. Zakładając, że zmiany fazy fali świetlnej w interferometrze związane z niewielką zmianą jej długości o $\Delta\lambda_p$ nie mogą być mniejsze od szerokości połówkowej interferometru ε_p , otrzymujemy:

$$\varepsilon_p = \delta(\lambda + \Delta\lambda_p) - \delta(\lambda) \approx 4\pi nd \frac{\Delta\lambda_p}{\lambda^2}, \quad (12)$$

a stąd po uwzględnieniu (7)

$$R_\lambda = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_p} \approx \frac{\pi nd}{\lambda} \sqrt{F} \quad (F \gg 1). \quad (13)$$

W powyższych obliczeniach przyjęto, że zmiany ϕ wraz ze zmianą λ są zaniedbywalne.

Na zakończenie przeglądu podstawowych parametrów interferometru Fabry'ego-Perota należy podkreślić, że w porównaniu z innymi przyrządami spektralnymi charakteryzuje się on znacznie większą zdolnością rozdzielczą i znacznie większą jasnością (światłością).

2.2. Pojedynczy interferometr wieloprześciowy

Dla interferometru k -prześciowego odpowiednia funkcja transmisji ma postać:

$$t_k(\delta) = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^{2k} \left(\frac{1}{1 + F \sin^2(\delta/2)}\right)^k \quad (14)$$

lub

$$t'_k(\delta) = \frac{t_k(\delta)}{t_{k\max}(\delta)} = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^{2k} \left(\frac{1}{1 + F \sin^2(\delta/2)}\right)^k \quad (15)$$

gdzie wyraz odpowiedzialny za tłumienie został pominięty (normalizacja). O jakości interferometru decyduje tzw. szerokość połówkowa prążka ε , to znaczy taki zakres zmian wypadkowej różnicy faz $\delta = 2m\pi \pm \frac{\varepsilon_p^{(k)}}{2}$, przy której funkcja transmisji (15) wynosi 1/2. Po zastosowaniu tego warunku otrzymujemy:

$$\varepsilon_p^{(k)} = \frac{4}{\sqrt{F}} (2^{1/k} - 1)^{1/2}, \quad \varepsilon_p^{(1)} = \frac{4}{\sqrt{F}}. \quad (16)$$

Zatem wniosek jest następujący: szerokość połówkowa interferometru wieloprześciowego jest mniejsza od szerokości $\varepsilon_p^{(1)}$ interferometru jedoprześciowego. Sprawdźmy, czy dowolnie duża liczba przejść jest korzystna. Załóżmy, że $R = 0.93$, $T = 0.06$ i $A = 0.01$,

Tabela 1

Zmiana szerokości połówkowej i spadek natężenia światła w zależności od ilości przejść w pojedynczym interferometrze Fabry'ego-Perota

k ilość przejść	$\varepsilon_p^{(k)}/\varepsilon_p^{(1)}$	t_k/t_1
1	1.00	1.00
2	0.64	0.73
3	0.51	0.54
4	0.43	0.40
5	0.39	0.29
6	0.35	0.21
7	0.32	0.15
8	0.30	0.12
9	0.28	0.08

co daje $F = 759.2$. Obliczenia zawarte są w tab. 1, z której wynika, że efektywne jest jeszcze stosowanie 6-prześciowego interferometru Fabry'ego-Perota, pracującego w układzie pojedynczym. Zwiększenie ilości przejść powyżej sześciu nie prowadzi do względnie dużego zwężenia linii, przy jednoczesnym spadku natężenia światła, co ma znaczenie przy rejestracji światła rozproszonego

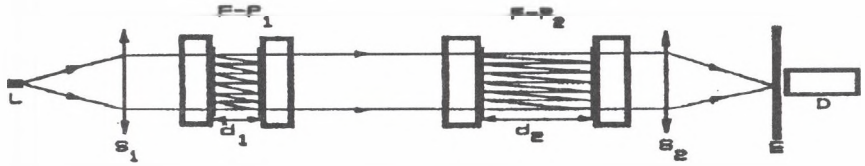
2.3. Wieloprześciowy interferometr w układzie podwójnym

Układ typu tandem tworzą dwa interferometry Fabry'ego-Perota umieszczone jeden za drugim, w najprostszym przypadku wzajemnie równoległe, posiadające różne odległości d_1 i d_2 między zwierciadłami (rys. 2). Odległość między samymi interferometrami nie powinna być zbyt mała ze względu na mogące powstać zniekształcenia obrazu interferencyjnego, wywołane promieniami odbitymi od zewnętrznych powierzchni zwierciadeł.

