

Mikołaj Aleksiejuk

**WYTWARZANIE I PROPAGACJA FAL
AKUSTYCZNYCH O WYSOKICH
CZĘSTOTLIWOŚCIACH W NANOWARSTWACH
METALICZNYCH**



INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

WARSZAWA 2007

ISBN: 978-83-89687-28-9
ISSN 0208-5658

Redaktor Naczelny:
doc. dr hab. Zbigniew Kotulski

Recenzent:
prof. dr hab. Janusz Berdowski
Akademia im. J. Długosza w Częstochowie

Praca wpłynęła do redakcji 14 kwietnia 2007 r.

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 100 egz. Ark. wyd. 6,5

Oddano do druku w grudniu 2007 r.

Druk i oprawa: Drukarnia braci Grodzickich, ul. Geodetów 47A, Piaseczno

Spis treści

1.	Wstęp	5
	1.1. Periodyczne struktury nanowarstwowe.....	5
	1.2. Cel, zakres i układ pracy.....	7
2.	Technologia otrzymywania nanowarstw metalicznych oraz pomiary ich parametrów	11
	2.1. Mechanizmy wzrostu cienkich warstw metalicznych.....	11
	2.2. Metoda wiązek molekularnych.....	14
	2.3. Techniki pomiarowe stosowane po wyjęciu próbek z komory wzrostu.....	16
3.	Oddziaływanie fotoakustyczne impulsu laserowego z warstwą metaliczną	21
	3.1. Pobudzanie fali akustycznej w cienkiej warstwie metalicznej.....	21
	3.2. Wpływ dyfuzji termicznej na propagację impulsu termicznego.....	24
	3.3. Detekcja deformacji za pomocą wiązki optycznej.....	27
4.	Femtosekundowy układ do wzbudzania drgań akustycznych w strukturach nanowarstwowych i wyniki pomiarowe	31
	4.1. Budowa i działanie układu pomiarowego	31
	4.2. Wyniki pomiarowe nanowarstw metalicznych.....	34
	4.2.1. Nanowarstwy Cu/Co, Ag/Fe, Gd/Co.....	34
	4.2.2. Nanowarstwy Au/V.....	41
5.	Teoria propagacji fal akustycznych w dwuwarstwowych strukturach periodycznych	49
	5.1. Model Rytova.....	49
	5.2. Zależności dyspersyjne i akustyczna przerwa częstotliwości dla nanostruktur Au/V.....	55
	5.3. Możliwości eksperymentalnego wyznaczenia wielkości akustycznej przerwy częstotliwości w nanostrukturach.....	60

6.	Mody zlokalizowane w nanowarstwach Au/V.....	65
6.1.	Teoria Djafari-Rouhani.....	65
6.2.	Zastosowanie macierzy transformacji do obliczania modów zlokalizowanych.....	69
6.3.	Wyniki obliczeń numerycznych.....	72
6.3.1.	Obszary istnienia rozwiązań dla modu zlokalizowanego.....	72
6.3.2.	Częstotliwość modów zlokalizowanych w nanowarstwach Au/V dla przypadku warstwy wierzchniej wanadu.....	76
6.3.3.	Częstotliwość modów zlokalizowanych w nanowarstwach Au/V dla przypadku warstwy wierzchniej złota.....	82
6.3.4.	Zależność położenia modu zlokalizowanego w przerwie energetycznej dla nanowarstw Au/V od wzajemnej relacji warstw składowych.....	86
7.	Wnioski.....	91
	Bibliografia.....	95

1. Wstęp

1.1. Periodyczne struktury nanowarstwowe

Współczesna technika i fizyka potrzebuje źródeł akustycznych generujących fale sprężyste o coraz wyższych częstotliwościach. Tradycyjnie stosowane przy generacji ultradźwięków przetworniki piezoelektryczne przy wyższych częstotliwościach stają się nie użyteczne, po pierwsze z powodów technologicznych (pękanie cienkich płytek piezoelektrycznych), po drugie sprawność przetwarzania energii elektrycznej w akustyczną na wyższych harmonicznych jest znikoma (straty proporcjonalne są do kwadratu częstotliwości). W końcu lat pięćdziesiątych Baranskij K.N. (1957) [21], Bommel H.E. i Dransfeld K. (1958) (1959) [27, 28] zaproponowali metodę wzbudzania fal akustycznych w pręcie piezoelektrycznym, którego jeden koniec umieszczono w rezonatorze mikrofalowym. W wyniku stosowania tej metody otrzymywano falę akustyczną o częstotliwości w zakresie w 300 MHz – 3 GHz. Prace w tym zakresie były prowadzone także w IPPT między innymi przez Leźniewa N. B. (1978) [79], Pajewskiego W. i autora (1995) [11]. W ten sposób jednak nie udawało się praktycznie uzyskiwać fal akustycznych o częstotliwościach wyższych od 10 GHz. Znaczący postęp w dziedzinie otrzymywania fal akustycznych o bardzo wysokich częstotliwościach nastąpił w ostatniej dekadzie ubiegłego stulecia, dzięki wyprodukowaniu nowych typów laserów oraz opracowaniu technologii wytwarzania cienkich warstw metalicznych, a w szczególności nanowarstw zwielokrotnionych, składających się z dwóch lub więcej różnych metali. Praca poniższa dotyczy wytwarzania i propagacji fal akustycznych o częstotliwościach powyżej 100 GHz w strukturach nanowarstwowych.

Dla układów cienkowarstwowych wykryto wiele nowych zjawisk, nie obserwowanych w strukturach grubowarstwowych, wykonanych z tych samych materiałów lub w tychże materiałach, ale objętościowych („bulk”). Jednym z bardziej spektakularnych zjawisk jest tzw. zjawisko sprzężenia antyferromagnetycznego w warstwach wielokrotnych, z których jedną z warstw tworzy metal o własnościach magnetycznych (Fe, Co, Gd itd.). Sprzężenie to powoduje występowanie efektu gigantycznego magnetooporu (giant magnetoresistance) (Babich M. *et al.* (1989) [20], Camley R.E., Barnas F. (1989) [36]). W ostatnich latach duży wysiłek badawczy został skierowany na analizę układów nanowarstwowych wykazujących anizotropię magnetyczną, zwłaszcza w kierunku prostopadłym do warstwy (Freitag A. E., Chowdhury A.R. (1989) [53], Kim W. S. *et al.* (1998) [69]). Struktury takie mogą być wykorzystane jako nośniki o znacznie większej gęstości upakowania informacji niż tradycyjne warstwy z

anizotropią w płaszczyźnie warstwy. Z tego powodu określenie źródeł anizotropii magnetycznej w cienkich warstwach jest niezwykle istotne. Jednym z czynników mających wpływ na rodzaj anizotropii magnetycznej jest sprzężenie magnetosprężyste. Stąd wiedza o mechanizmach oddziaływania magnetosprężystego oraz wartościach współczynników sprzężystości w wielokrotnych magnetycznych strukturach nanowarstwowych jest niezbędna.

Symetria przestrzenna, którą cechuje wybrane złożone układy fizyczne jest niezwykle istotna z tego względu, że pozwala w wielu przypadkach znaleźć rozwiązania równań opisujących dany układ, których nie można uzyskać w przypadku braku symetrii. W takich układach mogą także wystąpić zjawiska fizyczne, które nie występują w przypadku układów jednorodnych. I tak na poziomie atomowym, rozważania dotyczące układu elektronowego w kryształach (układach o idealnej symetrii) doprowadziły w połowie ubiegłego stulecia do wprowadzenia modelu pasmowego do opisu stanu energetycznego elektronów w kryształach. Model ten przewidywał, przy spełnieniu pewnych warunków w kryształach, występowanie przerwy energetycznej oraz istnienie energetycznych poziomów elektronowych. Odkrycia te zapoczątkowały rozwój nowej dziedziny nauki - fizyki ciała stałego oraz powstanie mikroelektroniki z powszechnie stosowanymi tranzystorami i obwodami scalonymi. Następnie, w końcu poprzedniego stulecia, wykorzystano symetrię translacyjną układów na poziomie supersieci tj. periodyczności z okresem kilku-kilkudziesięciu warstw atomowych w opisie propagacji światła w tego typu strukturach materiałowych. W rezultacie czego rozwinęła się nowa dziedzina elektroniki, nanofotonika. Zostały opracowane takie nowe urządzenia jak: lasery o emisji powierzchniowej z pionowym rezonatorem (lasery VCSEL), zwierciadła Bragga i światłowody nanofotoniczne (Grundman M. (2002) [56], Bugajski M. (2004) [34]). Wykorzystuje się w tych urządzeniach przerwę fotoniczną, to jest zakres energii, o której fonony nie mogą się w danym ośrodku propagować. Przerwa taka była obserwowana eksperymentalnie w nanostrukturach warstwowych (Patrini M. *et al.* (2002) [89]). Badania z obszaru nanofotoniki otwierają drogę do wytworzenia nanostruktur heterogenicznych z materiałów różniących się parametrami sieci i materiałów funkcjonalnych nie występujących w przyrodzie, których właściwości można kształtować.

W układach atomowych wysoko-uporządkowanych (kryształach), składających się z atomów dwóch rodzajów (np. LiF, NaF) występuje także przerwa energetyczna fononowa położona między gałęzią fononów akustycznych i fononów optycznych. W przypadku wystąpienia dodatkowej periodyczności, z okresem kilkudziesięciu odległości atomowych w takich układach pojawiają się dodatkowe przerwy częstotliwości, które określają zakresy częstotliwości fal sprężystych które nie mogą się rozchodzić w takim ośrodku. Dziedziną, która zajmie się opisem propagacji fal w takich ośrodkach jest nanofononika. Możliwe jest, że powstaną nowe podzespoły i urządzenia wykorzystujące te zjawiska, które będą stosowane w nanoelektronice.

1.2. Cel, zakres i układ pracy

Teoretyczne badania właściwości sprężystych w układach periodycznych dwuskładnikowych, były podjęte w połowie poprzedniego wieku. Wyniki jednych z bardziej znaczących badań zostały zaprezentowane przez M. Rytova (1956) [96]. M. Rytov wyprowadził zależności dyspersyjne dla fal sprężystych (akustycznych) w nieskończonym układzie warstw podwójnych. Praca ta mimo tego, że została opublikowana dość dawno, wciąż jest aktualna i często cytowana. Właściwości optyczne struktur warstwowych ze względu m. in. na zastosowania w laserach półprzewodnikowych były opisywane przez Yeha P. (1979) [114] oraz Yariva A. i Yeha P. (1984) [112, 113]. Z otrzymanych teoretycznie zależności dyspersyjnych wynikało istnienie zakresów częstotliwości, w których fala elektromagnetyczna nie mogła się propagować (Wert C.A. i Thomson R.M. (1970) [107], Kittel C. (1974) [71]). Basseras P. *et al.* (1995) [22] opierając się na modelu Rytova otrzymał przybliżone wzory na wielkość przerwy energetycznej dla wielokrotnej struktury w przypadku gdy obie warstwy mają zbliżoną impedancję akustyczną. Natomiast Djafari-Rouhani *et al.* (1983) [43] podał zależność na akustyczny mod zlokalizowany dla przypadku struktury zwielokrotnionej półnieskończonej. Prace Djafari-Rouhani wykonywane były ze względu na zainteresowanie cienkowarstwowymi heterogenicznymi strukturami półprzewodnikami dla potrzeb mikroelektroniki. Wykonanie badań eksperymentalnych w owym czasie było niemożliwe z tego względu, że nie istniały możliwości efektywnego pobudzania fali sprężystej w zakresie bardzo wysokich częstotliwości. Pomiarów metodą spektroskopii Brillouina, ze względu na małą dokładność i czułość dla przypadku układów nanowarstwowych nie mogły być zastosowane. Dopiero w latach 90-tych ubiegłego stulecia, po opracowaniu laserów generujących bardzo krótkie impulsy o femtosekundowych czasach trwania, można było pobudzić i odbierać drgania sprężyste w nanostrukturach (Thomsen C. *et al.* (1986) [103]).

Celem pracy była analiza warunków pobudzenia akustycznych modów zlokalizowanych w periodycznych układach nanowarstwowych oraz pomiar wzbudzenia akustycznych modów zlokalizowanych w podwójnych metalicznych strukturach wielowarstwowych. W pracy podano numeryczne obliczenia zależności dyspersyjnych dla fal akustycznych w nanowarstwowych strukturach wielokrotnych Au/V oraz zależności modu zlokalizowanego w tych strukturach od parametrów struktur, a także rodzaju warstwy wierzchniej. Opierając się na pracach Yarifa A. i Yeha P. (1984) [112] dotyczących własności optycznych analogicznych struktur periodycznych, wykorzystując macierz transformacji, podano zależność częstotliwości modu zlokalizowanego od wybranych parametrów nanostruktury oraz określono warunki występowania tego modu. Rezultaty tych obliczeń zweryfikowano z wynikami badań eksperymentalnych, które przeprowadzono dla

struktur Au/V w Laboratoire des Milieux Desordonnes et Heterogenes Uniwersytetu Pierre et Marie Curie w Paryżu. W pracy przedstawiono także wyniki pomiarów struktur Cu/Co, Ag/Fe i Gd/Co, w których nie obserwowano modu zlokalizowanego. Określono w nich natomiast prędkość fali podłużnej oraz graniczną grubość warstwy podwójnej w strukturze nanowarstwowej przy której właściwości sprężyste takich nanowarstw zaczynają się różnić od właściwości sprężystych grubych warstw i materiałów typu objętościowego.

Praca składa się z pięciu rozdziałów. W drugim rozdziale przedstawiono technologie wytwarzania cienkich warstw metalicznych, modele wzrostu warstw oraz podstawowe techniki pomiarowe. Skoncentrowano się przede wszystkim na metodzie wiązek molekularnych, przy pomocy której otrzymywane były nanowarstwy, których wyniki badań eksperymentalnych zostały przedstawione w niniejszej pracy. Wśród technik pomiarowych przedstawiono metodę niskokątowej reflektometrii rentgenowskiej, która pozwalała na określenie jakości warstw struktury i parametrów geometrycznych poszczególnych warstw składowych w wielokrotnej strukturze warstwowej. W pracy przedstawione zostały otrzymane reflektogramy dla nanowarstw Au/V i podane parametry otrzymanych warstw, uzyskane za pomocą programu Symulreflec.

W rozdziale trzecim omówiono zjawisko fotoakustycznego pobudzenia warstwy metalicznej za pomocą krótkiego impulsu laserowego, stosowane następnie do pobudzania drgań sprężystych w badanych nanowarstwach. Określono wpływ dyfuzji termicznej na kształt impulsu akustycznego oraz opisano proces detekcji sygnału akustycznego propagującego się w warstwie metalicznej pobudzonego za pomocą wiązki laserowej.

W rozdziale czwartym przedstawiono eksperymentalną metodę generacji drgań akustycznych dużej częstotliwości za pomocą lasera femtosekundowego oraz detekcji sygnału akustycznego w ośrodku nanowarstwowym, naniesionym na podłoże dielektryczne. Detekcję sygnału przeprowadzano za pomocą opóźnionego sondującego impulsu laserowego. Podano otrzymane eksperymentalnie wybrane zależności zmian współczynnika odbicia światła od czasu opóźnienia impulsu sondującego, które są reakcją na impulsowe femtosekundowe pobudzenie nanostruktury warstwowej. Przedstawiono wyniki pomiarów dla wielokrotnych nanostruktur warstwowych: Cu/Co, Ag/Fe, Gd/Co i Au/V. Wyznaczono prędkości propagacji podłużnych fal akustycznych w kierunku prostopadłym do powierzchni warstw (dla nanowarstw Cu/Co, Ag/Fe, Gd/Co) oraz częstotliwość zlokalizowanych modów akustycznych (dla Au/V).

W rozdziale piątym przedstawiono teorie propagacji fal akustycznych w periodycznych strukturach warstwowych na bazie modelu Rytova. Podano otrzymane numerycznie na bazie tego modelu zależności dyspersyjne dla fal sprężystych w badanych nanowarstwach Au/V oraz wyznaczono parametry przerw

częstotliwości, w których zabroniona jest propagacja fal sprężystych. Zaprezentowano także metodę eksperymentalnej weryfikacji fononowej przerwy częstotliwości w nanostrukturach warstwowych wykorzystując tunelowe złącza nadprzewodnikowe.

W rozdziale szóstym przedstawiono elementy teorii modów zlokalizowanych w układach wielowarstwowych. Następnie w oparciu o macierz transformacji, znaną z optyki periodycznych układów warstwowych, podano zależności częstotliwości modu zlokalizowanego od parametrów nanostruktury warstwowej. Określono obszary istnienia rozwiązania. Podano rezultaty obliczeń numerycznych częstotliwości akustycznego modu zlokalizowanego dla nanostruktury warstwowej Au/V, w zależności od grubości warstw składowych nanostruktury i warstwy wierzchniej. Ustalono warunki przy jakich możliwa jest generacja modów zlokalizowanych w warstwowych strukturach periodycznych.

2. Technologia otrzymywania nanowarstw metalicznych oraz pomiary ich parametrów

2.1. Mechanizmy wzrostu cienkich warstw metalicznych

W trakcie wzrostu cienkich warstw istotną rolę odgrywają parametry termodynamiczne tj. energia powierzchniowa, międzypowierzchniowa oraz energia kinetyczna osadzanych atomów. Energia powierzchniowa opisuje przyrost energii atomów powierzchniowych, powodowany brakiem części najbliższych sąsiadów. Jest ona proporcjonalna do ciepła sublimacji materiału i odwrotnie proporcjonalna do gęstości atomów w rozważanej płaszczyźnie atomowej (Blackley J. M. (1973) [25]). Płaszczyzny atomowe o największej gęstości atomów mają najmniejszą energię powierzchniową, są więc najbardziej stabilne. Przykładowo, w strukturze bcc najmniejszą energię powierzchniową posiada powierzchnia (110), a w fcc (111). W metalach typowe energie powierzchniowe zawierają się w przedziale od 10 do 100 mJ/m². Energia międzypowierzchniowa będąca częścią energii swobodnej, pojawia się przy styku powierzchni dwóch różnych materiałów. W metalach jest ona zazwyczaj o rząd wielkości mniejsza od ich energii powierzchniowej.

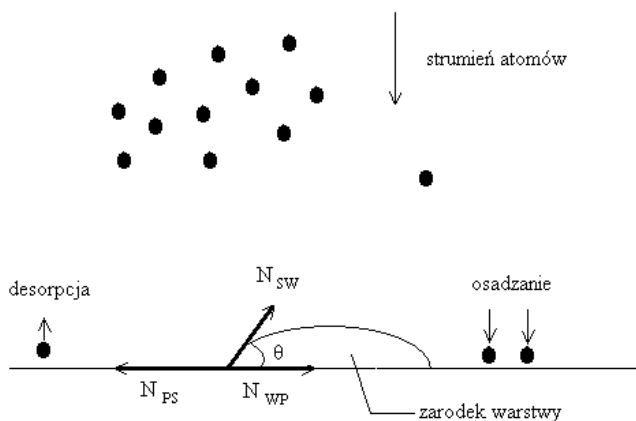
Wzrost cienkiej warstwy rozpoczyna się od powstania na podłożu grupy zarodków składających się z kilku bądź kilkunastu atomów. To, w jaki sposób zarodki będą rozrastać się, zależy od energii międzypowierzchniowych atomów, obecnych w układzie: podłoże – warstwa – strumień osadzanych atomów. Na rys. 2.1 przedstawiono schematycznie procesy zachodzące podczas rozwoju zarodka. Analizując układ w modelu kapilarnym, odwołującym się w swojej analogii do napięcia powierzchniowego cieczy, można podać następującą zależność (Ohring M. (1991) [87]):

$$n_{ps} = n_{wp} + n_{sw} \cos \theta , \quad (2.1)$$

gdzie: n_{ps} , n_{wp} i n_{sw} oznaczają napięcia międzypowierzchniowe, odpowiednio: podłoże – strumień, warstwa – podłoże i strumień – warstwa. Równanie to określa trzy mechanizmy wzrostu warstwy:

- wzrost wyspowy (tzw. wzrost Volmera – Webera), zachodzący dla $\theta > 0$, czyli dla $n_{ps} < n_{wp} + n_{sw}$ – występuje wówczas gdy atomy osadzonego materiału silniej oddziałują między sobą niż z atomami podłoża);

- wzrost dwuwymiarowy - tzw. płaszczyzna za płaszczyzną lub wzrost Franka – Van der Merwe, zachodzący dla $\Theta=0$, czyli $n_{ps} = n_{wp} + n_{sw}$;
- wzrost mieszany - tzw. wzrost Stranskiego – Krastanova, zachodzący dla $n_{ps} > n_{wp} + n_{sw}$.

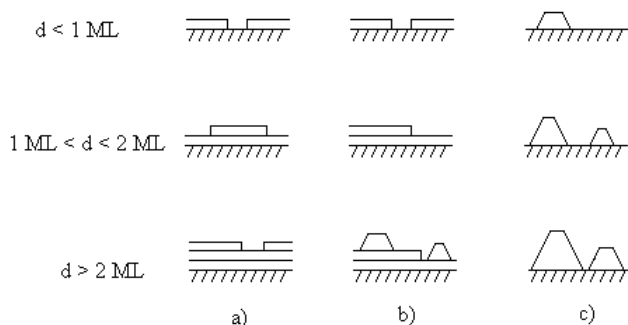


Rys. 2.1. Schemat podstawowych procesów zachodzących przy nanoszeniu warstwy.

Warstwa może rosnać początkowo w sposób wyspowy, przechodząc od pewnej grubości do wzrostu dwuwymiarowego. Jednym z przykładów takiego wzrostu jest przypadek materiału elastycznie twardego, osadzonego na podłożu o dużym niedopasowaniu sieciowym. Naprężenia na granicy warstwa – podłożu prowadzą do powstania dyslokacji, co powoduje początkowo wzrost wyspowy. Jednakże od grubości przy której znikają dyslokacje, warstwa może przejść do wzrostu dwuwymiarowego (Eaglashman D.J., Cerullo M. (1990) [49]), powodując wspomniany mieszany mechanizm wzrostu.