Funkcja transmisji układu jest oczywiście iloczynem funkcji transmisyjnych poszczególnych interferometrów:

$$\vartheta(\delta_1, \delta_2) = \frac{T_1^2}{(1 - R_1)^2} \cdot \frac{T_2^2}{(1 - R_2)^2} \cdot \frac{1}{1 + F_1 \sin^2(\delta_1/2)} \cdot \frac{1}{1 + F_2 \sin^2(\delta_2/2)}, \quad (17)$$

$$\vartheta'(\delta_1, \delta_2) = \frac{\vartheta(\delta_1, \delta_2)}{\vartheta_{\max}(\delta_1, \delta_2)} = \frac{1}{1 + F_1 \sin^2(\delta_1/2)} \cdot \frac{1}{1 + F_2 \sin^2(\delta_2/2)} \quad (18)$$



Rys. 2. Układ typu tandem (oznaczenia takie same jak na rys. 1)
Fig. 2. The tandem setup (signs are analogous to the fig. 1)

gdzie dla ogólności rozważań założono, że oba interferometry mają warstwy odbijające o różnych parametrach. Jak widać z powyższych wyrażeń, funkcja transmisji układu typu tandem zależy od dwóch zmiennych — zmian fazy fali świetlnej w obu interferometrach. W zasadzie każda z tych faz może być zmieniana niezależnie. W tej sytuacji przebieg tej funkcji rozpatrywać na płaszczyźnie (δ_1, δ_2) . Wykresy funkcji $\vartheta'(\delta_1, \delta_2)$ pokazano na rysunkach 3 i 4.

Jak widać z tego rysunku, aby otrzymać obraz interferencyjny w układzie tandem, oba interferometry wchodzące w jego skład muszą być odpowiednio „zsynchronizowane”, tzn. muszą być spełnione jednocześnie dwa warunki:

$$\delta_1 = 4\pi \frac{n_1 d_1}{\lambda} \cos \beta_1 + \phi_1 = 2m_1\pi, \quad m_1 \in \mathbb{N}, \quad (19)$$

$$\delta_2 = 4\pi \frac{n_2 d_2}{\lambda} \cos \beta_2 + \phi_2 = 2m_2\pi, \quad m_2 \in \mathbb{N}. \quad (20)$$

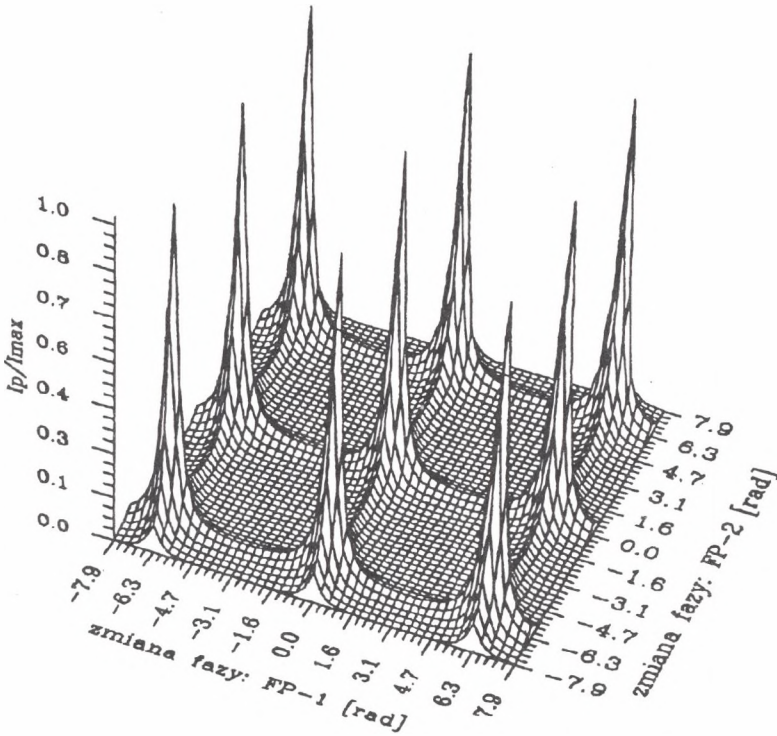
W przypadku rozbieżnej wiązki światła spełnienie tych warunków gwarantuje wystąpienie przynajmniej jednego pierścienia w obrazie interferencyjnym (por. prostą nr 2 na rys. 4):

$$\delta_1 = 2(m_1 - L_1)\pi, \quad \delta_2 = 2(m_2 - L_2)\pi, \quad L_1, L_2 \in \mathbb{N}. \quad (21)$$

Dla ustalenia uwagi przyjmijmy, że $L_2 \geq L_1$ (przeciwna relacja oznacza zamianę interferometrów miejscami, co oczywiście nie ma wpływu na obraz interferencyjny). Uwzględniając zależności (19) i (20) otrzymujemy, że

$$a = \frac{L_2}{L_1} = \frac{d_2 n_2 \cos \beta_2}{d_1 n_1 \cos \beta_1} \geq 1, \quad a \in \mathbb{W}. \quad (22)$$

Zgodnie z warunkami (21) ten stosunek musi być liczbą wymierną lub raczej dostatecznie bliski liczbie wymiernej (na ogół niewielkiej). W czasie pomiarów wystarczy zaobserwować kilka pierścieni interferencyjnych. W takiej sytuacji wartość a musi być osiągnięta z taką dokładnością, aby ewentualne przesunięcia maksimów transmisji obu interferometrów były znacznie mniejsze od szerokości połówekowych ich funkcji transmisyjnych. W realnych

Rys. 3. Wykres przestrzenny funkcji $\vartheta'(\delta_1, \delta_2)$ Fig. 3. Spatial plot of $\vartheta'(\delta_1, \delta_2)$ function

układach doświadczalnych wartość a ustala się na dwa sposoby — zmieniając jeden ze współczynników załamania światła, np. n_2 (przez umieszczenie drugiego interferometru w komorze ciśnieniowej) lub przez zmianę kątów padania światła β_1 lub β_2 .