Opisane trzy mechanizmy wzrostu ilustruje rys. 2.2 (Venables J. A., *et al.* (1984) [106]). Na rysunku tym d oznacza pokrycie podłoża w monowarstwach atomowych. Rzeczywisty wzrost warstwy nigdy nie zachodzi w stanie równowagi termodynamicznej. Należy także wziąć pod uwagę parametry kinetyczne procesu wzrostu: energię kinetyczną osadzanych atomów, prędkość napyłania, temperaturę podłoża i związaną z nią ruchliwość atomów na powierzchni oraz interdyfuzję. Na ogół niska temperatura podłoża i duża prędkość napyłania sprzyjają wzrostowi płaszczyzny za płaszczyzną, podczas gdy wysoka temperatura podłoża oraz mała prędkość nanoszenia są wymagane do otrzymania epitaksji o dobrej strukturze krystalograficznej. Znalezienie odpowiednich warunków nanoszenia warstwy nie

jest łatwe, tym bardziej, że dla warstw metalicznych parametry wzrostu podawane przez innych autorów nie zawsze dają się bezpośrednio wykorzystać i z reguły wymagają korekty eksperymentalnej.



Rys. 2.2. Schematyczne przedstawienie trzech mechanizmów wzrostu cienkiej warstwy: a) dwuwymiarowy (Franka – Van der Merwe), b) mieszany (Stranskiego-Krastanova), c) wyspowy (Volmera-Webera).

Rozpatrując możliwość wzrostu epitaksjalnego jednego materiału na drugim niezwykle istotne jest uwzględnienie niedopasowania sieciowego, czyli różnicy stałych sieciowych podłoża i materiału osadzanego. Zazwyczaj niedopasowanie sieciowe definiuje się następującym wzorem:

$$M = \frac{d_p - d_w}{d_p} 100\% , \quad (2.2)$$

gdzie: d_p – stała sieciowa materiału podłoża, d_w – stała sieciowa materiału osadzanego warstwy. Stałe d_p i d_w są brane dla kierunków krystalograficznych, które mają być równoległe. Oczywiście jest, że im mniejsze jest niedopasowanie sieciowe, tym większe jest prawdopodobieństwo uzyskania epitaksji o dobrych parametrach. W większości przypadków dopuszczalną wartością niedopasowania, która umożliwi jeszcze epitaksję jest 15% (Moruzzi V.L. *et al.* (1986) [85]). Znane są jednak przypadki wzrostu epitaksjalnego przy niedopasowaniu wynoszącym 30% (Moruzzi V.L. *et al.* (1986) [85]). Przez epitaksję rozumie się względną orientację osi krystalograficznych podłoża i napyłanej warstwy. Jeżeli podłożo i warstwa, dla których możliwa jest epitaksja, z punktu widzenia niedopasowania sieciowego i własności chemicznych, mają taką samą strukturę krystalograficzną, to relacje

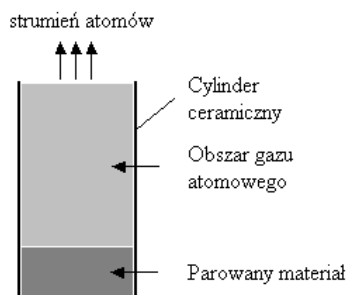
epitaksji oznaczają równoległość wszystkich odpowiednich osi krystalograficznych. Taki typ wzrostu jest często określany epitaksją bezpośrednią, a jej przykładami jest wzrost bcc Fe (110) na bcc W (110) lub fcc Ni (100) na fcc Cu (100). Jeżeli podłoże i warstwa mają różną strukturę krystalograficzną, wówczas jest możliwych kilka typów wzrostu.

Pierwszym typ wzrostu występuje gdy napyłana warstwa zmienia swoją strukturę, typową dla stanu równowagi i przyjmuje strukturę podłoża. Przykładem takiego wzrostu, nazywanego epitaksją stabilną, jest wzrost Fe fcc (w stanie równowagi mającego strukturę bcc) na podłożu z Cu fcc (Wright J.G. (1971) [110]). Drugi, częściej spotykany typ wzrostu, polega na takiej reorientacji osi krystalograficznych osadzonej warstwy na płaszczyźnie wzrostu, która zminimalizuje niedopasowanie sieciowe. Typowym przykładem takiego wzrostu jest epitaksja bcc Fe (100), o krawędzi sześcienniej komórki elementarnej $a = 2,8\text{\AA}$, na fcc Ag (100) o parametrze $a = 4,08\text{\AA}$. Wzrost bezpośredni (krawędzie sześciennego równoległe) prowadziłby do niedopasowania 42%, podczas gdy obrót podstawy sześciennego Fe o 45° względem Ag redukuje niedopasowanie do 0,1% (Kwo J., *et al.* (1986) [77]). Trzeci typ wzrostu pojawia się przy osadzaniu materiałów, których stałe sieciowe różnią się na tyle od stałych sieciowych podłoża, że wzrost z dopasowaniem sieciowym jeden do jednego jest niemożliwy. Epitaksja jest wówczas osiągnięta przez dopasowanie odpowiednich wielokrotności stałych sieciowych materiału osadzanego i podłoża w dwóch kierunkach krystalograficznych. Tego typu relacje epitaksji są nazywane relacjami Nishiyamy – Wassermana (Bruce L.A. i Jaeger L.A. (1978) [33]).

2.2. Metoda wiązek molekularnych (molecular beam epitaxy – MBE)

Jeżeli chcemy otrzymać warstwy monokrystaliczne o grubościach kilku lub kilkunastu monowarstw atomowych o określonej orientacji krystalograficznej i wyznaczonej grubości, należy stosować technologie umożliwiające wzrost epitaksjalny. Takimi technologiami są metoda osadzania przy pomocy wiązek molekularnych (molecular beam epitaxy – MBE) oraz metoda osadzania przez impulsowe rozpylanie laserowe (pulsed laser deposition – PLD). Ideą metody osadzania przy pomocy wiązek molekularnych jest wytworzenie jednorodnych wiązek atomowych lub molekuł, których strumień można kontrolować. Metoda wiązek molekularnych daje nieporównywalnie większe możliwości sterowania parametrami procesu osadzania niż wszelkie inne metody osadzania termicznego. Najpopularniejszymi źródłami wiązek molekularnych są tzw. komórki efuzyjne oraz działa elektronowe. Komórki efuzyjne składają się z ceramicznego cylindra w kształcie menzurki, umieszczonego w elemencie grzejnym, którym najczęściej jest taśma wolframowa rozgrzewana metodą oporową (rys. 2.3). Komórka efuzyjna jest nagrzewana do temperatury, która pozwala otrzymać żądane ciśnienia par atomów

(rzędu 10^{-3} torra). W dostępnych w eksperymentach zakresach temperatur proces powstawania par zachodzi w zależności od metalu, przez wyparowywanie lub sublimację. Wiązka atomów jest formowana w obszarze gazu atomowego, a wydłużony kształt komórki zwiększa jej jednorodność (Herman M. A., Siter H. (1989) [59]).

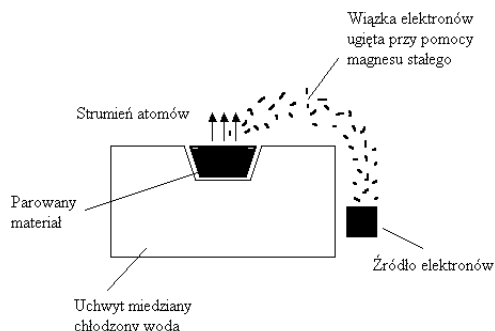


Rys. 2.3. Schemat otrzymywania wiązek atomowych w komórce efuzyjnej.

Dla wielu metali temperatury dostępne w standardowych komórkach efuzyjnych są niewystarczające dla otrzymania wymaganego ciśnienia par atomów. W tych przypadkach konieczne jest użycie dział elektronowych (można je również używać dla metali o niskiej temperaturze topnienia). Schemat działu elektronowego jest przedstawiony na rys. 2.4 (Azaroff L. (1968) [19]). Działa elektronowe pozwalają na rozgrzanie materiału do bardzo wysokich temperatur. Możliwe jest np. nanoszenie wolframu o temperaturze topnienia 3700K.

Metaliczne nanowarstwy, których wyniki badań eksperymentalnych prezentowane są w niniejszej pracy, otrzymywane były metodą wiązek molekularnych w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie, na stanowisku firmy Riber. Próbkki nanowarstw nanoszone były na podłoża dielektryczne o grubości rzędu 2 mm. Istotnym parametrem, uwzględnianym przy wyborze materiałów do wytworzenia nanostruktur była ich kontrastowość akustyczna (znaczną różnicą impedancji akustycznej) istotna w przeprowadzanych badaniach. Otrzymywane nanowarstwy przykrywały całą powierzchnię podłoża (rozmiary liniowe 5 - 10 mm). Stosowane do wytwarzania nanowarstw stanowisko składało się z komory załadowczej oraz komory wzrostu. W komorach stosowano pompy jonowe wspomagane sublimatorami tytanowymi. Ciśnienie bazowe w komorze wynosiło 10^{-10} torra. Analiza próbek odbywała się w komorze wzrostu, wyposażonej w układ odbiciowej dyfrakcji wysokoenergetycznych elektronów (RHEED) oraz układ do analizy

widma elektronów Augera (AES). Uchwyt podłoża pozwalał na wygrzewanie podłoży i próbek do temperatury 1400K.



Rys. 2.4. Schemat otrzymywania wiązek atomowych z wykorzystaniem dział elektronowego.

Źródłem wiązek atomowych były trzy komórki efuzyjne oraz dwa działa elektronowe. Szybkość osadzania z komórek efuzyjnych była określana eksperymentalnie dla kilku ustalonych temperatur komórek przez pomiar grubości komórek kalibrujących. Pomiar szybkości napylania z dział elektronowych odbywał się w czasie rzeczywistym (tzn. w trakcie procesu), z wykorzystaniem spektroskopii wzbudzonych atomów (Electron Impact Emission Spectroscopy – EIES). W metodzie EIES część wiązki atomów przechodzi przez głowicę wyposażoną w małe niezależne działa elektronowe. Elektrony z dział wzbudzają atomy wiązki, które na skutek rekombinacji wysyłają światło o długości fali charakterystycznej dla wyparowywanego materiału. Mierzając poprzez filtr lub monochromator natężenie tego światła otrzymuje się sygnał proporcjonalny do strumienia atomów. Po przeskanowaniu, sygnał EIES można powiązać pętlą sprzężenia zwrotnego z zasilaniem dział elektronowych, otrzymując w ten sposób stabilizację szybkości osadzania w trakcie parowania.

2.3. Techniki pomiarowe stosowane po wyjęciu próbek z komory wzrostu

Wśród technik pomiarowych, stosowanych przy badaniu nanowarstw, znaczącą rolę odgrywają metody rentgenowskie. Jednymi z najczęstszych metod stosowanych do określania struktury krystalograficznej cienkich warstw epitaksjalnych są wysoko- i niskokątowa dyfrakcja rentgenowska. Wysokokątowa dyfrakcja rentgenowska pozwala na wyznaczanie odległości między płaszczyznami atomowymi równoległymi do warstwy. W metodzie tej wiązka rentgenowska pada na próbkę pod zmiennym kątem θ o wartości z przedziału $20^\circ - 60^\circ$.

Detektor podąża za zmianą kąta padania wiązki, utrzymując kąt 2θ w stosunku do wiązki pierwotnej. Dla pewnych kątów zwanych braggowskimi θ_b , jest spełniony warunek dyfrakcji Bragga na płaszczyznach atomowych w warstwie opisany następującą zależnością:

$$d = n \frac{\lambda}{2 \sin \theta_b}, \quad (2.3)$$

gdzie: λ – długość fali rentgenowskiej, d – stała sieci płaszczyzn międzyatomowych, dla których zachodzi dyfrakcja, $n = 1, 2, 3, \dots$ – rząd ugięcia.

Na rentgenogramie obserwujemy prążki, zwane pikami Bragga. Metoda dyfrakcji wysokokątowej pozwala także na oszacowanie rozmiarów ziaren monokrystalicznych – r_k , składających się na warstwy. Szerokość pików Bragga $\Delta\theta$, mierzona w połowie jego wysokości, jest odwrotnie proporcjonalna do średniego rozmiaru ziaren. Wartość r_k można wyznaczyć z wyrażenia Scherera (Guiner A. (1964) [57]).

$$r_k = \frac{\lambda}{\Delta\theta \cos \theta_b}. \quad (2.4)$$

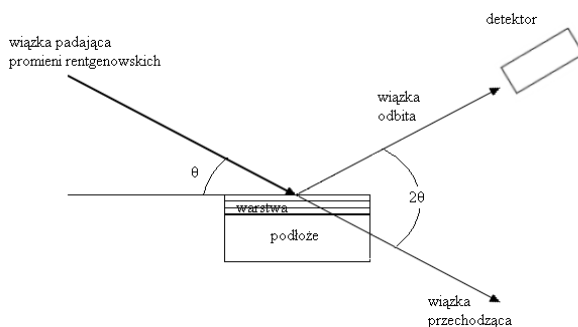
Dyfrakcję wysokokątową stosuje się również do charakteryzowania warstw wielokrotnych. Składają się one z wielokrotnie powtarzanej sekwencji dwóch warstw o odpowiednich grubościach l_1 i l_2 . Wprowadza to dodatkową strukturę periodyczną o stałej modulacji równej $l_1 + l_2$. Obecność tej struktury manifestuje się na rentgenogramach pojawieniem się wokół pików Bragga tzw. pików satelitarnych. Ich względne położenie wiąże się ze stałą modulacji następującym wzorem (Schuller I. K. (1980) [98]):

$$L = \frac{\lambda}{2(\sin \theta_i - \sin \theta_{i+1})}, \quad (2.5)$$

gdzie: λ – długość fali rentgenowskiej, θ_i , θ_{i+1} – położenie kolejnych pików satelitarnych.

Korzystając z powyższego wzoru można eksperymentalnie sprawdzić czy założona wartość stałej modulacji została osiągnięta. Pojawienie się pików satelitarnych jest argumentem świadczącym o istnieniu prawidłowej, ostrej granicy między kolejnymi podwarstwami.

W niskokątowej rentgenometrii cienkich warstw, wiązka promieniowania rentgenowskiego pada na próbkę pod kątem $0,1-5$ stopni. Takie ustawienie pozwala, w zależności od tego jak manipulujemy próbką i detektorem, na wyznaczenie grubości warstwy (refraktometria) lub na określenie stałych sieciowych płaszczyzn atomowych prostopadłych do powierzchni warstwy (dyfrakcja). W refraktometrii niskokątowej mierzone jest natężenie wiązki odbitej w układzie pomiarowym pokazanym schematycznie na rys. 2.5. Powstające oscylacje zależności natężenia wiązki odbitej od kąta padania nazywane są prążkami Kiessiga H.(1931) [68].

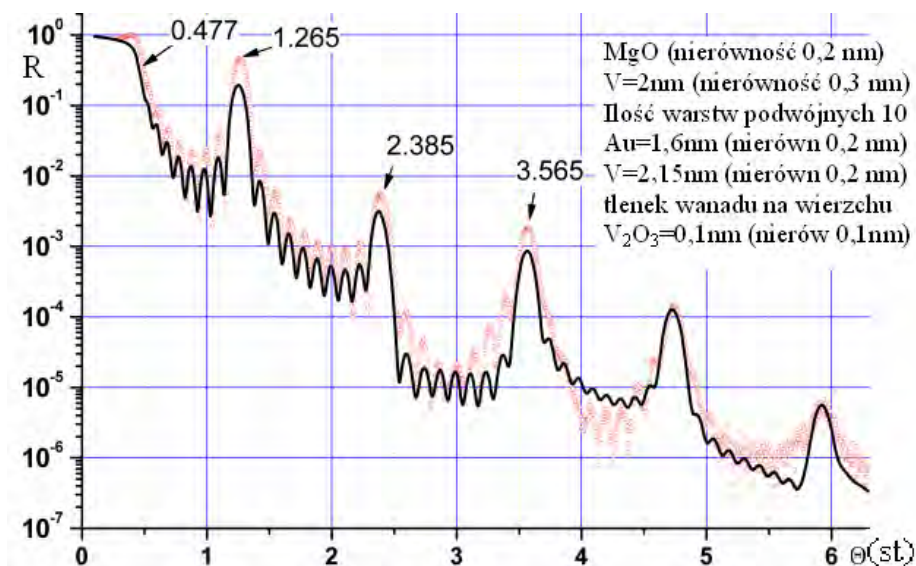


Rys. 2.5. Schemat pomiaru w niskokątowej refraktometrii rentgenowskiej.

Są one związane z interferencją wiązki odbitej od powierzchni warstwy z częścią wiązki przechodzącej i odbitej od granicy warstwa – podłoże. Okres oscylacji zależy od grubości warstwy (Huang T.C. *et al.* (1993) [60]) i dzięki temu refraktometrię rentgenowską można wykorzystać do kalibracji grubości napyłanych warstw. Przy dokładnej analizie można także wyznaczyć grubość każdej podwarstwy z dwukomponentowej struktury warstwowej wielokrotnej, grubości warstwy dopasowującej (tj. między strukturą a podłożem) oraz warstwy wierzchniej zabezpieczającej lub tlenkowej. Istnieje kilka programów numerycznych, które

metodą najlepszego przybliżenia krzywych teoretycznych do otrzymanych zależności eksperymentalnych pozwalają na określenie wymienionych wyżej grubości.

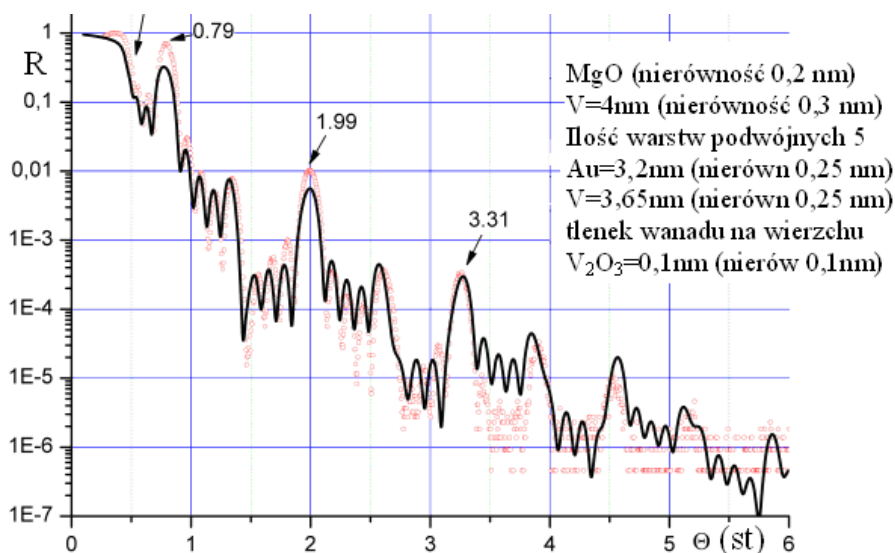
Na rysunkach 2.6 i 2.7, podane są zależności intensywności odbicia wiązki rentgenowskiej dla badanych przez autora nanowarstw Au/V naniesionych na podłoże MgO z wykorzystaniem niskokątowej reflektometrii rentgenowskiej. Widoczne na rysunkach wyższe piki Bragga pochodzą od pojedynczych nanowarstw, zaś oscylacje leżące między tymi pikami powodowane są odbiciami od granicy nanostruktury i podłoża. Pomiary zostały wykonane w Instytucie Fizyki PAN. W pomiarach stosowano promieniowanie rentgenowskie linii CuK alfa o długości 1,54 Å.



Rys. 2.6. Zależność współczynnika odbicia R od kąta padania dla próbki nanowarstwowej Au/V (20Å/20Å) naniesionej na podłoże MgO uzyskana metodą niskokątowej reflektometrii rentgenowskiej.

Na podstawie otrzymanych danych pomiarowych przy pomocy programu Simulreflec została dokonana próba dopasowania wyników teoretycznych z uzyskanymi w eksperymencie [100]. Program Simulreflec opierał się na założeniach podanych przez L. G. Parratta odnośnie związku między parametrami struktury wielowarstwowej i kątową zależnością współczynnika odbicia (Parratt L. G. (1954) [88], Kojima I. i Boquan L. (1999) [74]). Przy wyprowadzaniu tych zależności zostały wykorzystane formuły rekurencyjne na współczynniki odbicia wiązki rentgenowskiej od periodycznych płaszczyzn atomowych w przybliżeniu Borna z

kilkoma parametrami (Sinha S.K., *et al.* (1988) [101]). Na podstawie obliczeń uzyskano grubości warstw składowych, warstwy wierzchniej i ich nierówności. Wartości otrzymane w ten sposób różnią się od grubości, które otrzymuje się poprzez szacowanie wartości grubości z prędkości wyparowywania materiału. Wyniki symulacji zostały wykorzystane w dalszych pracach technologicznych przy nanoszeniu kolejnych nanostruktur Au/V i służyły do skalowania grubości wytwarzanych warstw. Istotnym parametrem nanowarstwy poza grubością jest nierówność powierzchni, a także stan interfejsów (przejść) międzywarstwowych. Otrzymane z symulacji wartości rzędu 3\AA świadczą, że otrzymane nanostruktury charakteryzują się bardzo małymi nierównościami. Wartość tego parametru otrzymanego metodą reflektometrii rentgenowskiej jest wielkością uśrednioną, co wynika ze względnie dużej średnicy wiązki rentgenowskiej (a dokładnie biorąc, dużej powierzchni oświetlanej przez niskokątową wiązkę). Wykonano także pomiary nierówności powierzchni otrzymanych nanostruktur oraz ich jednorodności



Rys. 2.7. Zależność współczynnika odbicia R od kąta padania dla próbki nanowarstwowej Au/V ($40\text{\AA}/40\text{\AA}$) naniesionej na podłoże MgO uzyskana metodą niskokątowej reflektometrii rentgenowskiej.

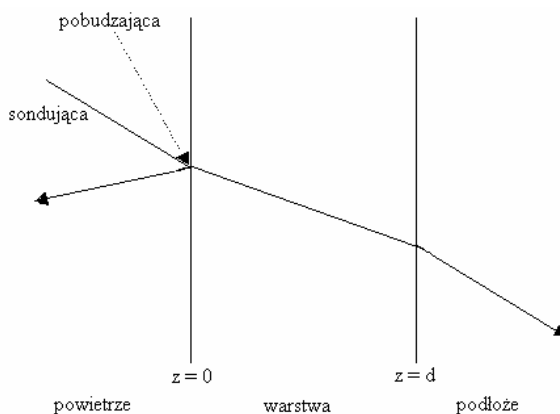
metodą mikroskopii AFM. Otrzymane wielkości nierówności odnoszące się do znacznie mniejszych obszarów (rzędu ułamka μm) są kilka razy większe. Jakościową ocenę nierówności powierzchni i całkowitej grubości otrzymanych nanostruktur dokonywano także metodami fotoakustycznymi, co przedstawiono w dalszej części pracy.

3. Oddziaływanie fotoakustyczne impulsu laserowego z warstwą metaliczną

3.1. Pobudzenie fali akustycznej w cienkiej warstwie metalicznej

Wraz z wynalezieniem laserów rozpoczęto intensywnie badania teoretyczne dotyczące oddziaływania fali elektromagnetycznej z ośrodkiem materialnym ze względu na możliwości zastosowania impulsów laserowych do generacji fali akustycznej w ośrodku materialnym (Skruby C. B., *et al.* (1980) [99], Rosenzweig A. (1980) [95], Hutchins D.A., *et al.* (1981) [61], Anisimov A.I., *et al.*, (1974) [17], Aussell A., *et al.* (1988) [18]). Oddziaływanie fali elektromagnetycznej z ośrodkami warstwowymi było rozważane w wielu pracach (Thomsen C., *et al.* (1984) [104] Yuun V. A., *et al.* (1991) [115], Aleksiejuk M., *et al.* (2001) [9], Aleksiejuk M., *et al.* (2003) [5], Aleksiejuk M., *et al.* (2004) [2]). Do znaczących prac należy praca Thomsona C. traktująca o oddziaływaniu krótkiego impulsu laserowego z warstwą metaliczną (Thomsen C., *et al.* (1986) [103]). Warstwa metaliczna charakteryzuje się przede wszystkim dużą koncentracją prawie swobodnych elektronów. Oddziaływanie fali elektromagnetycznej następuje w bardzo płytkim obszarze przypowierzchniowym materiału metalicznego.

Rozważmy sytuację, kiedy krótki impuls (o czasie trwania $\tau < 1$ ps) o energii Q pada na powierzchnię cienkiej warstwy metalicznej o grubości d (rys. 3.1).



Rys. 3.1. Schemat pobudzenia układu warstwy wiązką laserową.

Zakładamy, że głębokość absorpcji ξ światła jest dużo mniejsza niż grubość warstwy d . Zakładamy, że obszar oświetlony przez impuls świetlny jest duży w porównaniu z d i ξ . Całkowita energia impulsu $W(z)$ zaabsorbowana w jednostce objętości na głębokości z od powierzchni w warstwie wynosi:

$$W(z) = (1 - R) \frac{Q}{A\xi} e^{-z/\xi}, \quad (3.1)$$

gdzie: R - współczynnik odbicia światła od warstwy metalicznej,

A - powierzchnia oświetlona wiązką laserową.

Pobudzający warstwę impuls światła powoduje lokalny wzrost temperatury warstwy o ΔT :

$$\Delta T(z) = W(z) / C\rho, \quad (3.2)$$

gdzie: C - ciepło właściwe przypadające na jednostkę objętości materiału,

ρ - gęstość materiału warstwy.

Wzrost temperatury warstwy powoduje wzrost naprężenia o wielkość:

$$\sigma^T = -3B\beta\Delta T(z), \quad (3.3)$$

gdzie:

B - moduł sprężystości objętościowej,

β - liniowy współczynnik rozszerzalności cieplnej.

Zakładamy, że warstwa jest izotropowa. Ponieważ naprężenie zależy jedynie od z i odkształcenie jest równoległe do kierunku propagacji z , z tego powodu jedynym niezerowym współczynnikiem tensora odkształcenia jest η_{33} .

Sumaryczne naprężenie wyraża się wtedy następującą formułą (White R.M., (1963) [108], Skruby C.B. *et al.* (1980) [99]):

$$\sigma_{33} = 3 \frac{1-\nu}{1+\nu} B\eta_{33} - 3B\beta\Delta T(z), \quad (3.4)$$

gdzie: ν - współczynnik Poissona.

Biorąc równanie ruchu w postaci :

$$\rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{33}}{\partial z} \quad (3.5)$$

oraz

$$\eta_{33} = \frac{\partial u_3}{\partial z}, \quad (3.6)$$

gdzie: u_3 - składowa przesunięcia w kierunku z ,

możemy znaleźć czasowo-przestrzenną zależność na odkształcenie.

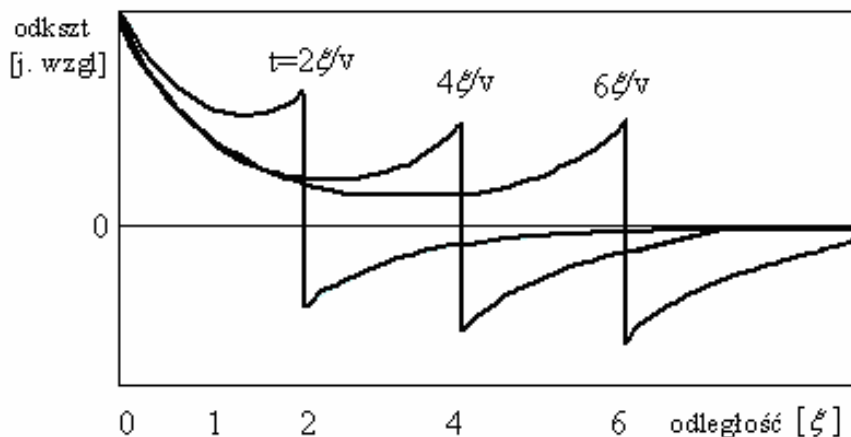
Jeżeli przyjmiemy warunki początkowe dla $t = 0$ w postaci: przemieszczenie i odkształcenie równe zero oraz naprężenie określone zależnością $e^{-z/\xi}$ wynikającą z równania (3.1) to otrzymamy następujące rozwiązanie na odkształcenie:

$$\eta_{33}(z,t) = (1-R) \frac{Q\beta}{A\xi C} \frac{1+\nu}{1-\nu} \left[e^{-z/\xi} \left(1 - \frac{1}{2} e^{-\nu t/\xi} \right) - \frac{1}{2} e^{-|z-\nu t|/\xi} \operatorname{sgn}(z-\nu t) \right]; \quad (3.7)$$

gdzie ν - prędkością sprężystej fali podłużnej równa:

$$\nu = \left(3 \frac{1-\nu B}{1+\nu \rho} \right)^{0.5}. \quad (3.8)$$

Zależność odkształcenia w funkcji odległości od powierzchni warstwy $z = 0$ dla kilku wybranych czasów jako parametr podana jest na rys. 3.2. Odkształcenie w obszarze w pobliżu $z = 0$ ma składową niezależną od czasu i związaną z termicznym ogrzaniem powierzchni warstwy. Naprężenie w tym obszarze wynosi zero. Druga część zależności odkształcenia opisuje impuls, który propaguje się od powierzchni



Rys. 3.2. Zależność odkształcenia dla różnych czasów w funkcji odległości od powierzchni po oświetleniu warstwy krótkim impulsem laserowym. W momencie $t = 0$ odkształcenie wynosi zero.

warstwy w głąb, z prędkością sprężystej fali podłużnej. Ta część odkształcenia jest opisywana przez drugi wyraz we wzorze (3.7). Szerokość tego impulsu jest rzędu podwójnej długości absorpcji ξ . Po przejściu warstwy impuls zostaje odbity od granicy warstwa–podłoże. Wyrażenie (3.7) otrzymano przy pewnych założeniach, a mianowicie: obszar ogrzany przez impuls świetlny jest dużo większy od grubości warstwy, ΔT , σ i η zależą jedynie od odległości od powierzchni. Przy takich założeniach została także pominięta fala powierzchniowa, która jest wytwarzana, ale eksperymentalnie nie może być odbierana ze względu na to że jest poza przedziałem czasu w którym może być defekowana. Dla dużych dróg propagacji kształt impulsu zmienia się, ponieważ impuls opuszcza obszar pola bliskiego źródła. Impuls ma efektywną długość 2ξ , pole bliskie jest w obszarze określonym w przybliżeniu przez odległość z :

$$z \sim \frac{\psi^2}{\xi}, \quad (3.9)$$

gdzie ψ jest rzędu średnicy oświetlonego obszaru. W eksperymentach z źródłem laserowym ψ wynosi 10-30 μm , zaś ξ równe jest kilkuset angstromom. Ponieważ odległość propagacji jest rzędu 1 μm , to warunek na pole bliskie jest spełniony. Zakładamy także, że wzrost temperatury następuje szybko przy krótkim czasie trwania impulsu laserowego τ_0 . Przyjmuje się, że w czasie τ_0 zaburzenie sprężyste spowodowane impulsem laserowym przemieści się na odległość $v\tau_0$. Jeżeli $v\tau_0$ jest bardzo małe w porównaniu z głębokością wnikania światła ξ do podłoża metalicznego, to efekt przemieszczenia zaburzenia sprężystego w czasie τ_0 możemy pominąć. Warunek na czas możemy zapisać w postaci:

$$v\tau_0 \ll \xi. \quad (3.10)$$

Długość absorpcyjna dla światła ξ w metalach jest rzędu 200Å. Typowa prędkość fali akustycznej w metalach wynosi $5 \cdot 10^5$ cm/s. Warunek (3.10) daje czasy znacznie mniejsze od 4ps. Warunek ten jest spełniony w opisywanych eksperymentach. Długość impulsu laserowego jest rzędu 0,1 ps.

3.2. Wpływ dyfuzji termicznej na propagację impulsu akustycznego

Materiały metaliczne charakteryzują się wysokim przewodnictwem ciepła. Przeanalizujemy jaki wpływ na przewodnictwo ciepła ma na opisywane zjawisko pobudzenia drgań sprężystych krótkim impulsem laserowym. Rozważmy efekt strumienia ciepła po zaabsorbowaniu energii impulsu laserowego w rozważanej warstwie metalicznej. Jeżeli założymy że strumień ciepła jest charakteryzowany

przez współczynnik dyfuzji termicznej D (równy K/C , zaś K to współczynnik przewodnictwa cieplnego), wtedy wzrost temperatury w odległości z od powierzchni staje się zależny od czasu:

$$\Delta T(z,t) = \frac{(1-R)Q}{AC} \Theta(z,t) , \quad (3.11)$$

gdzie :

$$\Theta(z,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz' (4\pi Dt)^{-1/2} e^{-(z-z')^2/4Dt - |z'|/\xi} . \quad (3.12)$$

Ta zależność może być wyprowadzona poprzez wykorzystanie początkowego rozkładu temperatury, podanej przez zależność (3.1) (White R.M., (1963) [108], Skrubys C.B. *et al.* (1980) [99]). Można rozważyć jak zmieniający się rozkład temperatur wpływa na impuls naprężeń sprężystych w warstwie metalicznej. Zmiana temperatury w przestrzenno-czasowym punkcie (z, t) powoduje powstanie dwóch impulsów propagujących się w kierunku dodatnim i ujemnym osi z . Impuls rozchodzący się w kierunku ujemnym odbija się od swobodnej powierzchni. Kiedy rozważymy sumę obu impulsów, otrzymamy propagujące się odkształcenie opisane zależnością:

$$\eta_{33}(z,t) = (1-R) \frac{Q\beta}{A\xi C} \frac{1+\nu}{1-\nu} F(z-vt) , \quad (3.13)$$

gdzie:

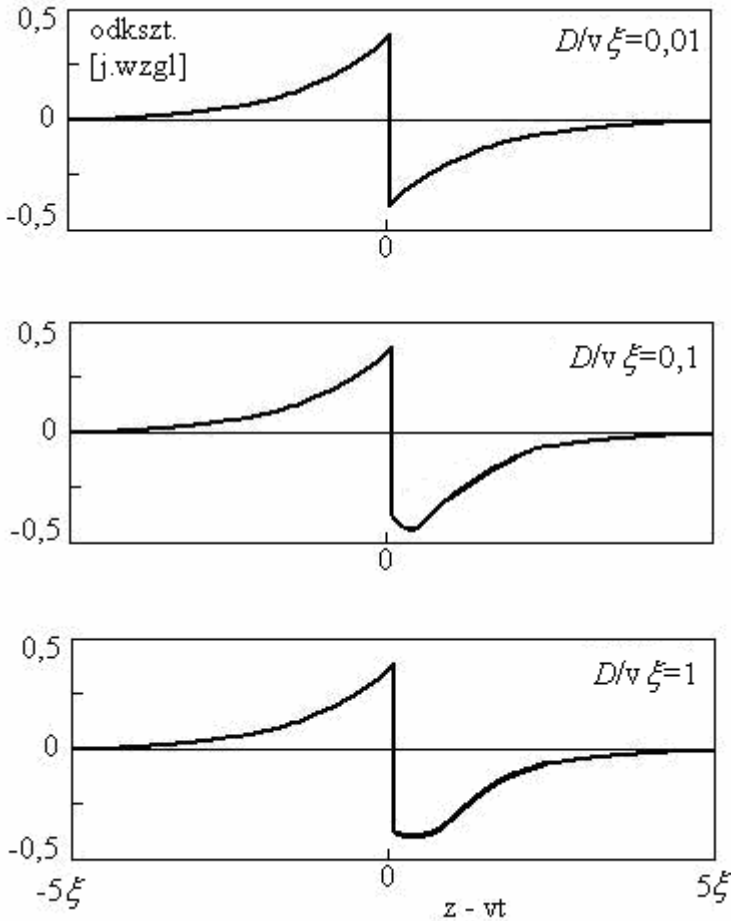
$$F(z-vt) = -\frac{1}{2} e^{-(z-vt)\xi} - \frac{1}{2} \int_0^\infty dt' \int_0^\infty dz' \frac{\partial \Theta(z',t')}{\partial t'} \delta(z'-z+v(t-t')) \quad (3.14)$$

lub

$$F(z-vt) = \frac{1}{2} e^{(z-vt)\xi} - \frac{1}{2} \int_0^\infty dt' \int_0^\infty dz' \frac{\partial \Theta(z',t')}{\partial t'} [\delta(z'-z+v(t-t')) + \delta(z'+z-v(t-t'))] \quad (3.15)$$

Wyrażenia (3.14) i (3.15) są słuszne dla odpowiednio $z > vt$ i $z < vt$.

Funkcja, która opisuje przestrzenną zależność impulsu akustycznego jest pokazana na rys. 3.3. Kształt impulsu jest określony przez parametr $D/v\xi$. Dla metali w temperaturze pokojowej wartość tego parametru jest w przedziale 0,2–2. Tak, że przewodnictwo cieplne ma wpływ na kształt impulsu sprężystego.



Rys. 3.3. Wpływ przewodnictwa cieplnego na kształt impulsu akustycznego przy różnych wartościach współczynnika dyfuzji termicznej.

Możliwe jest także stosowanie modelu kwantowego, który może być bardziej adekwatny do opisu zjawisk w nanowarstwach. W tym celu należy stosować kwantowe funkcje rozkładu dla elektronów $n_e(k)$ i fononów $n_p(k)$ (Aleksiejuk M., *et*

al. (2004) [2]). Impuls laserowy powoduje zaburzenie tych rozkładów w postaci: $\delta n_e(k)$ i $\delta n_p(k)$, które powodują powstanie deformacji.

Tensor naprężenia σ_{ij} można wtedy zapisać następująco:

$$\sigma_{ij} = \sum_k \delta n_e(k) \frac{\partial E_k}{\partial n_{ij}} + \sum_k \delta n_p(k) \hbar \frac{\partial \omega_k}{\partial n_{ij}}, \quad (3.16)$$

gdzie: E_k i ω_k są energią elektronu i częstotliwością fononu.

Pierwsza część wyrażenia (3.16) jest wkładem elektronowym do deformacji związana z potencjałem deformacyjnym Φ . Jeżeli elektrony i fonony znajdują się w stanie lokalnej równowagi, wtedy równanie (3.16) redukuje się do wcześniejszych rezultatów (Maris H.J. (1971) [82]). Jeśli będziemy rozważać warstwy metaliczne, to po absorpcji energii krótkiego impulsu laserowego, układ elektronowy w warstwie metalicznej nie będzie w stanie równowagi z siecią. Elektrony przekazują swoją nadmiarową energię do sieci przez oddziaływanie elektron-fonon, ale mogą one przebyć znaczącą odległość, zanim stracą swoją energię. Odległość ta może być znacznie większa w porównaniu do głębokości wnikania światła do metalu ξ , co będzie powodowało znaczące poszerzenie impulsu sprężystego. Przekazywanie energii między układami elektronowym i fononowym było badane w kilku pracach (Kaganov M. i Lifshitz I.M, (1956) [65], Anisimov A.I. *et al.*(1974) [17]). Akustyka pikosekundowa powinna umożliwić eksperymentalnie sondowanie układu elektronowego i wskazać mechanizmy krótko-czasowego oddziaływania elektron-fonon.

3.3. Detekcja deformacji za pomocą wiązki optycznej

Do detekcji składowej tensora odkształceń η_{33} użyto czasowo opóźnionej wiązki laserowej, sondującej w celu określenia zmian współczynnika odbicia światła od powierzchni warstwy metalicznej, powodowanych pobudzającym impulsem laserowym. Współczynnik odbicia ulega zmianie o ΔR , kiedy impuls deformacji po odbiciu od granicy warstwa-podłoże przybywa do powierzchni warstwy. Zmiana współczynnika odbicia związana jest ze zmianą jego części rzeczywistej n i urojonej κ powodowanych odkształceniem (Aleksiejuk M., *et al.* (2004)[2], Kittel C. (1974) [72]).

$$\Delta n(z,t) = \frac{\partial n}{\partial \eta_{33}} \eta_{33}(z,t), \quad (3.17)$$

$$\Delta \kappa(z, t) = \frac{\partial \kappa}{\partial \eta_{33}} \eta_{33}(z, t) , \quad (3.18)$$

gdzie $\Delta n(z, t)$ i $\Delta \kappa(z, t)$ są zmianami w rzeczywistej i urojonej części zespolonego współczynnika odbicia światła względem wartości n i κ ; przy braku w ośrodku deformacji. Część urojona κ odnosi się do współczynnika absorpcji ($\alpha = 2\omega\kappa/c$) (Vasicek A., (1960) [105]). Rozpatrzmy przypadek, gdzie η_{33} jest jedynym nie znikającym elementem tensora odkształcenia.

Składową elektryczną fali elektromagnetycznej, związaną z padającą prostopadle na warstwę metaliczną wiązką światła, można przedstawić w postaci:

$$E_x = E_0 e^{i(k_0 z - \omega t)} . \quad (3.19)$$

Wiązka ta generuje falę odbitą i przechodzącą:

$$E_x^{od} = r_0 E_0 e^{i(-k_0 z - \omega t)} , \quad (3.20)$$

$$E_x^p = t_0 E_0 e^{i(k_0 z - \omega t)} , \quad (3.21)$$

gdzie amplitudowe współczynniki odbicia i transmisji będą wynosić (Born M., Wolf E., (1964) [32], Vasicek A., (1960) [105]):

$$r_0 = \frac{k_0 - k}{k_0 + k} = \frac{1 - n - i\kappa}{1 + |n + i\kappa|} , \quad (3.22)$$

$$t_0 = \frac{2k_0}{k_0 + k} = \frac{2}{1 + n + i\kappa} , \quad (3.23)$$

przy czym k_0 oraz k są liczbami falowymi odpowiednio w próżni i powietrzu. Aby obliczyć zmiany współczynnika odbicia powodowane przez odkształcenie sprężyste, należy rozwiązać równania Maxwella.

$$\frac{\partial E_x}{\partial z^2} = -\frac{\omega^2}{c^2} [\varepsilon + \Delta \varepsilon(z, t) E_x(z)] , \quad (3.24)$$

gdzie ε jest przenikalność dielektryczną warstwy bez odkształcenia i powiązaną z n i κ relacją:

$$\varepsilon = (n + i\kappa)^2, \quad (3.25)$$

$\Delta\varepsilon(z,t)$ jest zmianą wartości ε powodowaną przez odkształcenie. Rozważmy przypadek, gdy odkształcenie istnieje jedynie w odległości z' od powierzchni. Zapiszmy to w postaci:

$$\Delta\varepsilon = F\delta(z - z'), \quad (3.26)$$

gdzie: F – stała.

Fala wnikająca do warstwy będzie częściowo odbijana na tej nieciągłości.