W wielu zastosowaniach zmiany faz fal świetlnych w obu interferometrach nie przebiegają niezależnie. W szczególnym przypadku obydwie interferometry tandem mogą być umieszczone w jednej komorze ciśnieniowej, co umożliwia przestrajanie układu poprzez zmianę ciśnienia powietrza. Wówczas mamy $n_1 = n_2 = n$ oraz następujący związek liniowy między zmianami faz fal świetlnych w obu interferometrach:

$$\delta_2 = a\delta_1 + \phi_t, \quad \phi_t = \phi_2 - a\phi_1. \quad (23)$$

Aby otrzymać funkcję transmisji takiego układu tandem należy dokonać przecięcia powierzchni na rys. 3 płaszczyzną prostopadłą do płaszczyzny (δ_1, δ_2) , przecinającą ją wzdłuż

prostej (23) (rys. 4), a następnie krzywą przecięcia zrzutować na płaszczyznę (ϑ' , δ_1) (rys. 5).

W omawianym przypadku funkcja transmisji może być przedstawiona wzorem:

$$\vartheta'(\delta_1) = \frac{1}{1 + F_1 \sin^2(\delta_1/2)} \cdot \frac{1}{1 + F_2 \sin^2((a\delta_1 + \phi_t)/2)}. \quad (24)$$

Oczywiście, funkcja ta może być również przedstawiona względem δ_2 . Przykładowy jej wykres w przypadku pełnej synchronizacji tandemu przedstawiono na rys. 5. W takiej sytuacji z relacji (17) i (18) wynika, że

$$\phi_t = 2(m_2 - am_1)\pi, \quad (25)$$

na podstawie czego możemy stwierdzić, że okres funkcji transmisji (24) wynosi $2L_1\pi$. Jak widać, pomiędzy kolejnymi głównymi maksimami znajduje się $L_1 + L_2 - 1$ dodatkowych wtórnych maksimów.

Podstawowym zagadnieniem dla tandemu jest określenie szerokości połówkowej głównych maksimów jego funkcji transmisyjnej. Oczywiście, w przypadku ogólnym (wzory (17) i (18)) pojęcie to traci sens, ale dla relacji (24) może być zastosowane analogicznie do interferometru pojedynczego. Ze względu na symetrię funkcji (24) mamy:

$$\delta_1 = 2(m_1 - jL_1)\pi \pm \frac{\varepsilon_{t1}}{2}, \quad j \in \mathbb{N} \quad (26)$$

gdzie ε_{t1} wyznaczamy z warunku:

$$\left(1 + F_1 \sin^2(\varepsilon_{t1}/4)\right) \cdot \left(1 + F_2 \sin^2(a\varepsilon_{t1}/4)\right) = 2. \quad (27)$$

Uwzględniając, że $\varepsilon_{t1} \ll 1$, otrzymujemy:

$$\varepsilon_{t1} = \frac{4\sqrt{2}}{\left((F_1^2 + 6F_1F_2a^2 + F_2^2a^4)^{1/2} + F_1 + F_2a^2\right)^{1/2}}. \quad (28)$$

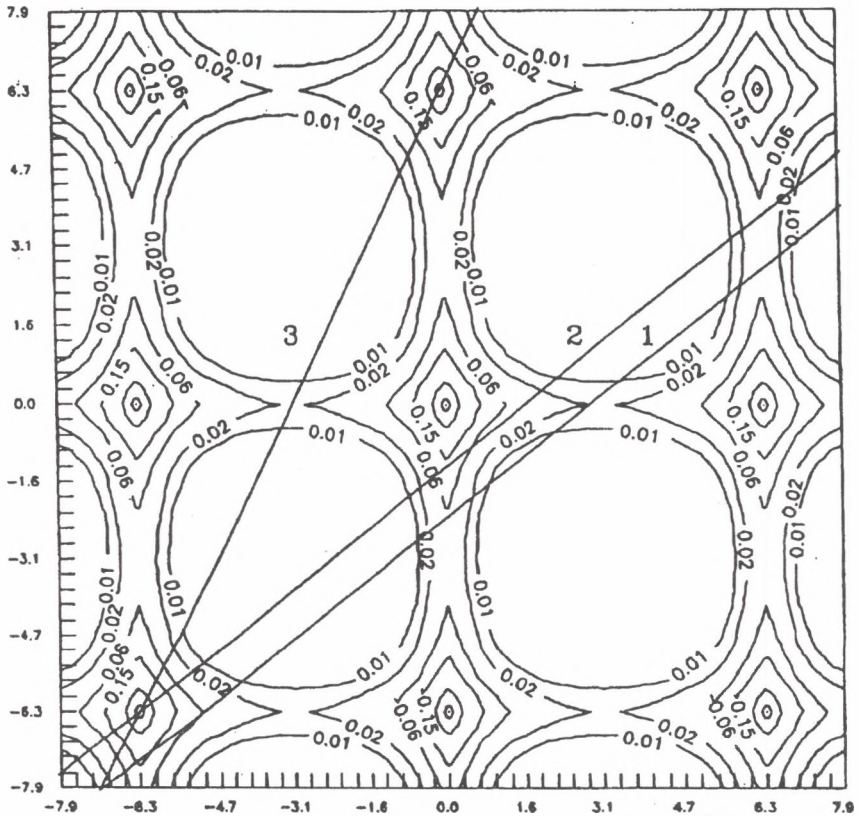
Ponadto ze względu na (23) mamy $\varepsilon_{t2} = a\varepsilon_{t1}$. Jak łatwo zauważyć, mamy zawsze