Współczynnik odbicia znaleziony z (3.24) wyniesie:

$$r_1 = \frac{ik_0^2}{2k} F. \quad (3.27)$$

Część odbitej fali przejdzie przez powierzchnię graniczną warstwa-próżnia i wtedy całkowita amplituda odbitej fali będzie wynosiła:

$$E_x^{od} = (r_0 + t_0 r \tilde{t}_0 e^{2ikz'}) E_0 e^{i(-k_0 z - \omega t)}, \quad (3.28)$$

gdzie t_0 jest współczynnikiem transmisji z warstwy do próżni, tj.:

$$\tilde{t}_0 = \frac{2k}{k_0 + k}. \quad (3.29)$$

Jeżeli teraz rozważymy bardziej ogólny przypadek $\Delta\varepsilon(z,t)$, znajdziemy że współczynnik odbicia r jest równy:

$$r = r_0 + \frac{ik_0^2}{2k} t_0 \tilde{t}_0 \int_0^\infty dz' e^{2ikz'} \Delta\varepsilon(z', t) = r_0 + \Delta r. \quad (3.30)$$

Zmiana współczynnika R („energetycznego”) będzie wynosiła:

$$\Delta R = |r_0 + \Delta r|^2 - |r_0|^2. \quad (3.31)$$

Z równania (3.25):

$$\Delta \varepsilon(z, t) = 2(n + ik) \left(\frac{\partial n}{\partial \eta_{33}} + i \frac{\partial k}{\partial \eta_{33}} \right) \eta_{33}(z, t) . \quad (3.32)$$

Łącząc te wyniki znajdziemy, że zmiana współczynnika odbicia z dokładnością do pierwszego rzędu deformacji będzie równa:

$$\Delta R(t) = \int_0^{\infty} f(z) \eta_{33}(z, t) dz , \quad (3.33)$$

gdzie:

$$f(z) = f_0 \left[\frac{\partial n}{\partial \eta_{33}} \sin \left(\frac{4\pi nz}{\lambda} - \Phi \right) + \frac{\partial k}{\partial \eta_{33}} \cos \left(\frac{4\pi nz}{\lambda} - \Phi \right) \right] e^{-z/\xi} , \quad (3.34)$$

natomiast:

$$f_0 = 8 \frac{\omega [n^2(n^2 + k^2 - 1)^2 + k^2(n^2 + k^2 + 1)^2]}{c[(n+1)^2 + k^2]^2} , \quad (3.35)$$

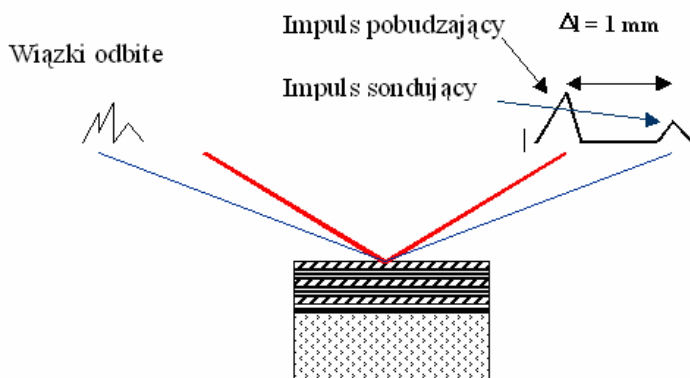
$$\tan \Phi = \frac{k(n^2 + k^2 + 1)}{n(n^2 + k^2 - 1)} . \quad (3.36)$$

Przy czym λ jest długością fali świetlnej w próżni, Φ jest w zakresie od 0 do $\pi/2$. Funkcja $f(z)$ definiuje wkład odkształcenia na różnych głębokościach w stosunku do powierzchni warstwy w funkcji zmian współczynnika odbicia. W ogólności funkcja $f(z)$ jest eksponencjalnie tłumioną oscylacją z niezerową fazą na powierzchni $z = 0$. Periodyczność $f(z)$ wynosi pół długości fali światła w materiale warstwy. Zakres $f(z)$ jest determinowany przez długość absorpcyjną światła ξ .

4. Femtosekundowy układ do wzbudzenia drgań akustycznych w strukturach nanowarstwowych i wyniki pomiarowe

4.1. Budowa i działanie układu pomiarowego

Od 1963 roku, kiedy została opublikowana pionierska praca White R.M. (1963) [108], pojawiło się wiele artykułów poświęconych generacji fal ultradźwiękowych przy zastosowaniu laserów (Scruby C. B. *et al.*, (1980) [99], Dewhurst R. J., Al Rubai W.S., (1989) [42], Rose L.F.R., (1975) [94], Calder C.A., Wilcox W.W., (1984) [35], Monchalin J.P. (1986) [84]). Znaczący postęp nastąpił jednak dopiero po opracowaniu nowych konstrukcji laserów wytwarzających bardzo krótkie i powtarzalne impulsy. W większości prac stosowano lasery z impulsami o czasie trwania rzędu kilkudziesięciu nanosekund. Takie lasery pozwalały na wytwarzanie fal akustycznych do częstotliwości około 50 MHz, czyli zakresu częstotliwości który był osiągalny w akustyce tradycyjnymi metodami. Dopiero w latach 90-ych ubiegłego stulecia pojawienie się laserów femtosekundowych typu Q switched pozwoliło na zmianę zakresu częstotliwości na dziesiątki-setki gigaherców oraz zmianę badanych obiektów ze skali makro na mikro-atomową. Zhu i inni (Zhu T.C. *et al.*, (1978) [116]) wygenerowali w 1991r przy pomocy takiego lasera falę akustyczną o częstotliwości 440 GHz w warstwie SiO₂ o grubości 500Å.

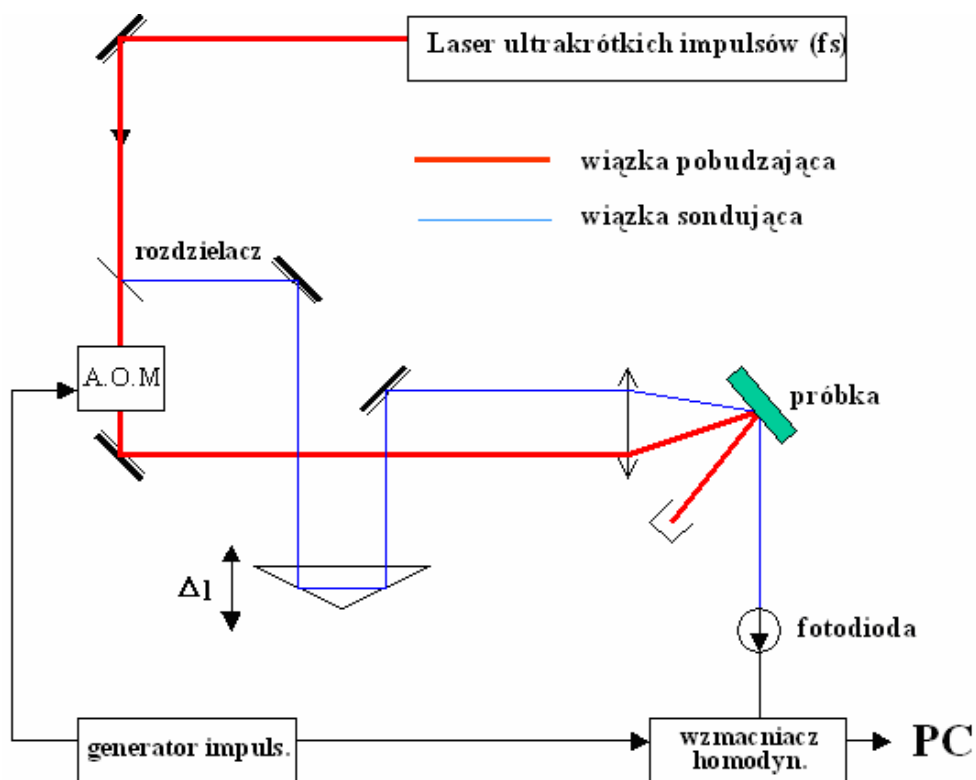


Rys. 4.1. Zasada pomiaru reakcji badanej nanowarstwy na pobudzenie impulsem femtosekundowym.

W ten sposób został zapoczątkowany dział akustyki dotyczący zastosowania laserów o superkrótkich impulsach zwany akustyką pikosekundową. Dział ten rozwinęli następnie m.in. Thomsen C. *et al.*, (1986) [103] i Bonello B. *et al.*, (1996) [30], (1998)[29].

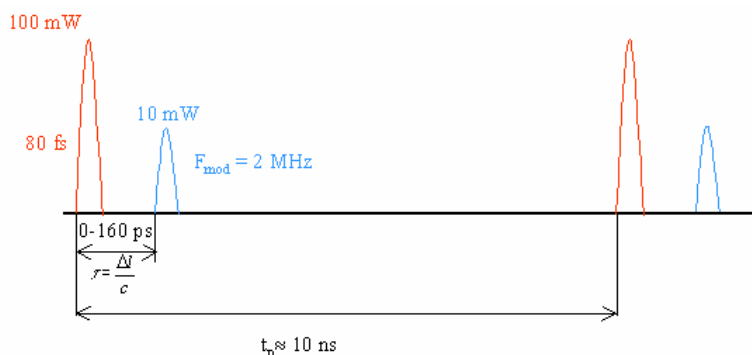
W badaniach nanowarstw przedstawionych w tej pracy stosowano układ pomiarowy z laserem impulsów femtosekundowych. Podstawowa idea układu pomiarowego polega na pobudzeniu badanej próbki przez krótki sygnał laserowy, a następnie badaniu przez drugą wiązkę sondującą reakcji próbki na to pobudzenie (rys. 4.1).

Schemat układu pomiarowego pokazano na rys. 4.2. Źródłem impulsów świetlnych był szafirowy Ti laser (Spectra Physics Tsunami), który wytwarzał optyczne impulsy o długości około 70 fs (wydłużony do 100 fs przy przechodzeniu przez komponenty pomiarowego układu optycznego). Impulsy były powtarzane z częstotliwością 83 MHz. Długość fali generowanego światła ustawiona była na 7900Å (Aleksiejuk M., (2004) [16]).



Rys. 4.2. Schemat laserowego układu do pomiaru zmian współczynnika odbicia światła po pobudzeniu nanostruktury impulsem femtosekundowym.

Wiązka laserowa była rozszczepiana na dwie wiązki: pobudzającą (pompującą) i sondującą, z podziałem mocy w wiązkach 1 do 9. Obie wiązki były spolaryzowane prostopadle względem siebie. Pobudzająca wiązka była modulowana z częstotliwością 2 MHz za pomocą modulatora akustooptycznego, a następnie kierowana i ogniskowana na próbce, oświetlając mały obszar powierzchni nanowarstwy o średnicy około 20 μm , przy prawie prostopadłym padaniu na powierzchnię próbki. Średnia moc pompującej wiązki przed osiągnięciem próbki wynosiła 300 mW, odpowiada to energii około 4 nJ w każdym impulsie. Relacje czasowe i mocy sygnału obu impulsów podane są na rys. 4.3. Z charakterystyki impulsu pompującego oraz analizy zjawiska termicznego szacowano, że temperatura próbki w miejscu padania wiązki mogła wzrastać o około 20 K. Do uzyskania opóźnienia impulsu sondującego w stosunku do impulsu pompującego stosowany był pryzmat odbiciowy, montowany na urządzeniu przesuwym, którego przesuw powodował zmianę drogi optycznej wiązki sondującej. Dołączony do tego urządzenia silnik krokowy pozwalał na przemieszczenie z dokładnością do 0,125 μm , co odpowiada czasowej zdolności rozdzielczej około 1 fs. Impuls sondujący był także ogniskowany na próbce za pomocą tych samych soczewek (f : 50 mm), co impuls pompujący. Zabezpieczało to nakładanie się obu wiązek laserowych (oświetlających ten sam obszar powierzchni próbki). Obie wiązki odbijały się od



Rys. 4.3. Relacje czasowe między impulsami pobudzającym i sondującym.

powierzchni, przy czym po odbiciu od powierzchni nanowarstwy wiązka sondująca trafiała na fotodiode krzemową. Relatywna zmiana współczynnika odbicia światła była mała i wynosiła $10^{-5} - 10^{-7}$. W celu pomiaru tak małej zmiany stosowano detekcję heterodynową. Na wzmacniacz heterodynowy trafiały dwa sygnały: sygnał odniesienia z modulatora akustooptycznego i sygnał mierzony z fotodiody. Częstotliwość modulacji akustooptycznej była wybierana w zakresie, w którym fluktuacje mocy lasera były minimalne. Wspomniana powyżej częstotliwość 2 MHz

ustalona była jako optymalna. Niskoczęstotliwościowy sygnał związany z fluktuacją mocy lasera niewyfiltrowany przez homodynową (lock-in) detekcję, był zmniejszany przez wielokrotne uśrednianie sygnału. W eksperymentach dobra zdolność rozdzielcza była uzyskiwana po 20 – 30 uśrednieniach. Oba przebiegi amplitudy i fazy były w tym samym czasie rejestrowane dla dalszej obróbki sygnału.

4.2. Wyniki pomiarów nanowarstw metalicznych

4.2.1. Nanowarstwy Cu/Co, Ag/Fe, Gd/Co

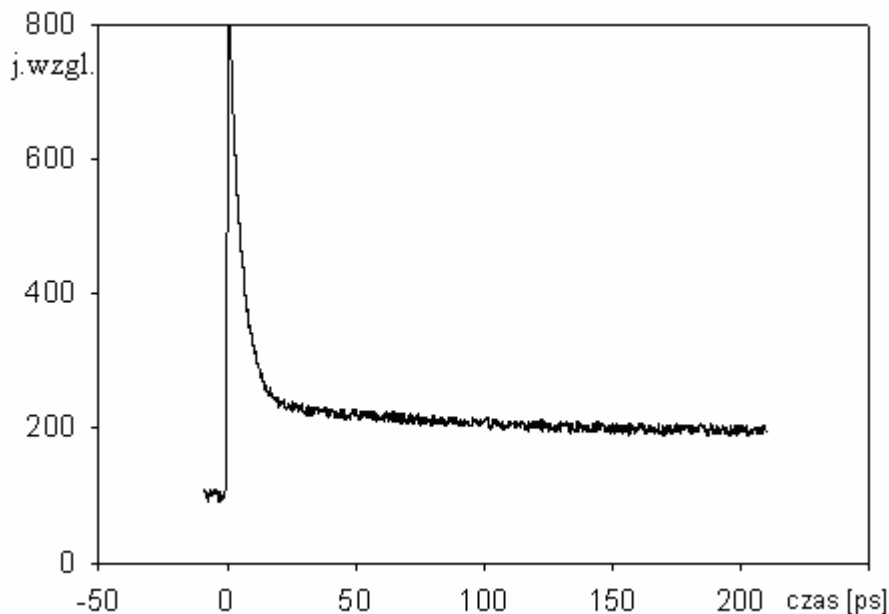
Wykonano pomiary zmian współczynnika odbicia światła od powierzchni nanostruktur warstwowych pod wpływem pobudzenia struktury impulsową wiązką laserową. Pomiary wykonano na nanowarstwach metalicznych, których parametry podano w tabeli 4.1. W tabeli podano ilość warstw podwójnych jakie tworzyły daną nanowarstwę, grubości pojedynczych warstw, rodzaj podłoża oraz całkowitą grubość nanowarstwy z warstwą buforową.

Tabela 4.1. Parametry badanych nanowarstw

	Cu/Co					Gd/Co		
n	20	20	20	10	60	20	20	20
a [Å]	8	10	12	40	8	15	25	35
b [Å]	20	20	20	60	10	20	20	20
podłoże	MgO	MgO	MgO	Al ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	MgO	MgO	MgO
całk. grub.z buf.	790	840	890	1110	1190	400	600	800

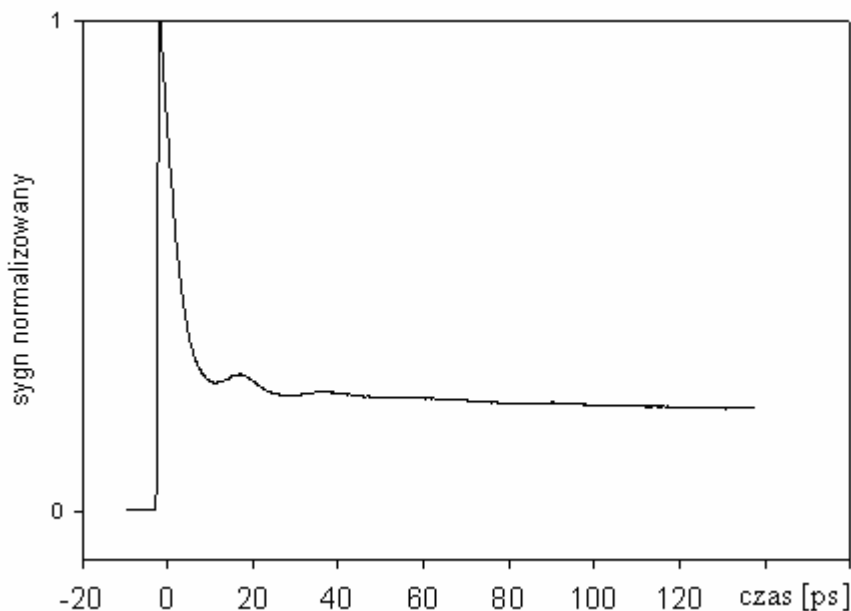
	Ag/Fe					
n	10	10	10	15	20	20
a[Å]	55	45	33	27	23	20
b[Å]	80	70	50	40	35	30
podłoże	GaAs	GaAs	GaAs	GaAs	GaAs	GaAs
całk. grub.z buf. [Å]	1400	1200	880	1055	1210	1050

Przykładowy otrzymany z pomiarów przebieg zmian współczynnika odbicia światła w funkcji czasu przedstawiono na rys. 4.4. Taki charakter zależności zmian współczynnika odbicia był związany z procesem termalizacji (zmniejszania temperatury) podgrzanej impulsem laserowym powierzchni metalicznej nanostruktury.



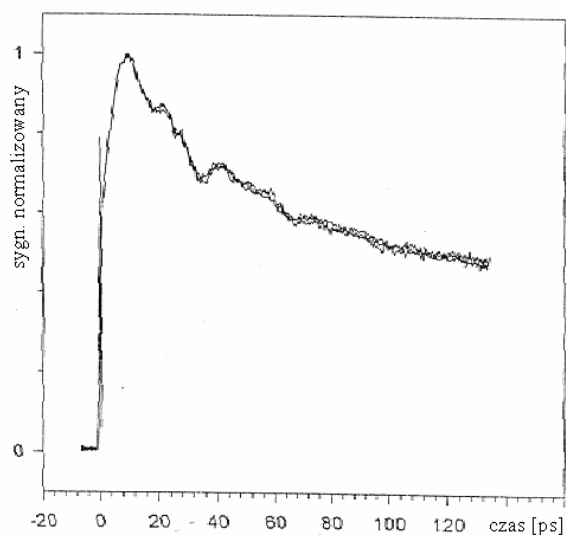
Rys. 4.4. Zależność zmian współczynnika odbicia światła w funkcji czasu opóźnienia wiązki sondującej dla nanowarstw Cu/Co ($60\text{\AA}/40\text{\AA}$) naniesionych na podłoże Al_2O_3 .

Proces ten opisywany jest pierwszym członem zależności (3.7). Termalizacja warstwy metalicznej zależy od kilku procesów zachodzących w materiale i związana jest przede wszystkim z przekazywaniem energii elektronów sieci krystalicznej, a następnie rozpraszaniem energii drgań sieci krystalicznej. W celu określenia mechanizmów rządzących tymi procesami bada się m.in. charakter zależności funkcyjnej opisującej zmiany współczynnika odbicia światła od czasu. Prace dotyczące zjawisk termalizacji nanowarstw wykonywane były m.in. przez B. Bonello i Miklosa (Bonello B. *et al.*, (1996) [30], Miklos A., Loricz A.(1989) [83]. W wielu eksperymentalnie otrzymanych przypadkach oprócz zależności przedstawionej na rys. 4.4, interpretowanej jako termalizacja próbki, można otrzymać inny charakterystyczny przebieg związany z innymi zjawiskami fizycznymi w nanowarstwie, tak jak na rys. 4.5 i 4.6.

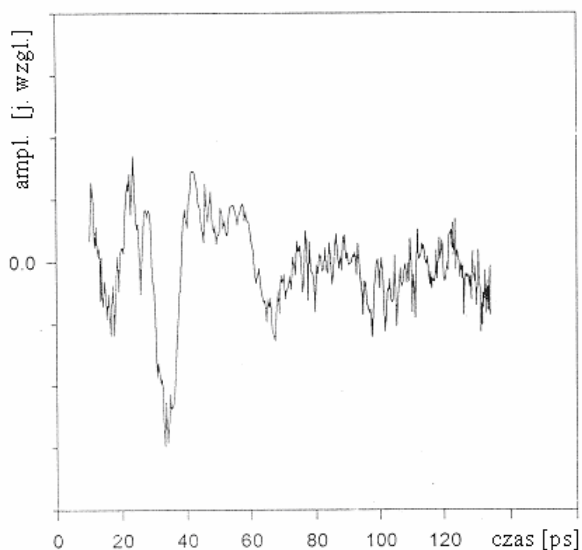


Rys. 4.5. Zależność zmian współczynnika odbicia światła w funkcji czasu opóźnienia impulsu sondującego dla nanowarstw Au/V ($32\text{\AA}/36,5\text{\AA}$) naniesionych na podłoże MgO.

Przebiegi takie można wyraźnie zaobserwować po aproksymacji krzywej regresji uzyskanej w pomiarze zmian współczynnika odbicia, a następnie odjęciu od krzywej zależności eksperymentalnej teoretycznej krzywej aproksymacyjnej. Krzywa aproksymująca była wyznaczana metodą regresji, polegającej na wyznaczeniu takiej krzywej, których suma kwadratów odległości punktów eksperymentalnych i teoretycznych, opisywanych krzywą regresji jest najmniejsza. Pokazana na rys. 4.5 zależność czasowa zmian współczynnika odbicia światła uzyskana została dla 5-krotnej nanowarstwy Au/V z warstwą wierzchnią wanadu. Całkowita grubość nanowarstwy wynosiła 382\AA . Na rys. 4.6 pokazana jest zależność zmian współczynnika odbicia światła dla nanowarstwy Cu/Co o całkowitej grubości 790\AA . Nanowarstwa była naniesiona na podłoże MgO z buforem molibdenu oraz zabezpieczona powierzchniowo warstwą złota o grubości 50\AA . Na rysunku tym nałożono trzy krzywe zależności zmian współczynnika odbicia, zmierzonych na tej samej próbce ale w różnych jej miejscach. Dokładnie powtarzające się przebiegi świadczą zarówno o ustalonych warunkach pomiarowych jak i jednorodności badanych nanowarstw. Powyższa nanowarstwa charakteryzowała się wyjątkowo cienką warstwą kobaltu (8\AA).

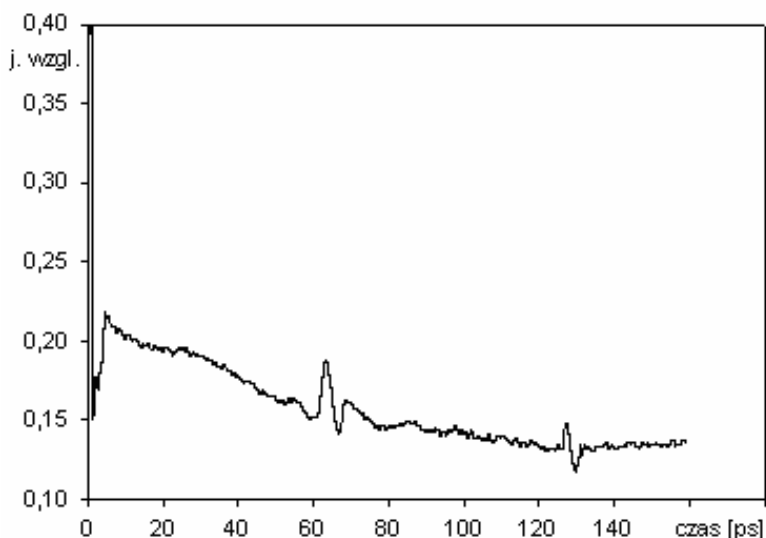


Rys. 4.6. Zależność zmian współczynnika odbicia światła w funkcji czasu opóźnienia impulsu sondującego dla nanowarstw Cu/Co(20Å/8Å) naniesionych na podłożu MgO.



Rys. 4.7. Zależność współczynnika odbicia w funkcji czasu opóźnienia impulsu sondującego otrzymana po uwzględnieniu procesu termalizacji nanowarstw Cu/Co (20Å/8Å).

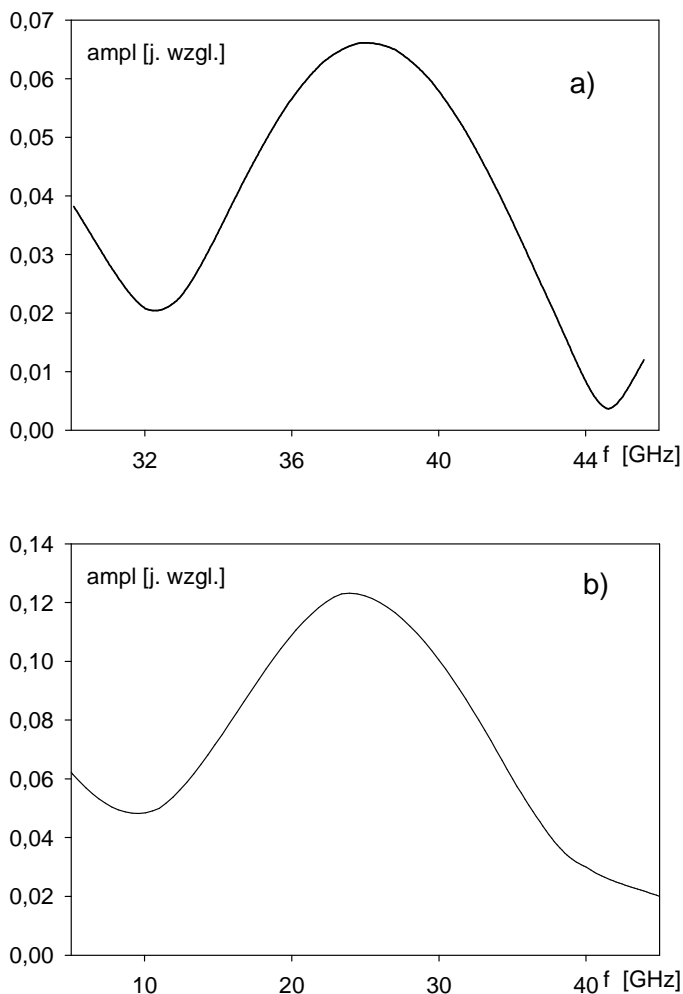
Na rys. 4.7 pokazana jest zależność zmian współczynnika odbicia otrzymana z zależności na rys. 4.6 po odjęciu krzywej regresyjnej. Zależność ta przedstawia dynamiczne zachowanie nanowarstwy opisane drugim wyrazem we wzorze (3.7), związane z propagacją zaburzenia sprężystego w głąb nanostruktury, powstałego na skutek oświetlenia nanostruktury krótkim impulsem laserowym. W przypadku niedopasowania impedancji akustycznej nanowarstwy i podłoża mogą wystąpić odbicia rozchodzącego w nanowarstwie zaburzenia powodując powstanie echa akustycznych. W obu przedstawionych wypadkach obserwowano przebiegi zmian współczynnika odbicia zawierające echa akustyczne od podłoża, znane z klasycznej akustyki. Echa są widoczne dla nanowarstwy Cu/Co (rys. 4.7) i dla nanowarstwy Ag/Fe (rys. 4.8). Na podstawie czasu propagacji i grubości powyższych nanowarstw można obliczyć prędkość fali akustycznej a następnie określić stałe sprężystości.



Rys. 4.8. Zależność zmian współczynnika odbicia światła w funkcji czasu opóźnienia impulsu sondującego dla nanowarstw Ag/Fe ($45\text{\AA}/70\text{\AA}$).

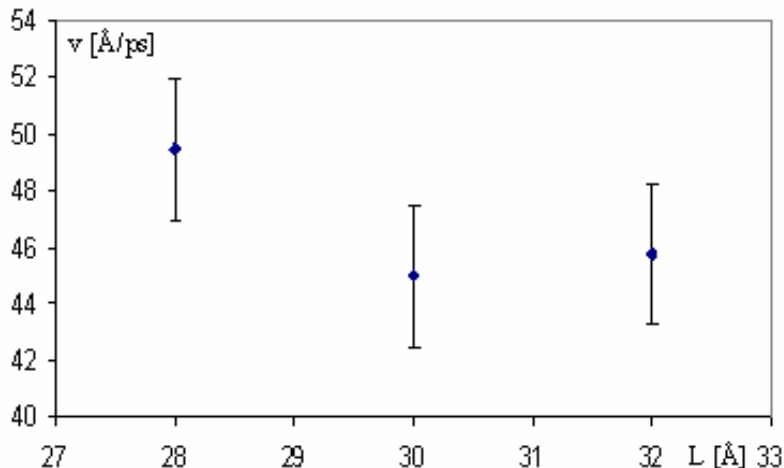
Mogą być także obserwowane akustyczne drgania powierzchniowe typu modu zlokalizowanego, tak jak przedstawiono dla nanowarstw Au/V w następnym podrozdziale. W rezultacie przeprowadzonych pomiarów określono także częstotliwości widma otrzymanych impulsów akustycznych oraz prędkości fali akustycznej podłużnej w badanych nanowarstwach. Na rys. 4.9 pokazano widmo fourierowskie (FFT) sygnału echa akustycznych, uzyskane na podstawie pomiaru zmian współczynnika odbicia światła dla nanowarstw Ag/Fe i Au/V. Widać, że

maksymalna częstotliwość takiego widma leży w przedziale 25-40 GHz. Wynika z tego, że przy pobudzeniu metalicznej nanowarstwy za pomocą krótkiego impulsu laserowego generowana jest fala akustyczna o szerokim widmie z zakresu częstotliwości rzędu dziesiątek gigaherców. Szerokość widma jest określona parametrami impulsu laserowego, np. czasem narastania, jak i parametrami nanowarstwy takimi jak głębokość wnikania światła w nanowarstwę oraz współczynnik dyfuzji termicznej materiałów z których wykonana jest nanostruktura.



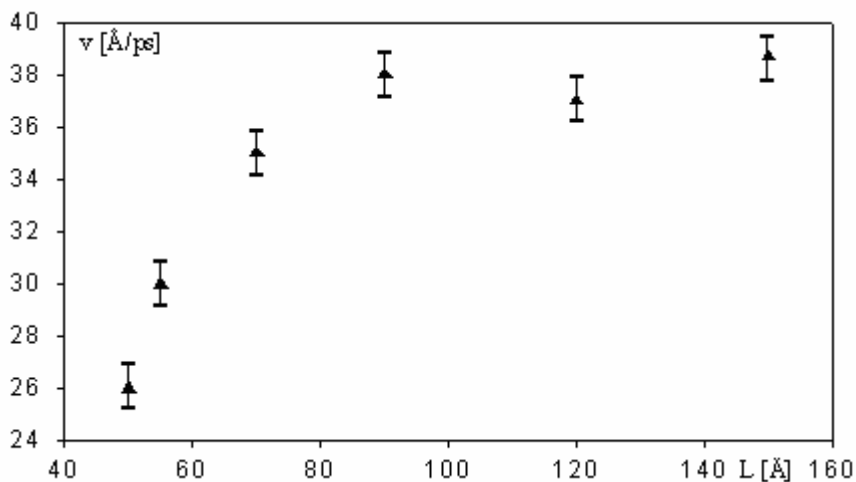
Rys. 4.9. Widmo FFT sygnału echa dla nanowarstw a) pierwszego echa dla Ag/Fe (45Å/70Å) b) trzeciego echa dla Au/V (16Å/21,5Å).

Na rys. 4.9b podane jest widmo sygnału trzeciego echa dla nanostruktury Au/V. Na rys. 4.10 i 4.11 pokazane zostały zależności zmierzonej prędkości fali akustycznej rozchodzącej się prostopadłe do powierzchni warstwy od grubości warstwy

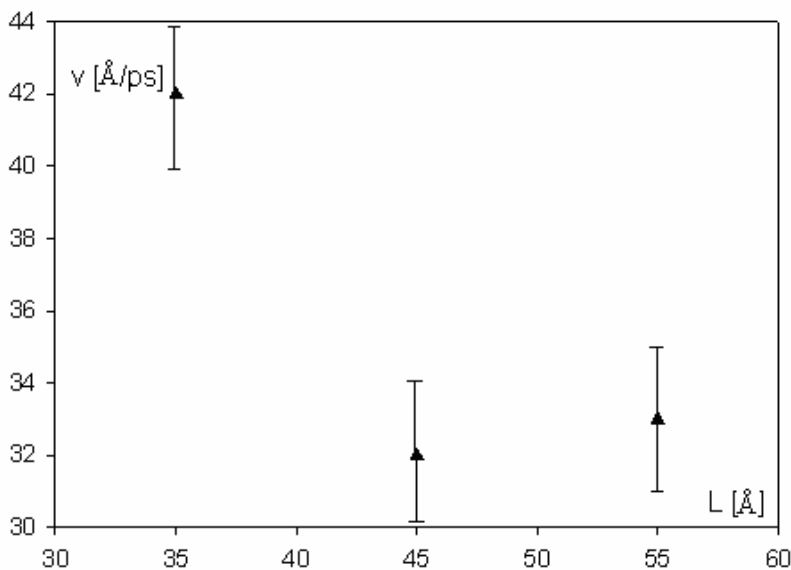


Rys. 4.10. Zależność prędkości fali podłużnej v od grubości warstwy podwójnej L dla nanowarstw Cu/Co.

podwójnej (bilayer) nanowarstw Cu/Co i Ag/Fe. Widać, że w przypadku nanowarstwy Cu/Co przy grubości pojedynczej podwójnej warstwy $L=28\text{\AA}$, obserwuje się nieduży wzrost prędkości podłużnej fali akustycznej.



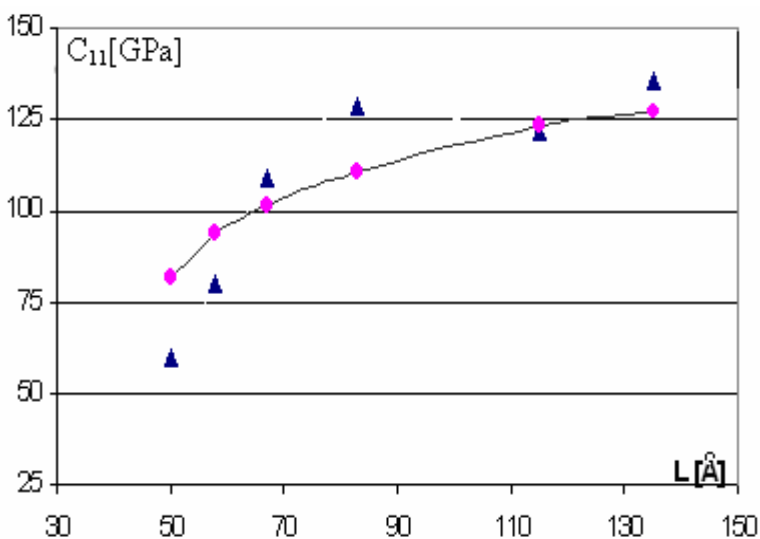
Rys. 4.11. Zależność prędkości fali podłużnej v od grubości warstwy podwójnej L dla nanowarstw Ag/Fe.



Rys. 4.12. Zależność prędkości fali podłużnej v od grubości warstwy podwójnej L dla nanowarstw Gd/Co.

Należy zaznaczyć, że z powodu znacznego poszerzenia ech dla nanowarstwy Cu/Co pomiar czasu dokonany był z małą dokładnością i prędkości zaznaczone na wykresie 4.10 są obarczone dużym błędem. Próby pomiarów prędkości fali akustycznej w tychże nanowarstwach Cu/Co metoda rozpraszania Bruillouina były podjęte przez Błachowicza T. (2003) [26]. Jednakże otrzymane wyniki są niejednoznaczne i nie można dokonać porównania. Dla nanowarstw Ag/Fe obserwowano dość duże zmniejszenie (około 30%) prędkości fali akustycznej dla małych grubości warstw podwójnych co przedstawiono na rys. 4.11. Na rys. 4.12 pokazana jest zależność prędkości fali akustycznej dla trzech nanowarstw Gd/Co. Obserwuje się także efekt znacznego zwiększenia prędkości dla małych grubości warstwy podwójnej. Jest to efekt „softening” lub „hardening” (zwiększania lub zmniejszania się wartości stałych sprężystych), obserwowany w wielu nanowarstwach przy badaniu zjawiska Ramana (Stoner R.J, Maris H.J., (1993) [102], Kueny A., Grimsditch M., (1982) [76], Bell A., Zahoni R.J., (1987) [23], Fartash A., Fullerton E.E., (1991) [51], Khan M. R., *et al.* (1983) [67], Dutcher J.R., *et al.* (1990) [48]). Efekt ten obserwował także w nanowarstwach Cu/W Perrin *et al.* (1996) [90]. Do opisu otrzymanej eksperymentalnie zależności zmian prędkości od wartości L nanowarstw Ag/Fe zastosowano model Grimsditch (Grimsditch M., (1985) [55]). W modelu tym wprowadza się dodatkową warstwę pośrednią z stałą

sprężystości c_{11}^{int} i grubości d^{int} (Aleksiejuk M., Rejmund F., (2007) [13]). Wprowadzenie takiej warstwy powoduje, że nanostruktura jest opisywana współczynnikiem efektywnym c_{11}^{eff} , zależnym od stałych sprężystości składowych materiałów nanostruktury, współczynnika c_{11}^{eff} oraz ich grubości. Stała sprężystości c_{11}^{int} i grubości d^{int} warstwy pośredniej są stosowane jako parametry dopasowujące. Na rys. 4.13 pokazano wartości stałej sprężystości uzyskane eksperymentalnie (trójkąci) oraz krzywej dopasowującej uzyskanej z modelu Grimsditcha. Jako parametry dopasowujące dla warstwy pośredniej zastosowano: $d^{int} = 5\text{\AA}$ i $c_{11}^{int} = 30\text{GPa}$.



Rys. 4.13. Zależność stałej sprężystej c_{11} od L dla nanowarstwy Au/Fe wyznaczonej eksperymentalnie i obliczonej przy zastosowaniu modelu Grimsditcha.

Istnieją dwie interpretacje takiego zachowania stałych sprężystych dla nanowarstw: elektronowa i strukturalna. Teoria pierwsza wiąże to zjawisko z anomalią zmian w powierzchni Fermiego spowodowaną dodatkową wymuszoną periodycznością przez strukturę nanowarstwy (periodyczność z okresem grubości warstwy podwójnej) (Fuellerton E.E., *et al.* (1993) [54], Wu T.B., (1982) [111], Pickett W.E., (1982) [91]). Teoria druga interpretuje anomalie sprężyste poprzez zmianę właściwości interfejsów międzywarstwowych (Cammarata R.C., (1986) [38], Jankowski A.F., (1988) [62], Wolf D., Lutsko J. F., (1988) [109], Jaszczak J.A., Wolf D. (1991) [63]). W szczególności w przypadku nanowarstwy z Fe zmianę współczynników sprężystości przemianie struktury α -Fe na β -Fe (Magnan H., *et al.*, (1991) [80]).

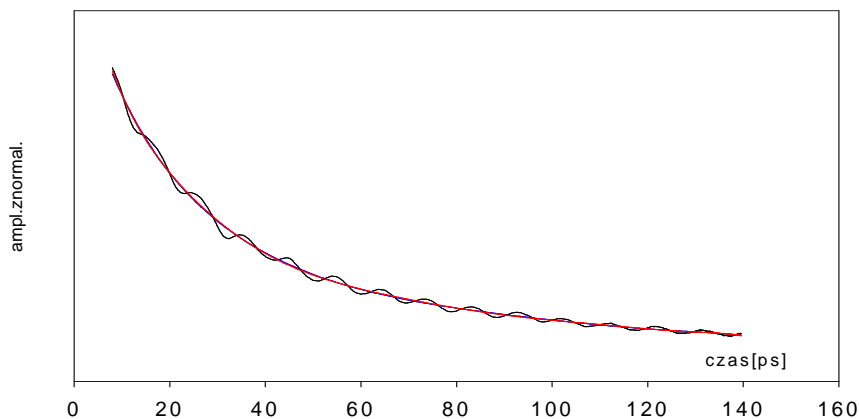
4.2.2. Nanowarstwy Au/V

W przypadku nanowarstw Au/V, których parametry podano w tabeli 4.2, otrzymano zależności zmian współczynnika odbicia światła przedstawione zostały na rysunkach poniżej. Należy zaznaczyć, że we wszystkich przedstawionych niżej nanostrukturach warstwą górną była warstwa wanadu.

Tabela 4.2. Parametry badanych nanowarstw Au/V

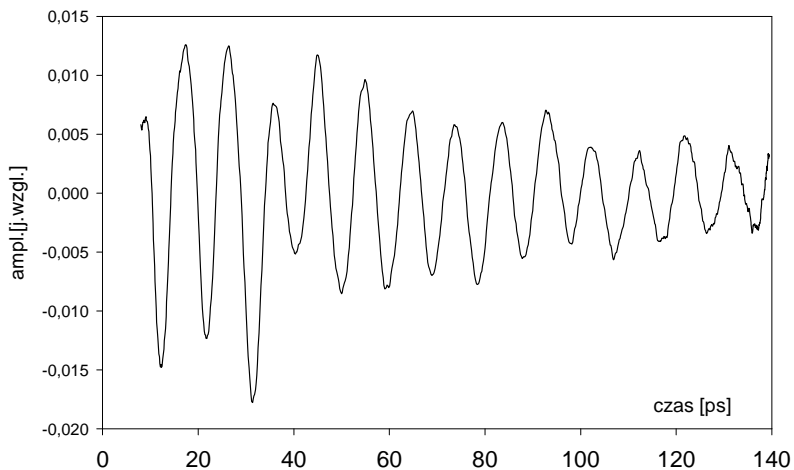
Au/V					
n	10	5	5	4	4
a [Å]	16	32	48	80	96
b [Å]	21,5	36,5	54,5	91	109
całk. grub. [Å]	395	382	548	738	929

Na rys. 4.14 pokazana jest zmierzona zależność zmian współczynnika odbicia światła dla nanowarstwy Au/V (96Å/109Å) naniesionej na podłożu MgO.

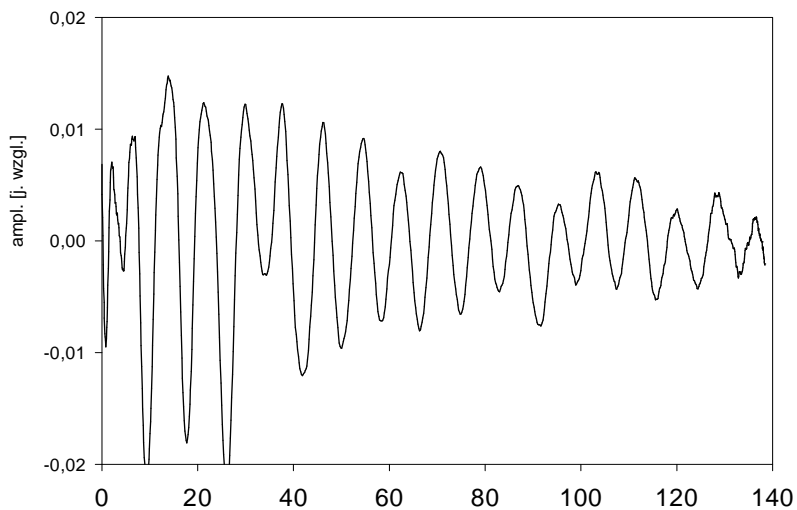


Rys. 4.14. Zależność współczynnika odbicia światła w funkcji czasu opóźnienia impulsu sondującego dla nanowarstw Au/V (96Å/109Å).