$$\varepsilon_{t1} < \varepsilon_{p1}, \quad \varepsilon_{t2} < \varepsilon_{p2}, \quad (29)$$

tzn. szerokość połówkowa krzywej transmisji tandemu jest zawsze mniejsza od szerokości połówkowych każdego interferometru oddzielnie.

Analizując wzór (28) wydaje się, że aby uzyskać odpowiednio małą szerokość połówkową krzywej transmisji należy stosować interferometry o dużych wartościach parametrów F_1 i F_2 . Jednakże musimy pamiętać także, że tandem powinien zapewniać również możliwie dużą transmisję maksymalną τ_t . Ze wzoru (17) wynika, że

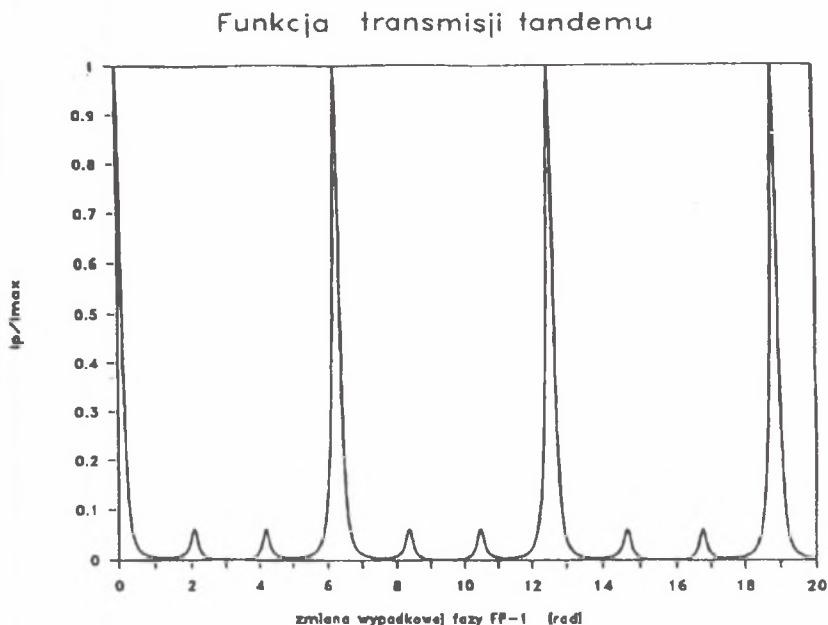
$$\tau_t = \tau_1 \cdot \tau_2, \quad (30)$$



Rys. 4. Wykres poziomicowy powierzchni z rys. 3. Zaznaczone proste odpowiadają liniowej zależności (23): prosta nr 1 — brak synchronizacji tandemu; prosta nr 2 — niepełna synchronizacja tandemu; prosta nr 3 — pełna synchronizacja tandemu z $a = 2$

Fig. 4. Contour plot of the surface from fig. 3. The straight lines correspond to linear dependence (23): the straight line number 1 — lack of synchronization of tandem; the straight line number 2 — partial synchronization of tandem; the straight line number 3 — full synchronization of tandem with $a = 2$

a jak już wcześniej stwierdzono, wzrost parametrów F_1 i F_2 powoduje zmniejszenie maksymalnych transmisji τ_1 i τ_2 . Należy tutaj wybrać odpowiedni kompromis. Z relacji (30) wynika, że tę samą maksymalną transmisję tandemu można uzyskać na wiele sposobów. Biorąc pod uwagę, że oprócz możliwie małej szerokości połówkowej powinniśmy uzyskać dostatecznie silne tłumienie wtórnych maksimum, można dojść do wniosku, że należy wybierać niezbyt duże wartości F_1 i możliwie duże wartości F_2 . W tej sytuacji zakres dyspersji układu tandem będzie określony przez interferometr o mniejszej odległości między