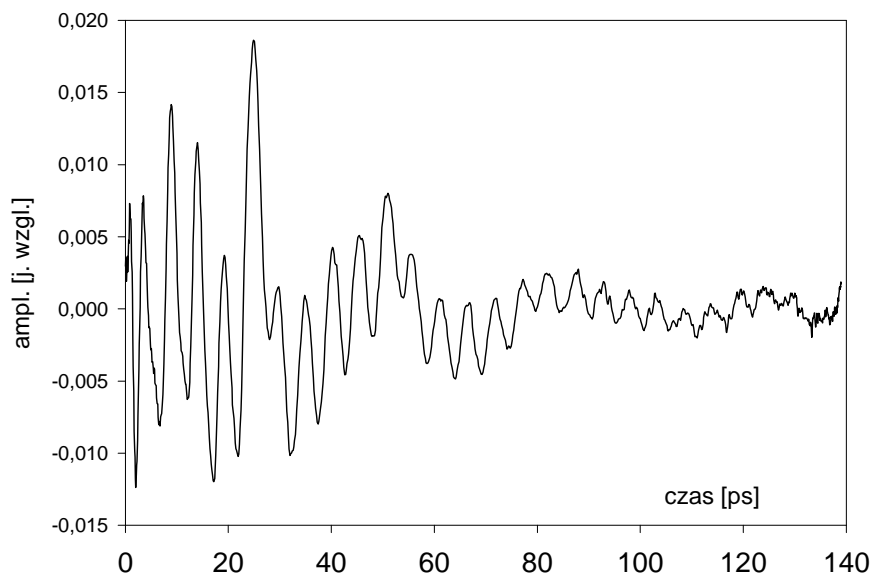
Na rysunku tym dodatkowo poprowadzona została opadająca krzywa aproksymująca opisująca proces termalizacji warstwy wierzchniej, związany z dyssypacją energii termicznej warstwy ogrzanej poprzez laserowy impuls pobudzający. Krzywa przedstawiająca przebieg zmian współczynnika odbicia światła charakteryzuje się wysokoczęstotliwościowymi drganiami o zanikającej amplitudzie.



Rys. 4.15. Zależność współczynnika odbicia światła w funkcji czasu opóźnienia impulsu sondującego po uwzględnieniu termalizacji dla nanowarstw Au/V (96Å/109Å).

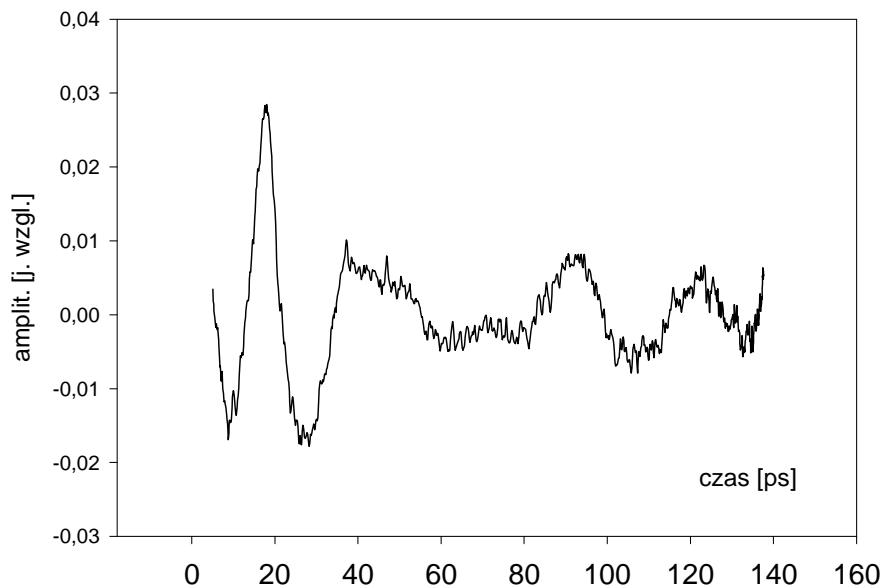


Rys. 4.16. Zależność współczynnika odbicia światła w funkcji czasu opóźnienia impulsu sondującego po uwzględnieniu termalizacji dla nanowarstw Au/V (80Å/91Å).



Rys. 4.17. Zależność współczynnika odbicia światła w funkcji czasu opóźnienia impulsu sondującego po uwzględnieniu termalizacji dla nanowarstw Au/V ($48\text{\AA}/54,5\text{\AA}$).

Podobne drgania, obserwowane dla nanowarstw Au/V o innych parametrach pokazane są na rys. 4.15 i 4.16. Mają one zbliżony charakter ale ich częstotliwość wzrasta w miarę zmniejszania się grubości podwójnej warstwy nanostruktury. Należy zauważyć, że drgania występowały jedynie w nanowarstwach do pewnej granicznej grubości warstwy podwójnej wynoszącej 80\AA . W nanowarstwach Au/V o grubości warstwy podwójnej poniżej tej wartości drgania nie były obserwowane. Obserwowano natomiast sygnały typu echa (rys. 4.18 i 4.5). Sygnał typu echa jest także widoczny na rys. 4.16 dla nanowarstwy Au/V, dla której obserwowano drgania. W oparciu o uzyskane z przebiegów czasy, wyznaczone zostały prędkości fali akustycznej podłużnej dla badanych nanowarstw Au/V.



Rys. 4.18. Zależność współczynnika odbicia światła w funkcji czasu opóźnienia impulsu sondującego po uwzględnieniu termalizacji dla nanowarstwy Au/V (16Å /21,5Å).

Tabela 4.3. Prędkości akustycznej fali podłużnej v propagującej w nanowarstwach Au/V w zależności do grubości L

L [Å]	37,5	68,5	102,5
v [Å/ps]	31	38	36

Dokonano także wyznaczenia częstotliwości obserwowanych drgań. Częstotliwość wyznaczano poprzez dopasowanie przebiegu teoretycznego w postaci tłumionych drgań o określonej częstotliwości do przebiegu zmian współczynnika odbicia światła uzyskanego eksperymentalnie. Stosowano funkcję w postaci:

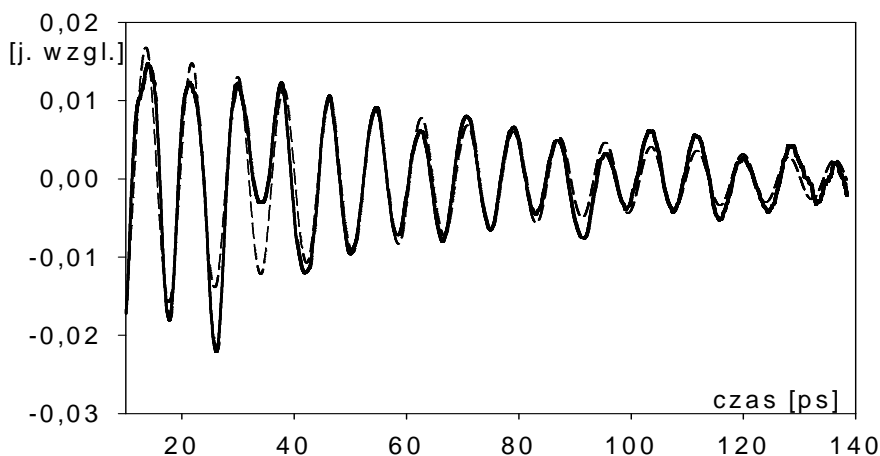
$$f(t) = a \exp(-t/d) \sin(2\pi t/b) + c \quad (4.1)$$

Po zastosowaniu metody regresji otrzymano najlepsze dopasowanie przy częstotliwości $f=122,3$ GHz. Stałe funkcji dopasowującej $f(x)$ i błędy standardowe wyznaczenia tych stałych podane są w tabeli 4.4, natomiast graficzny przebieg funkcji $f(x)$ dla nanowarstwy Au/V (80Å /91Å) pokazany jest na rys.4.19.

Tabela 4.4. Parametry dopasowania przebiegu teoretycznego do krzywej eksperymentalnej.

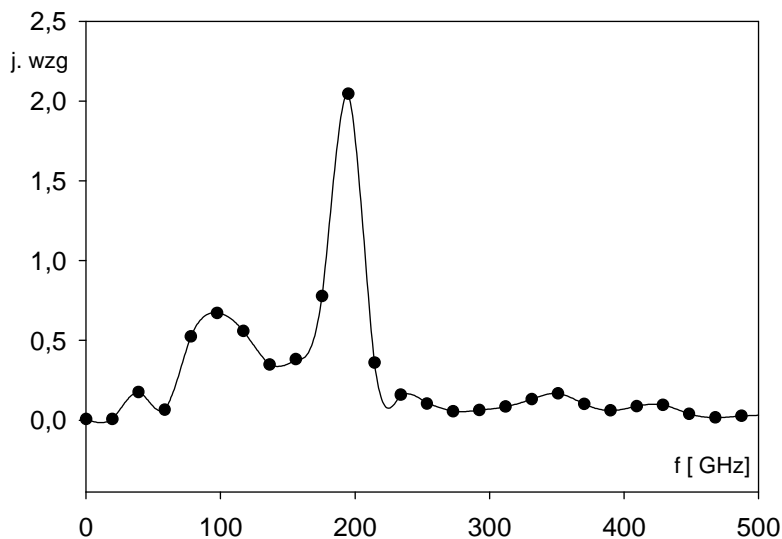
współcz.	wart.	odch. std.
a	0,0208	0,0004
b	8,1745	0,0045
c	3,7306	0,0199
d	63,7903	1,6534

Częstotliwość drgań obserwowana na czasowych zależnościach współczynnika odbicia światła została także wyznaczana za pomocą analizy fourierowskiej (FFT).



Rys. 4.19. Przebieg zmian współczynnika odbicia światła od czasu dla nanowarstw Au/V (80Å/91Å): 1. wyznaczony eksperymentalnie - linia ciągła, 2. teoretycznie według zależności (4.1) - linia przerywana.

Taka przykładowa widmowa zależność dla nanowarstwy Au/V (96Å/109Å) jest przedstawiona na rys. 4.20. Widoczne są dwa maksima częstotliwości, których wartości wynoszą 100 GHz i 200 GHz. Częstotliwość wyznaczona dla tej nanowarstwy w sposób graficzny metodą regresyjną, tak jak pokazano powyżej, dla nanowarstwy Au/V (80Å/91Å) wynosiła 104 GHz. Obie metody wyznaczania częstotliwości drgań zostały zastosowane dla mierzonych nanowarstw Au/V (Aleksiejuk M., Rejmund F., (2006) [14]).



Rys. 4.20. Analiza fourierowska zmian współczynnika odbicia światła dla nanowarstwy Au/V ($96\text{\AA}/109\text{\AA}$) z rys. 4.14.

W tabeli 4.5 podane zostały wartości dwóch częstotliwości, przy czym jako pierwsza została przedstawiona wartość częstotliwości wyznaczoną metodą regresji (jest ona wyznaczona dokładniej w porównaniu z metodą fourierowską).

Tabela 4.5. Zmierzone częstotliwości drgań określone z pomiarów regresyjnych i przez analizę fourierowską przebiegów czasowych zmian współczynnika odbicia światła

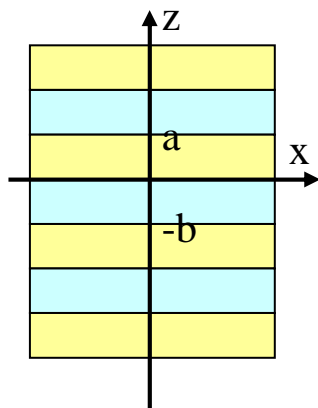
Grubość warstwy podwójnej	Częstotliwość	
	$102,5\text{\AA}$	190 GHz
171\AA	122 GHz	237 GHz
205\AA	104 GHz	200 GHz

Dla nanowarstwy Au/V ($48\text{\AA}/54,5\text{\AA}$) nie obserwowano drugiej (wyższej) częstotliwości. Przyczyną może być to, że obserwowany sygnał dla tej nanowarstwy zawiera dość mocną składową o mniejszej częstotliwości związaną z echemi akustycznymi, powstałymi przy odbiciu od granicy nanowarstwa-podłoże.

5. Teoria propagacji fal akustycznych w dwuwarstwowych strukturach periodycznych

5.1. Model Rytowa

Do opisu propagacji fali akustycznej w wielokrotnej strukturze dwuwarstwowej użyty został model M. Rytowa (Rytov M., (1956)[96]). W modelu tym zakłada się, że podstawowa jednostka tej struktury składa się z dwóch różnych materiałów. Obie warstwy są jednorodne i izotropowe, zaś struktura jako całość, w przypadku dostatecznie cienkich warstw, zachowuje się jako jednorodna ale anizotropowa. Ze względu na właściwości sprężyste taka struktura jest równoważna kryształowi o symetrii heksagonalnej, charakteryzując się pięcioma stałymi sprężystości (Rytov M.,(1956)[96]). Dla struktury takiej w przypadku opisu jej własności elektromagnetycznych (znajdowanie efektywnych ϵ i μ) wystarcza uwzględnienie propagacji fal w kierunkach prostopadłym i równoległym do warstw, przy czym w tym ostatnim przypadku przy dwóch polaryzacjach fali, wektor elektryczny równoległy lub prostopadły do powierzchni warstwy. Natomiast dla przypadku właściwości sprężystych należy rozpatrywać oprócz analogicznych trzech fal poprzecznych także dwie fale podłużne. Rytov w swojej pracy, wychodząc z wyrażień na energię swobodną kryształu o symetrii heksagonalnej wykazał, że znając parametry propagacji fal w dwóch wspomnianych kierunkach, dla



Rys. 5.1. Położenie osi współrzędnych stosowane w modelu teoretycznym propagacji fali akustycznej w nieskończonej strukturze periodycznej.

struktury można wyznaczyć cztery z pięciu stałych sprężystych (Rytov M., (1956) [96]). Należy także zaznaczyć, że każdy z materiałów składowych struktury opisywany jest tylko przez dwie stałe sprężyste.

M. Rytov także, w oparciu o równania falowe z okresowymi współczynnikami, jako pierwszy podał zależność dyspersyjną dla fal akustycznych w opisywanej strukturze warstwowej.

Poniżej podane zostały główne elementy rozważań Rytova, prowadzące do otrzymania równania dyspersyjnego dla struktury warstwowej. Na rysunku 5.1 przedstawiano układ współrzędnych stosowany w opisywanym modelu. Wychodzi się z równań falowych dla przemieszczenia \mathbf{u} , rozłożonego na składowe bezźródłową \mathbf{w} i bezwirową \mathbf{s} :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial t^2} = v_1^2 \text{grad div } \mathbf{w} = 0 & \quad \text{rot } \mathbf{w} = 0 \\ \frac{\partial^2 \mathbf{s}}{\partial t^2} = v_t^2 \text{rot rot } \mathbf{s} = 0 & \quad \text{div } \mathbf{s} = 0 \end{aligned} \right\}, \quad (5.1)$$

gdzie: v_1 i v_t są prędkościami podłużną i poprzeczną fali akustycznej.

Rozpatrując rozwiązania dla płaszczyzny zx i zakładając ich harmoniczne rozwiązania, otrzymujemy następujące uproszczone równania falowe:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + k_l^2 w = 0 & \quad \frac{\partial w_z}{\partial x} = \frac{\partial w_x}{\partial z} \\ \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} + k_t^2 s = 0 & \quad \frac{\partial s_z}{\partial x} = \frac{\partial s_x}{\partial z} \end{aligned} \right\}, \quad (5.2)$$

gdzie: $k_l = \omega/v_1$ jest liczbą falową dla fali podłużnej i $k_t = \omega/v_t$ jest liczbą falową dla fali poprzecznej.

Ogólne rozwiązanie równania (5.2) dla warstwy leżącej w zakresie z od 0 do a ma postać:

$$\left. \begin{aligned} w_{xa} = P_a(z)e^{-ikx} & \quad w_{za} = \frac{1}{ik} \frac{dP_a(z)}{dz} e^{-ikx} \\ s_{xa} = \frac{1}{ik} \frac{dQ_a(z)}{dz} e^{-ikx} & \quad s_{za} = Q_a(z)e^{-ikx} \end{aligned} \right\}, \quad (5.3)$$

gdzie k jest liczbą falową efektywną, taką samą dla całej struktury warstwowej i $P_a(z)$ i Q_a są następującymi funkcjami: k , grubości a i liczb falowych k_{1a} i k_{2a} w tej warstwie:

$$P_{a(z)} = C_{1a} \cos[\sqrt{k_{1a}^2 - k^2} (z - a/2)] + C_{2a} \sin[\sqrt{k_{1a}^2 - k^2} (z - a/2)], \quad (5.4)$$

$$Q_{a(z)} = C_{3a} \cos[\sqrt{k_{2a}^2 - k^2} (z - a/2)] + C_{4a} \sin[\sqrt{k_{2a}^2 - k^2} (z - a/2)]. \quad (5.5)$$

Liczba falowa efektywna k reprezentuje całą strukturę warstwową. Podobnie rozwiązania dla warstwy leżącej poniżej a , w zakresie od 0 do $-b$, są równe:

$$\left. \begin{aligned} w_{xb} &= P_b(z) e^{-ikx} & w_{zb} &= \frac{1}{ik} \frac{dP_b(z)}{dz} e^{-ikx} \\ s_{xb} &= \frac{1}{ik} \frac{dQ_b(z)}{dz} e^{-ikx} & s_{zb} &= Q_b(z) e^{-ikx} \end{aligned} \right\}, \quad (5.6)$$

z wyrażeniami dla $P_b(z)$ i $Q_b(z)$.

$$P_{b(z)} = C_{1b} \cos[\sqrt{k_{1b}^2 - k^2} (z + b/2)] + C_{2b} \sin[\sqrt{k_{1b}^2 - k^2} (z + b/2)], \quad (5.7)$$

$$Q_{b(z)} = C_{3b} \cos[\sqrt{k_{2b}^2 - k^2} (z + b/2)] + C_{4b} \sin[\sqrt{k_{2b}^2 - k^2} (z + b/2)]. \quad (5.8)$$

Rozwiązania podane powyżej umożliwiają obliczenie tensorów naprężeń i odkształceń. Następnie, przy szukaniu rozwiązań przyjmujemy warunki brzegowe na ciągłość przemieszczeń i naprężeń między warstwami oraz warunki periodyczności dla struktury warstwowej. Ograniczając zaś rozwiązanie do fali podłużnej propagującej się prostopadle do powierzchni struktury, zachodzi zerowanie się następujących stałych C_{2a} , C_{3a} , C_{2b} , C_{3b} . W przypadku fali poprzecznej równe zero są współczynniki C_{1a} , C_{1b} , C_{4a} , C_{4b} . Warunki ciągłości na powierzchni między warstwami dla $z = 0$ są następujące:

$$\left. \begin{aligned} u_{x(a)}(0) &= u_{x(b)}(0) & u_{z(a)}(0) &= u_{z(b)}(0) \\ T_{xz(a)}(0) &= T_{xz(b)}(0) & T_{zz(a)}(0) &= T_{zz(b)}(0) \end{aligned} \right\}. \quad (5.9)$$

Odpowiednie warunki periodyczności dla $z = a$ i $z = -b$ są następujące:

$$\left. \begin{aligned} u_{x(a)}(0) &= u_{x(b)}(-b) & u_{z(a)}(0) &= u_{z(b)}(-b) \\ T_{xz(a)}(0) &= T_{xz(b)}(-b) & T_{zz(a)}(0) &= T_{zz(b)}(-b) \end{aligned} \right\}, \quad (5.10)$$

gdzie w obu przypadkach 5.9 i 5.10 tensory odkształcenia T_{ij} ($i, j = x$ lub z) mogą być obliczone przez zastosowanie stałych Lamego. Użyto następujących definicji dla naprężenia i odkształcenia:

$$T_{ij} = \lambda S_{ik} \delta_{jk} + 2\mu S_{ij}, \quad (5.11)$$

$$S_{ij} = 1/2 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.12)$$

odpowiednio, gdzie δ_{jk} jest deltą Kroneckera. Warunkiem rozwiązalności powyższych równań jest równość zera wyznacznika macierzy, który określa zależność dyspersyjną, tj. zależność pomiędzy częstotliwością a wektorem falowym k dla całej struktury. Zależność dyspersyjna wyprowadzona w ten sposób może być zapisana następująco:

$$\begin{aligned} & 4(\mu_a - \mu_b) X_a X_b + \omega^2 \rho_a \left[\frac{\omega^2 \rho_a}{k^2} - 4(\mu_a - \mu_b) \right] X_b \tan \left(\frac{(\sqrt{k_{ta}^2 - k^2})a}{2} \right) \\ & + \omega^2 \rho_b \left[\frac{\omega^2 \rho_b}{k^2} - 4(\mu_a - \mu_b) \right] X_b \tan \left(\frac{(\sqrt{k_{tb}^2 - k^2})b}{2} \right) \\ & - \frac{\omega^4 \rho_a \rho_b}{k^2} \left(Y_a \tan \left(\frac{(\sqrt{k_{tb}^2 - k^2})b}{2} \right) + Y_b \tan \left(\frac{(\sqrt{k_{ta}^2 - k^2})a}{2} \right) \right) = 0. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Wyrażenia dla X_a , X_b , Y_a , Y_b odnoszą się odpowiednio do warstwy a oraz b i są przedstawione poniżej.

$$X_a = k^2 \tan \left(\frac{(\sqrt{k_{ta}^2 - k^2})a}{2} \right) + \sqrt{k_{la}^2 - k^2} \sqrt{k_{ta}^2 - k^2} \tan \left(\frac{(\sqrt{k_{la}^2 - k^2})a}{2} \right),$$

$$\begin{aligned}
 X_b &= k^2 \tan\left(\frac{(\sqrt{k_{ib}^2 - k^2})b}{2}\right) + \sqrt{k_{ib}^2 - k^2} \sqrt{k_{ib}^2 - k^2} \tan\left(\frac{(\sqrt{k_{ib}^2 - k^2})b}{2}\right), \quad (5.14) \\
 Y_a &= k^2 \tan\left(\frac{(\sqrt{k_{ia}^2 - k^2})a}{2}\right) + \sqrt{k_{ib}^2 - k^2} \sqrt{k_{ia}^2 - k^2} \tan\left(\frac{(\sqrt{k_{ib}^2 - k^2})b}{2}\right), \\
 Y_b &= k^2 \tan\left(\frac{(\sqrt{k_{ib}^2 - k^2})b}{2}\right) + \sqrt{k_{ia}^2 - k^2} \sqrt{k_{ib}^2 - k^2} \tan\left(\frac{(\sqrt{k_{ia}^2 - k^2})a}{2}\right).
 \end{aligned}$$

Końcowa zależność dyspersyjna otrzymana przez Rytova jest następująca:

$$\cos(kl) = \cos\left(\omega \frac{a}{v_{la}}\right) \cos\left(\omega \frac{b}{v_{lb}}\right) - 1/2 \left(\frac{\rho' v_{lb}}{\rho v_{la}} + \frac{\rho v_{la}}{\rho' v_{lb}} \right) \sin\left(\omega \frac{a}{v_{la}}\right) \sin\left(\omega \frac{b}{v_{lb}}\right). \quad (5.15)$$

Zależność powyższa wykazuje duże podobieństwo do znanej zależności Kroniga – Penny w teorii ciała stałego, opisującej zależność dyspersyjną dla elektronów w potencjale z prostokątnymi studniami (Kronig R. L., Penny W.G., (1930)[75], Harrison W.A., (1976)[58]), będącej podstawą elektronowej teorii pasmowej ciała stałego. Przyjmuje ona wówczas postać następującą:

$$\cos(qd) = \cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) + 1/2 \left(\frac{k_1}{k_2} + \frac{k_2}{k_1} \right) \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2). \quad (5.16)$$

W obu zależnościach fizyczne implikacje wynikają z drugiej części wyrażeń, które są odpowiedzialne za wystąpienie nowej jakości w opisie fizycznym zjawisk, a mianowicie struktury pasmowej.