Rys. 5. Wykres funkcji transmisji zsynchronizowanego tandemu (wzór (24)). Wartości parametrów są następujące: $F_1 = 30$, $F_2 = 50$, $a = 3$

Fig. 5. Plot of transmission function of tandem with full synchronization (formula (24)). Values of parameters look as follows: $F_1 = 30$, $F_2 = 50$, $a = 3$

zwierciadłami, a jego szerokość połowkowa przez drugi z nich. Ponadto, jak wiadomo, po obu stronach prążka interferencyjnego, odpowiadającego rozproszeniu światła bez zmiany długości fali (tzw. linia Rayleigha), występuje przynajmniej po jednym prążku, który odpowiada składowej Brillouinowskiej. Innymi słowy wartości d_1 i d_2 należy dobrać tak, aby składowe Brillouina wystąpiły między rzędami m_1 i $(m_1 - L_1)$, a także aby nie pokryły się ze słabymi rzędami $(m_2 - 1)$, $(m_2 - 2)$, ..., $(m_2 - L_2 - L_1 + 2)$, pochodzącymi z drugiego interferometru (rys. 5).

Przeprowadzając analogiczne obliczenia dla tandemu k -prześciowego otrzymujemy:

$$\varepsilon_{11}^{(k)} = \frac{4\sqrt{2} (2^{1/k} - 1)^{1/2}}{\left[(F_1^2 + F_2^2 a^4 + 2F_1 F_2 a^2 (2^{1+1/k} - 1))^{1/2} + F_1 + F_2 a^2 \right]^{1/2}}. \quad (31)$$

Przez podstawienie do powyższego wzoru $k = 1$ otrzymujemy (28). Natomiast przez podstawienie $F_1 = 0$ otrzymujemy wzór (16), ważny dla pojedynczego interferometru wieloprześciowego.

Wyznaczone powyżej parametry tandemu jedno- i wieloprzejsiowego pozwalają wyznaczyć jego zakres dyspersji $D_{t\lambda}$ oraz zdolność rozdzielczą $R_{t\lambda}$. Ponieważ okres obrazu interferencyjnego tandemu k -przejsiowego wynosi $2L_1\pi$, to warunek zapewniający brak przeplatania się pierścieni interferencyjnych ma postać (por. (10)):

$$m_{1max}\lambda \leq (m_{1max} - L_1)\lambda', \quad m_{1max} \approx \frac{2nd_1}{\lambda}, \quad (32)$$

co daje (por. (11))

$$D_{t\lambda} = \lambda' - \lambda \approx \frac{\lambda^2}{2nd_1} L_1 = D_{\lambda_1} L_1. \quad (33)$$

Jak widać, zakres dyspersji tandemu jest określony przez zakres dyspersji interferometru o mniejszej odległości między zwierciadłami i może być od niego L_1 razy większy. W celu oszacowania zdolności rozdzielczej najprościej posłużyć się kryterium (12), co daje

$$R_{t\lambda} = \frac{4\pi nd_1}{\lambda \varepsilon_{t1}^{(k)}}, \quad (34)$$

gdzie $\varepsilon_{t1}^{(k)}$ określa (31).

3. Zestawienie wyników badań nad rozpraszaniem światła laserowego w ciele stałym

To krótkie zestawienie wybranych wyrywkowo prac ma na celu zapoznanie z aktualnie wykorzystywanymi układami interferometrów do badania rozpraszania światła typu Brillouina. Pozwala również zorientować się co do wartości obszaru dyspersji swobodnej, a zatem i wartości odległości między zwierciadłami w interferometrze. Na szczególną uwagę zasługuje rząd wielkości przesunięcia Brillouinowskiego. Zjawisk akustycznych o częstotliwościach kilku GHz i wyższych nie można badać z oczywistych powodów za pomocą konwencjonalnych technik ultradźwiękowych.

4. Propozycja wieloprzejsiowego układu tandemu sterowanego ciśnieniem

Na rys. 6 przedstawiono ogólny schemat interferometru typu tandem, w którym można dobierać ilość przejść w zależności od potrzeb. Całość może być umieszczona w komorze ciśnieniowej.