Zależność (5.15) można zapisać poprzez przekształcenia trygonometryczne w innej postaci:

$$\cos(kl) = \cos\left[\omega \left(\frac{a}{v_{la}} + \frac{b}{v_{lb}}\right)\right] - \frac{\varepsilon^2}{2} \sin\left(\omega \frac{a}{v_{la}}\right) \sin\left(\omega \frac{b}{v_{lb}}\right), \quad (5.17)$$

gdzie:

$$\varepsilon = \frac{\rho v_{la} - \rho' v_{lb}}{(\rho v_{la} \rho' v_{lb})^{1/2}}. \quad (5.18)$$

W oparciu o tę zależność kilku autorów próbowało wyprowadzić analityczne wyrażenie na wielkość przerwy (Santos P.V. i Levy L., (1987) [97], Juserand B. i Cardana M., (1989) [64], Basseras P., *et al.*, (1995) [22]). Otrzymane zależności analityczne udawało się uzyskać jedynie przy małym ε . Parametr ten opisuje różnicę impedancji dwóch składowych warstwy. Współczynnik ε dla układów stosowanych nanowarstw półprzewodnikowych (grupy III-V i II-VI) był mały. Typowym przykładem tego typu nanowarstw były struktury GaAs/AlAs i otrzymywano dla nich: $\varepsilon = 7 \cdot 10^{-2}$.

Uproszczona zależność dyspersyjna była następująca:

$$\omega = v_{ef} \left(q + \frac{2\pi n}{L} \right), \quad n = 0, 1 \dots \infty, \quad 0 \leq q < \frac{\pi}{L}, \quad (5.19)$$

gdzie:

$$v_{ef} = L \left(\frac{a}{v_a} + \frac{b}{v_b} \right).$$

Basseras (Basseras P., *et al.*, (1995) [22]) jako jeden z pierwszych otrzymał uproszczoną zależność dyspersyjną i wzory na wielkość przerwy energetycznej, stosując rozwinięcie względem $\omega - \Omega$ i ograniczając się do wyrazów kwadratowych w rozwinięciu obu stron równości (5.15).

Otrzymane zależności są następujące:

$$\Delta\omega_n \cong \varepsilon \frac{v_{ef}}{L} \sin \left(\frac{n\pi}{2} \frac{(a/v_a - b/v_b)}{(a/v_a + b/v_b)} \right) \quad \text{dla } n = 2, 4, 6 \dots \quad (5.20)$$

$$\Delta\omega_n \cong \varepsilon \frac{v_{ef}}{L} \cos \left(\frac{n\pi}{2} \frac{(a/v_a - b/v_b)}{(a/v_a + b/v_b)} \right) \quad \text{dla } n = 1, 3, 5 \dots \quad (5.21)$$

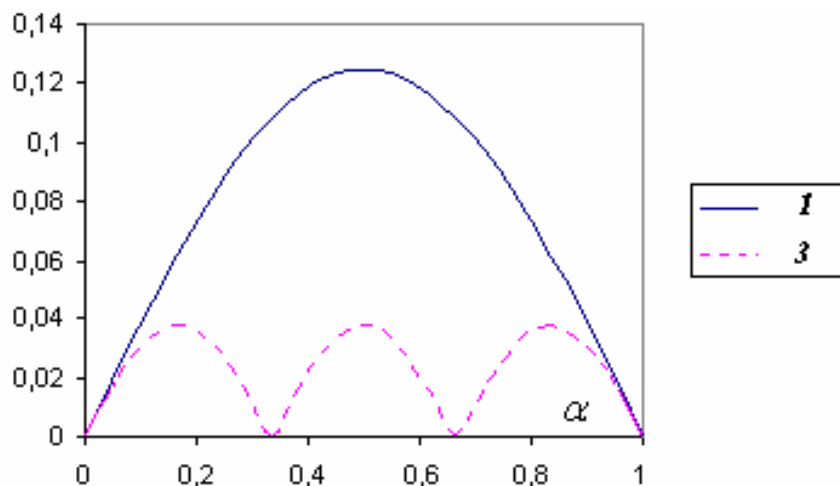
Z kolei Santos P.V., (1987) [97] otrzymał zależności wielkości przerwy energetycznej w funkcji parametru α , opisującego stosunek grubości pierwszej warstwy składowej do sumarycznej grubości warstwy podwójnej:

$$\Delta\omega_n \cong \varepsilon \frac{v_{ef}}{L} \sin \left(\frac{n\pi}{2} \frac{(1-\alpha)v_b - \alpha v_a}{(1-\alpha)v_a + \alpha v_b} \right), \quad (5.22)$$

gdzie:

$$\alpha = v_b / (v_a + v_b) .$$

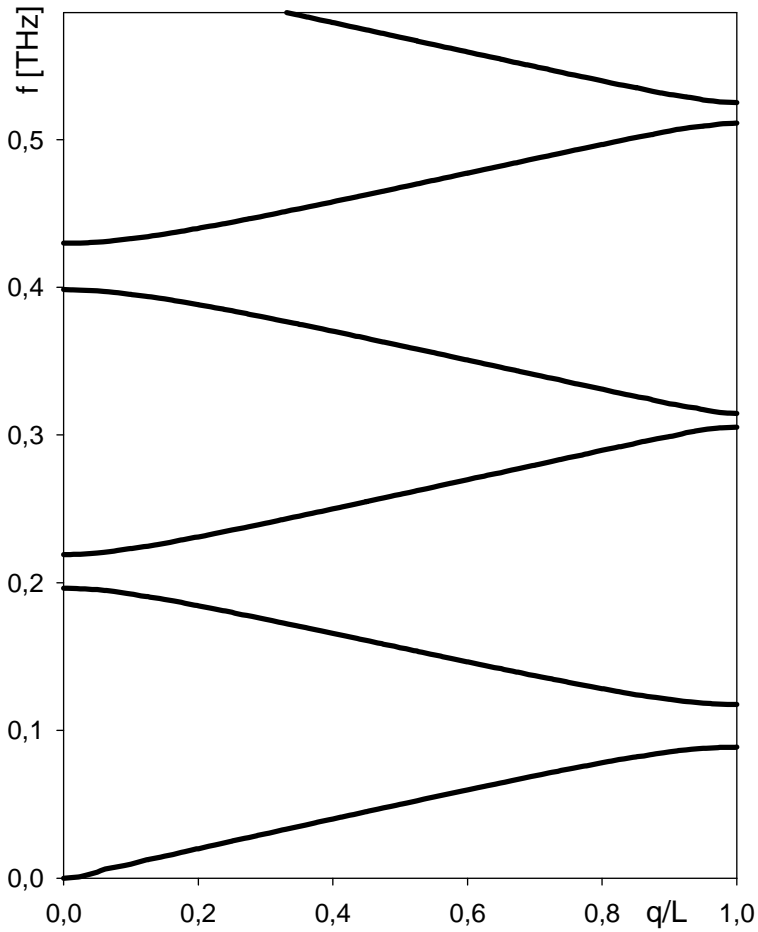
Przykładowa zależność dla struktury warstwowej GaAs/AlAs, dla pierwszej i trzeciej przerwy jest podana na rys. 5.2.



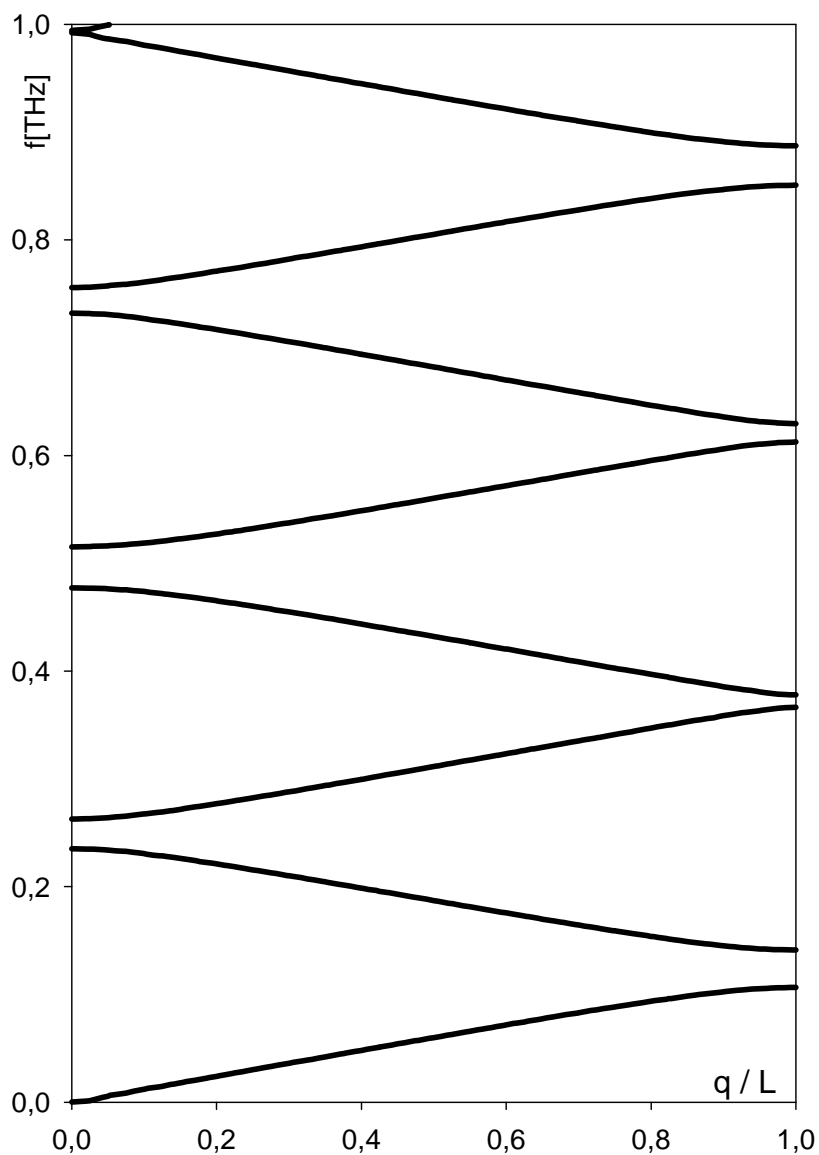
Rys. 5. 2. Teoretyczna zależność przerw akustycznych pierwszej i trzeciej jako funkcji parametru α , dla struktury warstwowej GaAs/AlAs otrzymanej przez Santosa (1987) [97].

5.2. Zależności dyspersyjne i przerwy częstotliwości dla nanostruktur Au/V

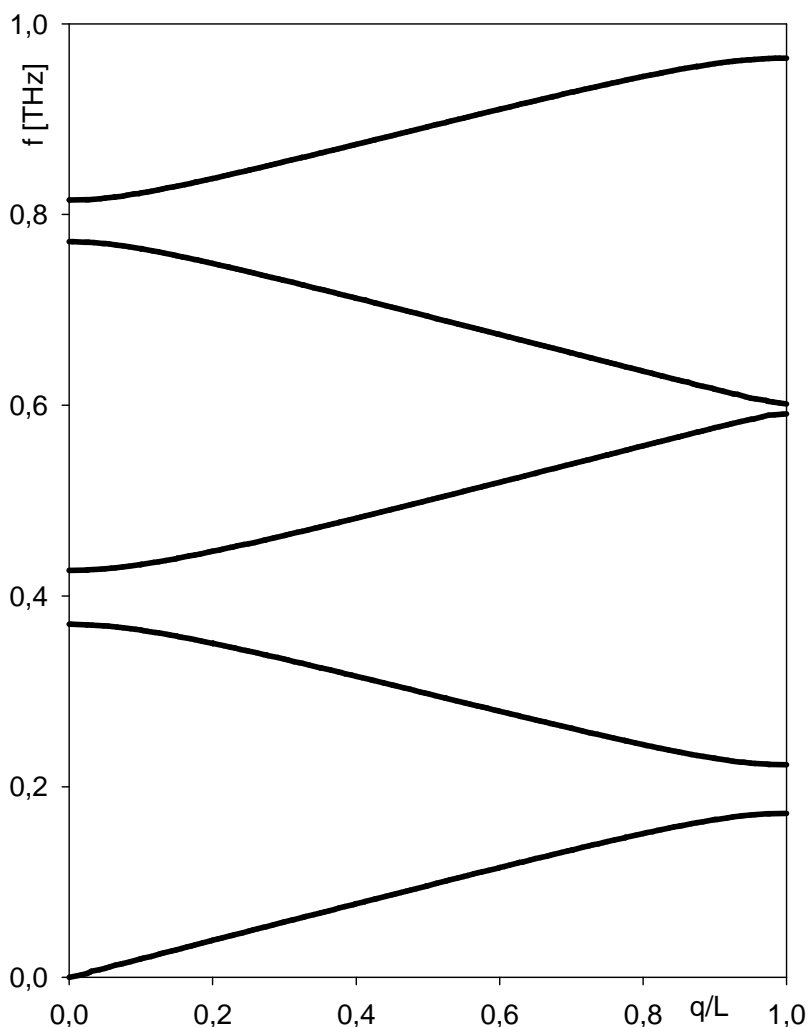
W przypadku gdy warunek $\epsilon \ll 1$ nie jest spełniony, należy korzystać z zależności Rytowa. Ze względu na uwikłaną zależność ω i q , krzywą dyspersyjną można wyznaczyć jedynie numerycznie. Na rys. 5.3 – 5.5 zostały zaprezentowane takie zależności dla nanowarstw Au/V. Przy obliczeniach stosowano wartości stałych materiałowych: $\rho_1=19,32 \text{ g/cm}^3$ $c_1=3154,9 \text{ m/s}$ oraz $\rho_2=6,11 \text{ g/cm}^3$ $c_2=6108,7 \text{ m/s}$ odpowiednio dla Au i V (Chang Y. A., Kimmel J.A., (1966) [40], Landolt-Bornstein, (1971) [78]). Jako c użyto prędkości fali podłużnej. Częstotliwości są podane w THz ($f=\omega/2\pi$). Jako a i b przyjęto grubości warstw, z uwzględnieniem przeskalowania wynikającego z pomiarów reflektometrycznych.



Rys. 5.3. Zależność dyspersyjna dla akustycznej fali podłużnej propagującej się w kierunku prostopadłym do powierzchni warstwy dla struktury Au/V (96Å/109Å).



Rys. 5.4. Zależność dyspersyjna dla akustycznej fali podłużnej propagującej się w kierunku prostopadłym do powierzchni warstwy dla struktury Au/V (80Å/91Å).

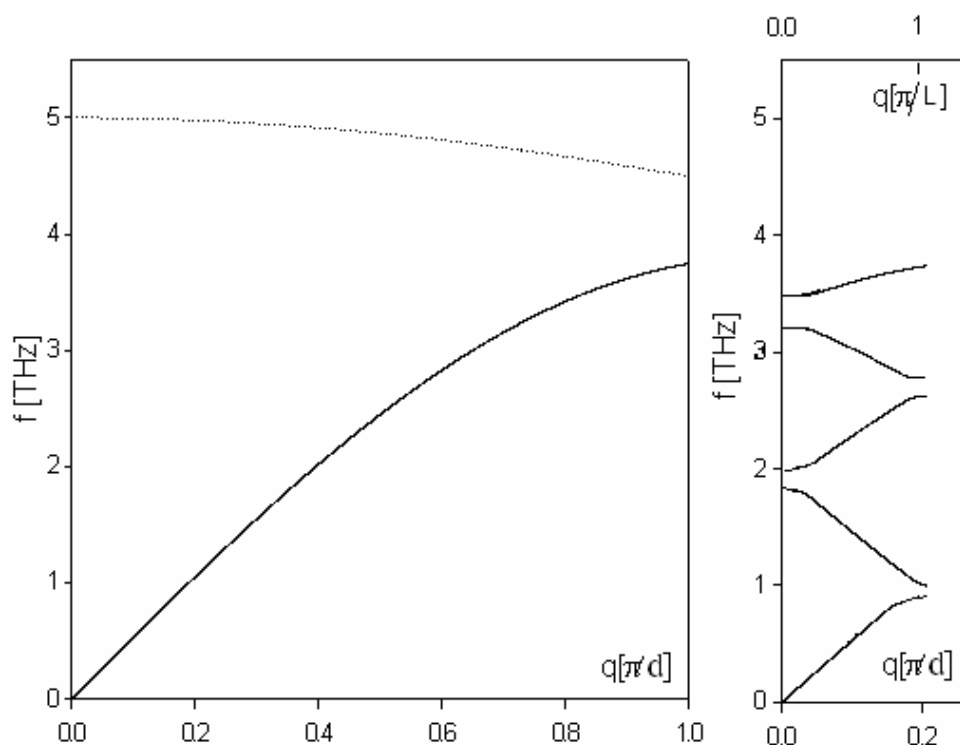


Rys. 5.5. Zależność dyspersyjna dla akustycznej fali podłużnej propagującej się w kierunku prostopadłym do powierzchni warstwy dla struktury Au/V ($48\text{\AA}/54,5\text{\AA}$).

Na rys. 5.3 widać, że przerwy pojawiają się w środku i na brzegu małej strefy Brillouina. Określenie strefa Brillouina pochodzi z fizyki ciała stałego i jest stosowane głównie w teorii elektronowej i fononowej ciała stałego. Opisuje obszar w przestrzeni wektora falowego q , na granicy którego pojawiają się nieciągłości energii (przerwy energetyczne), powodowane odbiciem Bragga w periodycznej strukturze krystalicznej (Harrison W.A., (1966) [58], Kittel C., (1974) [72], Malecki

I., (1972) [81]). Z periodyczności potencjału sieci wynika więc nie tylko warunek dyfrakcji, lecz także odstępstwo od parabolicznej zależności energii elektronów w ciele stałym od wektora falowego (Harrison W.A., (1976) [58]). W przypadku jednowymiarowym granice strefy Brillouina występują przy $q=\pm\pi/a$, gdzie a jest stałą sieci (rozmiarem komórki elementarnej w kierunku x).

Przez analogię można wprowadzić wyżej wymienioną małą strefę Brillouina w przypadku nanostruktury warstwowej o okresie periodyczności $L=a+b$. Ponieważ L jest kilkanaście lub kilkadziesiąt razy większe od a , obszar małej strefy będzie mniejszy od „normalnej strefy” i wynosić będzie $\pm\pi/L$.



Rys. 5.6. Zależność dyspersyjna dla gałęzi fononów akustycznych (lewa strona) dla okresu periodyczności d oraz po wprowadzeniu dodatkowego okresu nadperiodyczności L (prawa strona).

Na rysunkach 5.3-5.5 podano zależności dyspersyjne jedynie dla połowy mini strefy Brillouina, ponieważ tak jak i dla „normalnej strefy” krzywe dyspersyjne są symetryczne względem środka strefy ($q=0$). Ponadto q przedstawiono w jednostkach π/L . Zamieszczone na rysunkach krzywe można więc traktować jako „składankę”, powstałą z krzywej dyspersyjnej dla fononów akustycznych poprzez

uwzględnienie nadstruktury periodycznej wynikającej z istnienia warstw materiałowych (rys. 5.6).

Na podstawie obliczeń numerycznych określono wielkość przerwy energetycznej oraz dolną i górną granicę takich przerw w nanowarstwach Au/V (tab. 5.1 i tab. 5.2).