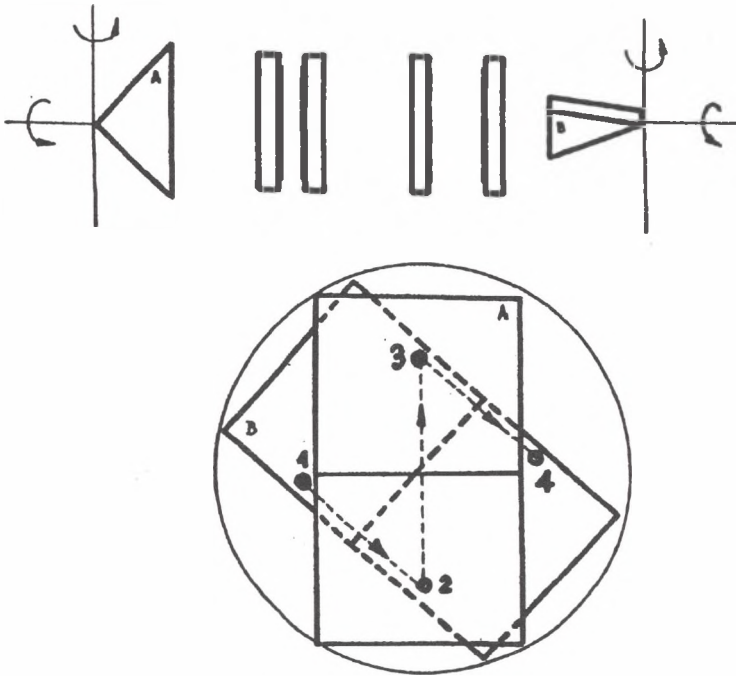
Tabela 2

Zestawienie prac badawczych

Rodzaj układu	Badany materiał	Przes. Brillouina [GHz]	Obszar dyspersji [GHz]	Publikacja
P_5	Hg, Ga (ciekle)	—	16.5, 17.4	[25]
$T_5, T_5 + T_2$	Al (polikr.) GaAs	11, 23 9, 20	—	[26]
$T_5 + T_4$ ¹⁾	Ag	5	—	[27]
T_5	GaS	1	131.5	[28]
P_3	CdS	0.8	1, 2.5, 5	[29]
$T_5 + T_2$	Cu/Ni(SL)	—	—	[36]
T_5	Mo/Ni(SL)	10	—	[32]
$T_3 + T_3$ ¹⁾	GaAs/Ga _{1-x} Al _x As(SL)	—	25, 1.48	[31]
T_3	Cu/Nb(SL)	1-10	—	[35]
T_6	Mo/Ta(SL)	8-25	—	[34]
P_3	włókna opt.	1-35	—	[37]
T_3	włókna opt. warstwy szkl. i polimer.	10	40, 19, 10	[38]
$T_3 + T_3$	Fe 0.8-150nm(UW)	7, 24-25	—	[40]
$T_3 + T_3$	Fe/Pd(UW)	6-16	—	[41]

Oznaczenia w tabeli:

P_k — k -przejęciowy interferometr pojedynczy, T_k — k -przejęciowy interferometr tandem, SL — supersieć, UW — układ wielowarstwowy, ¹⁾ — pierwszy interferometr płaski, drugi konfokalny



Rys. 6. Układ tandem o zmiennej liczbie przejść, sterowany ciśnieniem. Dolna część rysunku przedstawia wzajemne położenie pryzmatów dla czteroprześciowego tandemu (A, B: pryzmaty prostokątne)

Fig. 6. The tandem arrangement controlled by pressure changes with variable number of passages. The bottom plot present the tandem with four passages (A, B: the rectangular prisms)

W proponowanym układzie odległości między zwierciadłami będą stałe. Liczbą przejść będzie się sterować poprzez zmianę kąta skręcenia pryzmatów prostokątnych. Synchronizacji interferometrów dokonuje się poprzez ich obrót w płaszczyźnie horyzontalnej, co odpowiada zmianom wypadkowych faz δ we wzorach (19) i (20).

5. Podsumowanie

Przedstawiona wyżej technika pomiarowa umożliwiła badanie fononów akustycznych o częstotliwościach rzędu 10^2 GHz, co nie jest zwykle możliwe za pomocą konwencjonal-

nych technik ultradźwiękowych. Krytyczną cechą tego rodzaju pomiarów są duże wymagania dotyczące sposobu detekcji fotonów rozproszonych, stabilizacji termicznej aparatury pomiarowej oraz eliminacji różnego rodzaju szumów. Mimo tych trudności wieloprześciowy interferometr Febry'ego-Perota w układzie podwójnym wydaje się być niezastąpiony w tego typu badaniach.

Literatura

- [1] D. H. Rank, E. M. Kiess, U. Fink, T. A. Wiggins, *Brillouin spectra of liquids using He-Ne laser*, J. Opt. Soc. Am **55**, 8 (1965), 925-927.
- [2] G. I. A. Stegeman, W. S. Gornall, V. Volterra, B. P. Stoicheff, *Brillouin scattering and dispersion and attenuation of hypersonic thermal waves in liquid carbon tetrachloride*, J. Acoust. Soc. Am. **49**, 3 (1971), 979-993.
- [3] R. A. McLaren, H. Kiefte, D. Landheer, B. P. Stoicheff, *Elastic constants of neon single crystals determined by Brillouin scattering*, Phys. Rev. **B11**, 4 (1975), 1705-1717.
- [4] C. H. Wang, S. K. Satija, *Brillouin scattering studies of orientationally disordered sodium cyanide and potassium cyanide single crystals*, J. Chem. Phys. **67**, 3 (1977), 851-856.
- [5] H. Braul, C. A. Plint, *Elastic and photoelastic constants of NaCl, KBr and LiF by Brillouin scattering*, Solid State Comm. **38**, 3 (1981), 227-230.
- [6] S. L. Qiu, R. A. J. Buntin, M. Dutta, E. W. J. Mitchell, H. Z. Cummins, *Brillouin scattering in molten and crystalline alkali halides*, Phys. Rev. **B31**, 4 (1985), 2456-2463.
- [7] P. E. Ngoepe, J. D. Comins, *Measurement of elastic constants in super-ionic $Ba_{1-x}La_xF_{2+x}$* , J. Phys. C: Solid State Phys. **19** (1986), L267-L271.
- [8] J. J. Vanderwal, Z. Hu, D. Walton, *Brillouin-scattering investigation of the mixed system $KBr_{1-x}(CN)_x$* , Phys. Rev. **B33**, 8 (1986), 5782-5787.
- [9] M. Grimsditch, K. E. Gray, R. Bhara, R. T. Kampwirth, L. E. Rehn, *Brillouin scattering study of lattice-stiffness changes due to ion irradiation: Dramatic softening in Nb_3Ir* , Phys. Rev. **B35**, 2 (1987), 883-885.
- [10] B. Mróz, H. Kiefte, M. J. Clouter, J. A. Tuszyński, *Brillouin scattering studies of the ferroelastic phase transition in $LiCsSO_4$* , Phys. Rev. **B36**, 7 (1987), 3745-3754.

- [11] L. Börjesson, L. M. Torell, *Elastic constants of superionic α -AgI crystal determined by Brillouin scattering*, Phys. Rev. **B36**, 9 (1987), 4915-4925.
- [12] R. Aronsson, L. M. Torell, *Elastic constants of a solid-electrolyte fcc Li_2SO_4 single crystal obtained by Brillouin scattering*, Phys. Rev. **B36**, 9 (1987), 4926-4934.
- [13] J. K. Krüger, R. Jiménez. K. P. Bohn, J. Petersson, J. Albers, A. Klöpperpieper, E. Sauerland, H. E. Müser, *Acoustic, optoacoustic and thermal properties investigated around the phase transition of NaCN and $\text{Na}(\text{CN})_x\text{Cl}_{1-x}$ mixed crystals*, Phys. Rev. **B42**, 13 (1990), 8537-8547.
- [14] Li Gen, X. K. Chen, N. J. Tao, H. Z. Cummins, *Brillouin-scattering studies of the transverse acoustic modes of incommensurate K_2SeO_4* , Phys. Rev. **B44**, 13 (1991), 6621-6629.
- [15] L. D. Spears, *Brillouin scattering study of propagation acoustoelectric domains in n GaAs*, Phys. Rev. **B2**, 6 (1970), 1931-1951.
- [16] A. S. Pine, *Thermal Brillouin scattering in Cadmium Sulfide: velocity and attenuation of sound; acoustoelectric effects*, Phys. Rev. **B5**, 8 (1972), 2997-3003.
- [17] D. B. Cavanaugh, C. H. Wang, *Studies of elastic constants of oriented poly(ethylene terephthalate) films using Brillouin scattering*, J. Appl. Phys. **52**, 10 (1981), 5998-6002.
- [18] R. E. Camley, P. Grünberg, C. M. Mayr, *Stokes-anti-Stokes asymmetry in Brillouin scattering from magnons in thin ferromagnetic films*, Phys. Rev. **B26**, 5 (1982), 2609-2614.
- [19] G. Rupp, W. Wettling, W. Jantz, R. Krishnan, *Brillouin scattering study of multi-layer Cobalt-Niobium films*, Appl. Phys. **A37** (1985), 73-82.
- [20] G. Güntherodt, S. Blumenröder, B. Hillebrands, R. Mock, E. Zirngiebl, *Light scattering in metallic compounds and thin supported layers*, Z. Phys. B-Condensed Matter **60** (1985), 423-432.
- [21] W. M. Robertson, A. L. Moretti, R. Bray, *Surface-plasmon-enhanced Brillouin scattering on silver films: Double-resonance effect*, Phys. Rev. **B35**, 17 (1987), 8919-8929.
- [22] H. Xie, X. K. Zhang, K. J. Chen, G. X. Cheng, D. Feng, *Surface Brillouin scattering in semiconductor Fibonacci multilayers*, Phys. Rev. **B42**, 17 (1990), 11288-11294.

- [23] B. Hillebrands, P. Krams, K. Spört, D. Weller, *Influence of the interface quality on the elastic properties of Co/Au multilayers investigated by Brillouin light scattering*, J. Appl. Phys. **69**, 2 (1991), 938-942.
- [24] M. Born, E. Wolf, *Principles of optics*, fourth edition, Pergamon Press, Oxford-London-Edinburgh-New York-Paris-Frankfurt 1968.
- [25] J. G. Dil, E. M. Brody, *Brillouin scattering from isotropic metals*, Phys. Rev. **B14**, 12 (1976), 5218-5227.
- [26] J. R. Sandercock, *Light scattering from surface acoustic phonons in metals and semiconductors*, Solid State Comm. **26**, 8 (1977), 547-551.
- [27] W. M. Robertson, M. Grimsditch, A. L. Moretti, R. G. Kaufman, G. R. Hulse, E. Fullerton, I. K. Schuller, *Light scattering by surface acoustic waves on corrugated metal surfaces*, Phys. Rev. **B41**, 8 (1990), 4986-4992.
- [28] A. Polian, J. M. Besson, M. Grimsditch, H. Vogt, *Elastic properties of GaS under high pressure by Brillouin scattering*, Phys. Rev. **B25**, 4 (1982), 2767-2775.
- [29] Т. С. Величкина, А. М. Дьяконов, В. В. Александров, И. А. Яковлев, *Спектры Манделштама-Бриллюена при акустическом взаимодействии в монокристаллах CdS*, Физика Твёрдого Тела **28**, 1 (1986), 55-62.
- [30] P. Bisanti, M. B. Brodsky, G. P. Felcher, M. Grimsditch, L. R. Still, *Surface waves in Au/Cr superlattices*, Phys. Rev. **B35**, 15 (1987), 7813-7819.
- [31] J. Sapriel, J. C. Michel, J. C. Toledano, R. Vacher, J. Kervarec, A. Regreny, *Light scattering from vibrational modes in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs superlattices and related alloys*, Phys. Rev. **B28**, 4 (1982), 2007-2016.
- [32] A. Kueny, M. R. Khan, I. K. Schuller, M. Grimsditch, *Magnons in superlattices: Light scattering study*, Phys. Rev. **B29**, 6 (1984), 2879-2883.
- [33] R. Danner, R. P. Huebener, C. S. L. Chun, M. Grimsditch, K. Schuller, *Surface acoustic waves in Ni/V superlattices*, Phys. Rev. **B33**, 6 (1986), 3696-3701.
- [34] J. A. Bell, W. R. Bennett, R. Zannoni, G. I. Stegeman, C. M. Falco, F. Nizzoli, *Elastic constants of Mo/Ta superlattices measured by Brillouin scattering*, Phys. Rev. **B35**, 8 (1987), 4127-4130.
- [35] J. A. Bell, R. Zannoni, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, *Brillouin scattering from Love waves in Cu/Nb metallic superlattices*, Appl. Phys. Lett. **51**, 9 (1987), 652-654.

- [36] S. Kumar, R. Bhadra, A. Fartash, M. Grimsditch, C. Kim, S. B. Qadri, A. S. Edelstein, *Brillouin scattering from ion-beam-sputtered Cu/Ni superlattices*, Phys. Rev. **B44**, **11** (1991), 5905-5907.
- [37] P. J. Thomas, N. L. Rowell, H. M. Driel, G. I. Stegeman, *Normal acoustic modes and Brillouin scattering in single-mode optical fibres*, Phys. Rev. **B19**, **10** (1979), 4986-4998.
- [38] Y. Takagi, R. W. Gammon, *Brillouin scattering in thin samples: Observation of backscattering components by 90° scattering*, J. Appl. Phys. **61**, **5** (1987), 2030-2034.
- [39] P. Baumgart, B. Hillebrands, R. Mock, G. Güntherodt, A. Boufelfel, C. M. Falco, *Localized phonon modes in Fe-Pd multilayer structures*, Phys. Rev. **B34**, **12** (1986), 9004-9007.
- [40] B. Hillebrands, P. Baumgart, G. Güntherodt, *In situ Brillouin scattering from surface-anisotropy-dominated Damon-Eshbach modes in ultrathin epitaxial Fe(110) layers*, Phys. Rev. **B36**, **4** (1987), 2450-2453.
- [41] R. Mock, B. Hillebrands, R. Sandercock, *Construction and performance of a Brillouin scattering set-up using a tripple-pass tandem Fabry-Perot interferometer*, J. Phys. E: Sci. Instrum. **20** (1987), 656-659.

Recenzent: Prof. dr hab. Mikołaj Labowski

Wpłynęło do redakcji 10.02.1993 r.

Abstract

Presentation of possible applications of the tandem Fabry-Perot arrangement to the analysis of fotons nonelastically scattered on acoustical fonons in different structures such as: thin layers, multilayers, crystals and superlattices was the main purpose of this article. A single Fabry-Perot interferometer and tandem arrangement were compared. Especially a half width of transmission function was discussed. A single and multi passage of light through interferometers were considered. Advantages of tandem arrangement was demonstrated. The first Fabry-Perot interferometer determine a full spectral range of tandem, the second one together with the first one reduce a half width of transmission function. The effect of reductions is enlarged in multi passage. Results of our considerations in graphic form were presented. The new conception of tandem arrangement controled by

pressure changes was introduced. The whole system was placed in a chamber which was connected with a small compensating-controlling chamber. Aligning of apparatus was the main problem to solve. Synchronization was secured by rotations of interferometers in a horizontal plane. Variable number of a passage were assured by two rotative rectangular prisms with nonreflecting coats adjustable on wavelength of single mode laser. Lastly a short review of experimental results which regard different materials was presented.