Tabela 5.1. Wartości górnej i dolnej częstotliwości przerwy oraz jej wielkość dla pierwszej przerwy badanych nanowarstw Au/V

L[Å]	F ₋ [GHz]	F ₊ [GHz]	Δf [GHz]
102,5	171	223	52
171	105	140	35
205	89	117	28

Tabela 5.2. Wartości górnej i dolnej częstotliwości przerwy oraz jej wielkość dla drugiej przerwy badanych nanowarstw Au/V

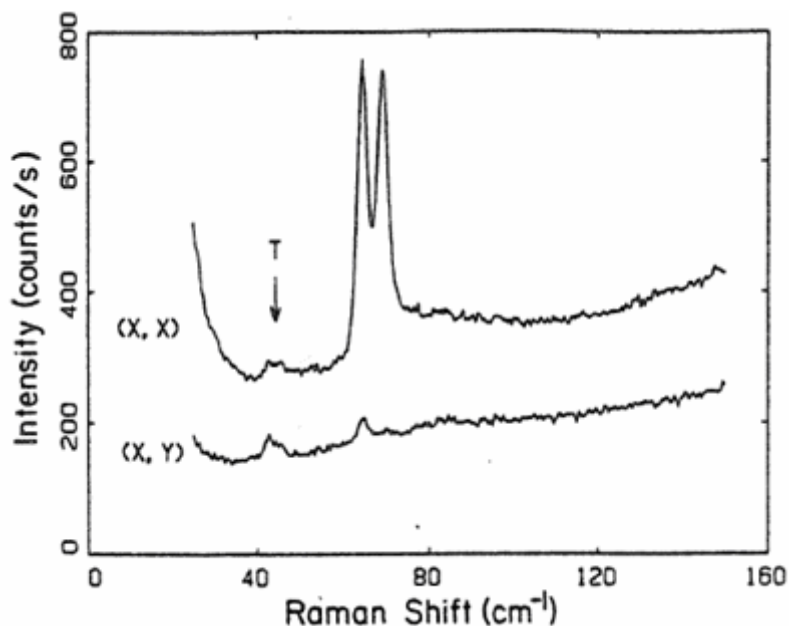
L[Å]	F ₋ [GHz]	F ₊ [GHz]	Δf [GHz]
102,5	369	426	57
171	235	261	27
205	195	221	26

Wartości przerw częstotliwości, w których zabronione jest propagowanie się fal akustycznych podłużnych w kierunku prostopadłym do powierzchni nanowarstw, znajdują się w zakresie od 26 do 57 GHz. Duża wartość przerw wynika ze znacznej różnicy impedancji akustycznej warstw tworzących nanostrukturę.

5.3. Możliwości eksperymentalnego wyznaczenia wielkości akustycznej przerwy częstotliwości w nanostrukturach

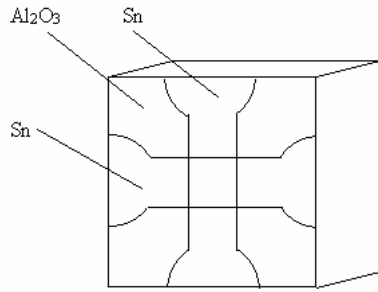
Wielkości akustycznych przerw częstotliwości w nanostrukturach periodycznych są ważnymi parametrami takich struktur. W celu eksperymentalnego ich wyznaczenia można stosować metody optyczne wykorzystujące zjawisko Ramana (Colvard C. *et al.*(1980)[41]) lub metody spektroskopii, przy pomocy nadprzewodnikowych złączy tunelowych (Eisenmenger W., Dayem A.M., (1967) [50], Kinder H., (1973) [70], Aleksiejuk M., (1979) [12], Aleksiejuk M., *et al.* (1981) [3], Dobrzański M., *et al.* (1983) [46], Aleksiejuk M., (1975) [7], Aleksiejuk M., Pajewski W., (1988) [10]).

Przy badaniu widma Ramana światła rozproszonego na strukturze GaAs-AlAs Colvard (1986) [41] obserwował dublety (rys 5.7), które można powiązać z gałęziami akustycznymi pochodzącymi ze złożenia krzywej dyspersji dla fononów akustycznych w strukturze z dodatkową periodycznością (rys. 5.6).



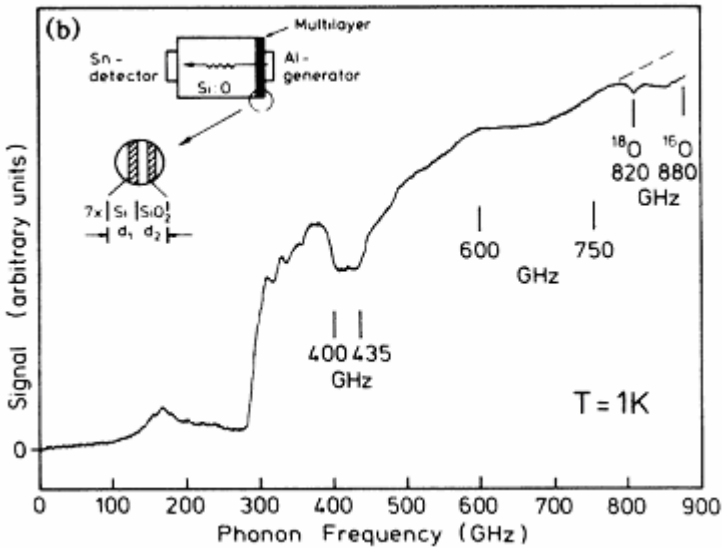
Rys.5.7. Widmo Ramana otrzymane dla warstwowej struktury GaAs/AlAs (14\AA , 12\AA :1) w pobliżu pierwszej przerwy przy $\lambda=5145\text{\AA}$ (Colvard C., *et al.* (1986)[41]).

W przypadku spektroskopii za pomocą złącz tunelowych, do wytwarzania drgań akustycznych stosowane są nadprzewodnikowe złącza tunelowe, które stanowią cienkowarstwowe metaliczne nadprzewodniki rozdzielone barierą izolującą (rys. 5.8). Drgania akustyczne – fonony w takim złączu powstają na skutek procesu relaksacji wzbudzonych elektronów przy odpowiedniej polaryzacji elektrycznej złącza tunelowego (Aleksiejuk M. *et al.*(1980) [4]). Przy pomocy takich złącz można wytwarzać drgania akustyczne w dużym zakresie częstotliwości i w łatwy sposób przestrajać częstotliwość generowanych drgań akustycznych. Do detekcji drgań używane jest podobne złącze, chociaż wykonane z innego nadprzewodnika o mniejszej przerwie energetycznej i pracujące jako detektor progowy (Aleksiejuk M. *et al.*(1980) [4]).



Rys. 5. 8. Kryształ Al_2O_3 z naniesionym złączem tunelowym Sn. Podobne złącze tunelowe wykonane np. z Al musi być naniesione na przeciwległą powierzchnię badanej próbki.

Złącza takie mogą być zastosowane do wyznaczania przerwy energetycznej w nanostrukturze metalicznej wielokrotnej. Poważnym ograniczeniem w stosowaniu takich złącz jest to, że mogą one być używane jedynie w temperaturach helowych (poniżej 4,2 K).



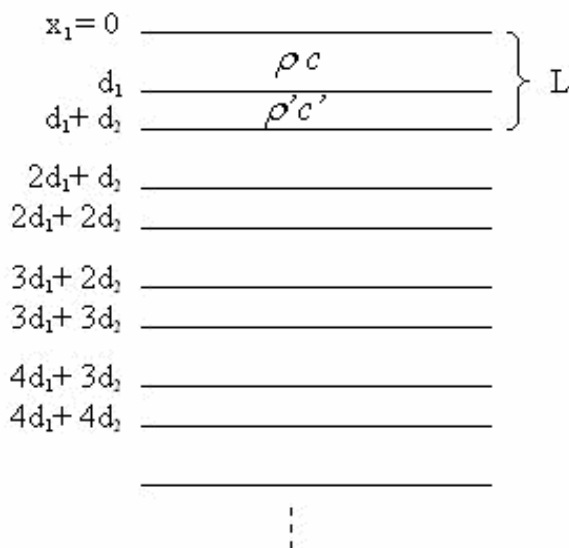
Rys. 5.9. Zależność sygnału rejestrowanego na złączu tunelowym Sn w funkcji częstotliwości dla nanostruktury $40\text{\AA} \text{Si}/40\text{\AA} \text{SiO}_2$ (Koblinger O. *et al.* (1987) [73]).

Na rys. 5.9 pokazano eksperymentalnie otrzymaną przez Koblingera i współpracowników (Koblinger O. *et al.*(1985) [94]) zależność sygnału transmisyjnego, przechodzącego przez nanostrukturę wielowarstwową Si/SiO₂, w funkcji częstotliwości w zakresie 300-900 GHz. Pomiar przeprowadzono w temperaturze 1K. Jako złącze tunelowe generujące użyte zostało złącze wykonane z Al, a złącze detekujące z Sn. Na wykresie widać wyraźnie zagłębienie związane z drugą przerwą fononową. Odpowiadające jej częstotliwości graniczne wynoszą 400-435 GHz. Taka wielkość przerwy wynika także z obliczeń przy wykorzystaniu zależności dyspersyjnej Rytova (5.15) przy założeniu następujących parametrów materiałowych dla Si: $c_1=4700\text{m/s}$, $\rho_1=2.2\text{g/cm}^3$ oraz SiO₂: $c_2=3300\text{m/s}$, $\rho_2=2.3\text{g/cm}^3$. Pierwsza przerwa fononowa jest poza obszarem pomiarowym (poniżej częstotliwości progowej detektora). Złącza nadprzewodnikowe mogą być także stosowane do badania lokalizacji poziomów atomów domieszkowych w obszarze przerwy energetycznej w kryształach paramagnetycznych (Abraham A., Bleaney B., (1970) [1]).

6. Mody zlokalizowane w nanowarstwach Au/V

6.1. Teoria Djafari-Rouhani

W latach 80-tych Camley, Djafari-Rouhani, Maradudin i ich współpracownicy rozwinęli model Rytova dotyczący propagacji fal akustycznych w periodycznych strukturach warstwowych (Djafari-Rouhani B., *et al.*, (1983) [43], Camley R.E., *et al.*, (1983) [37], Djafari-Rouhani B., Wallis R.F. (1976) [44], Djafari-Rouhani B., Wallis R.F. (1977) [45]). Rozpatrywali oni półnieskończoną strukturę periodyczną z okresem periodyczności L (rys. 6.1). Przy rozwiązywaniu równań dla takiego układu, oprócz warunków brzegowych przyjętych przez Rytova, dodali dodatkowy warunek - że naprężenie normalne na powierzchni swobodnej równe jest zero. W wyniku tego otrzymali rozwiązanie opisujące falę szybko zanikającą w głąb struktury warstwowej. Takie rozwiązanie nie ma odpowiednika w materiale jednorodnym.



Rys. 6.1. Geometria półnieskończonej struktury periodycznej rozpatrywanej przez Djafari – Rouhani.

W okresie późniejszym drgania tego typu nazwane zostały akustycznym modem zlokalizowanym, przez analogię do zlokalizowanych fononów występujących w ciele stałym (Kittel C., (1974) [72]).

Poniżej podano główne elementy rozważań stosowane w modelu Djafari-Rouhani.

Rozwiązanie dla zanikających eksponentalnie w głąb struktury drgań w obszarze „niezaprimowanym” $nL < x_1 < nL + d_1$ założono w postaci:

$$u_2(x_1) = e^{-\beta nL} (A_+ e^{\alpha_1(x_1 - nL)} + A_- e^{-\alpha_1(x_1 - nL)}) , \quad (6.1)$$

gdzie:

$$\alpha_1 = [k_3^2 - (\omega^2 / c_i^2)]^{1/2} .$$

Natomiast w obszarze „zaprimowanym” tj. $nL + d_1 < x_1 < (n+1)L$

$$u_2(x_1) = e^{-\beta nL} (B_+ e^{\alpha_2(x_1 - nL - d_1)} + B_- e^{-\alpha_2(x_1 - nL - d_1)}) , \quad (6.2)$$

gdzie:

$$\alpha_2 = [k_3^2 - (\omega^2 / c_i^2)]^{1/2} .$$

Parametr β opisuje eksponencyjny zanik pola w głąb struktury. W porównaniu z propozycją Rytowa zapostulowano inną formę rozwiązania, stosując cosinusy hiperboliczne. Przyjęte warunki ciągłości przemieszczeń i naprężeń na granicy podwarstw dają cztery równania na współczynniki A_+ , A_- , B_+ , B_- . Jeżeli z tych równań wyeliminować B_+ i B_- , otrzymuje się dwa równania na A_+ oraz A_- :

$$\begin{cases} (1 + F)(e^{\alpha_1 d_1} - e^{-\beta L} e^{-\alpha_2 d_2}) & (1 - F)(e^{\alpha_1 d_1} - e^{-\beta L} e^{-\alpha_2 d_2}) \\ (1 - F)(e^{\alpha_1 d_1} - e^{-\beta L} e^{-\alpha_2 d_2}) & (1 + F)(e^{\alpha_1 d_1} - e^{-\beta L} e^{-\alpha_2 d_2}) \end{cases} \begin{cases} A_+ \\ A_- \end{cases} = 0 . \quad (6.3)$$

Spełnienie dodatkowego warunku równości zerowego naprężeń na swobodnej powierzchni prowadzi do równania:

$$\alpha_1 A_+ - \alpha_2 A_- = 0 . \quad (6.4)$$

Równania (6.3) i (6.4) tworzą układ trzech równań z trzema niewiadomymi. Rozwiązując ten układ równań otrzymujemy następującą zależność :

$$F \tanh(\alpha_1 d_1) + \tanh(\alpha_2 d_2) = 0 \quad (6.5)$$

oraz parametr β określony wyrażeniem:

$$e^{-\beta L} = \frac{\cosh(\alpha_1 d_1)}{\cosh(\alpha_2 d_2)} . \quad (6.6)$$

Zależność (6.5) określa częstotliwości modów zlokalizowanych w strukturze warstwowej półnieskończonej. Obliczone na podstawie tej zależności częstotliwości modów zlokalizowanych podane zostały dla badanych nanowarstw Au/V w tabeli 6.1.

Tabela 6.1. Częstotliwości trzech pierwszych modów zlokalizowanych obliczonych na podstawie zależności Djafari-Rouhani.

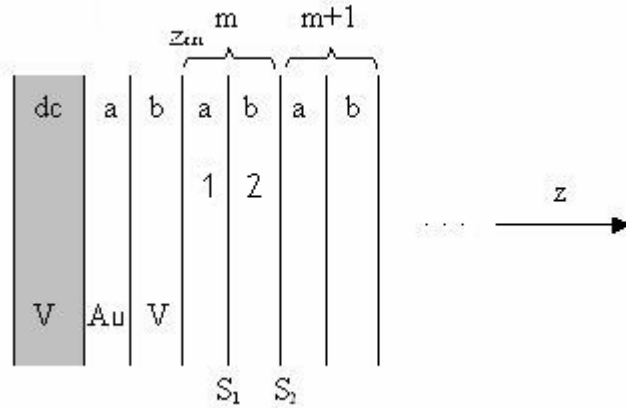
L	F ₁	F ₂	F ₃
102,5 Å	219 GHz	399 GHz	630 GHz
171 Å	132 GHz	238 GHz	378 GHz
205 Å	95,5 GHz	200 GHz	315 GHz

6.2. Zastosowanie macierzy transformacji do obliczania modów zlokalizowanych

Układy nanowarstwowe badane były przede wszystkim ze względu na zastosowania w urządzeniach nanooptycznych. Struktury takie były stosowane w laserach półprzewodnikowych (Djafari-Rouhani B., Wallis R.F., (1977) [45], Born M. i Wolf E. (1964) [32]) oraz zwierciadłach wielowarstwowych o dużym współczynniku odbicia tzw. zwierciadłach Bragga będących elementami laserów półprzewodnikowych. Prace w tej dziedzinie były prowadzone przez Yeha P. (1978) (1979) [113, 114] i Yariva A. (1984) [112]. W opisach zjawisk propagacji fal elektromagnetycznych i akustycznych w takich strukturach obserwuje się pewne podobieństwo. Pewne formalizmy stosowane w optyce przy niedużej modyfikacji można zastosować do opisu zjawisk akustycznych. Takim formalizmem jest opis propagacji fali elektromagnetycznej w strukturze warstwowej przy pomocy macierzy transformacji. Macierz ta opisuje zależności między parametrami fali elektromagnetycznej przy przechodzeniu przez strukturę periodyczną dwukomponentową. Macierz taka musi spełniać pewne warunki, ze względu na symetrię translacyjną dwukomponentowego układu warstwowego. Opis taki, dotyczący rozwiązania dla fal elektromagnetycznych, został zastosowany przez autora do opisu propagacji fal akustycznych (Aleksiejuk M., (2005) [8]). Niżej podano podstawowe założenia i wyniki dotyczące tego rozwiązania. Poszukiwane rozwiązanie równania falowego przyjęto w postaci:

$$u(z,t) = \omega(z)e^{-i\alpha z}, \quad (6.7)$$

gdzie $\omega(z)$ - funkcja periodyczna, funkcja Blocha powszechnie stosowana w fizyce ciała stałego przy opisie funkcji falowej w strukturze periodycznej (Cawford F.S., (1972) [39]). Geometria opisywanego układu warstwowego jest pokazana na rys. 6.2.



Rys. 6.2. Geometria układu warstw stosowana przy korzystaniu z macierzy transformacji.

Zakładając, że $\omega(z)$ jest zapisana w postaci:

$$A \sin(k_1 z) + B \cos(k_1 z) \quad (6.8)$$

oraz przyjmując, że m -ta warstwa podwójna zaczyna się w $z=z_m$, możemy zapisać funkcję $\omega(z)$ (6.8) w 1-szej podwarstwie warstwy m w postaci:

$$\omega(z) = A_{m,1} \sin[k_1(z - z_m)] + B_{m,1} \cos[k_1(z - z_m)] . \quad (6.9)$$

Podobnie dla 2-ej podwarstwy tej samej m -tej warstwy w postaci:

$$\omega(z) = A_{m,2} \sin[k_2(z - z_m - a)] + B_{m,2} \cos[k_2(z - z_m - a)] , \quad (6.10)$$

gdzie: $A_{m,1}$, $A_{m,2}$, $B_{m,1}$, $B_{m,2}$ – stałe współczynniki odnoszące się odpowiednio do 1-szej i 2-ej podwarstwy m warstwy, k_1 , k_2 -liczby falowe.

Na granicy między podwarstwami przemieszczenia i naprężenia muszą być ciągłe.

Warunek ten wiąże ze sobą współczynniki: $A_{m,2}$, $B_{m,2}$ z $A_{m,1}$, $B_{m,1}$ oraz $A_{m+1,1}$, $B_{m+1,1}$ z $A_{m,2}$, $B_{m,2}$

Zależności między współczynnikami, wynikające z warunku ciągłości przemieszczeń i naprężeń na granicy podwarstw 1 i 2 -ej na płaszczyźnie S1 ($z=z_m+a$) wyrażają się równościami:

$$A_{m,1} \sin(k_1 a) + B_{m,1} \cos(k_1 a) = B_{m,2} , \quad (6.11)$$

$$k_1 A_{m,1} \cos(k_1 a) - k_1 B_{m,1} \sin(k_1 a) = k_2 A_{m,2} . \quad (6.12)$$

Zależności między współczynnikami wynikające z warunku ciągłości na granicy podwarstw 2 i 1 ej na płaszczyźnie S2 ($z=z_m+a+b$) wyrażają się równościami:

$$A_{m,2} \sin(k_1 b) + B_{m,2} \cos(k_2 b) = A_{m+1,1} \sin(k_1 b) + B_{m+1,1} \cos(k_1 b) , \quad (6.13)$$

$$k_1 A_{m,2} \cos(k_1 b) - k_2 B_{m,2} \cos(k_2 b) = k_1 A_{m+1,1} \cos(k_1 b) - k_1 B_{m+1,1} \sin(k_1 b) . \quad (6.14)$$

Równania (6.11) i (6.12) oraz (6.13) i (6.14) można zapisać w formie macierzowej dla granicy S1:

$$\begin{Bmatrix} k_1 \cos(k_1 a) & -k_1 \sin(k_1 a) \\ \sin(k_1 a) & \cos(k_1 a) \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} A_{m,1} \\ B_{m,1} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} k_2 A_{m,2} \\ B_{m,2} \end{Bmatrix} \quad (6.15)$$

i dla granicy S2:

$$\begin{Bmatrix} \sin(k_2 b) & \cos(k_2 b) \\ k_2 \cos(k_2 b) & -k_2 \cos(k_2 b) \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} A_{m,2} \\ B_{m,2} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \sin(k_1 b) & \cos(k_1 b) \\ \cos(k_1 b) & -\cos(k_1 b) \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} A_{m+1,2} \\ B_{m+1,2} \end{Bmatrix} . \quad (6.16)$$

Z równań (6.15) i (6.16) można wyeliminować stałe $B_{m,2}$ i $A_{m,2}$, w wyniku czego ustalić zależność między $A_{m,1}$, $B_{m,1}$ i $A_{m+1,1}$, $B_{m+1,1}$ za pomocą następującego układu równań w formie macierzowej:

$$\begin{Bmatrix} A_{m+1,1} \\ B_{m+1,1} \end{Bmatrix} = T \begin{Bmatrix} A_{m,1} \\ B_{m,1} \end{Bmatrix} , \quad (6.17)$$

gdzie elementy macierzy transformacji T mają następującą postać:

$$T_{11} = \cos(k_1 a) \cos(k_2 b) - \frac{1}{p} \sin(k_1 a) \sin(k_2 b), \quad (6.18)$$

$$T_{12} = -\sin(k_1 a) \cos(k_2 b) - \frac{1}{p} \cos(k_1 a) \sin(k_2 b), \quad (6.19)$$

$$T_{21} = \sin(k_1 a) \cos(k_2 b) + p \cos(k_1 a) \sin(k_2 b), \quad (6.20)$$

$$T_{22} = \cos(k_1 a) \cos(k_2 b) - p \sin(k_1 a) \sin(k_2 b). \quad (6.21)$$

Po zastosowaniu twierdzenia Blocha (dotyczy rozwiązania równania falowego w przypadku symetrii translacyjnej) możemy zapisać zależność (6.17) w postaci (Yariv A., Yeh P., (1984) [112].

$$\begin{Bmatrix} A_{m+1,1} \\ B_{m+1,1} \end{Bmatrix} = \lambda \begin{Bmatrix} A_{m,1} \\ B_{m,1} \end{Bmatrix}, \quad (6.22)$$

gdzie: $\lambda = e^{iqL}$, q oznacza liczbę falową dla całej struktury i L jest grubością warstwy podwójnej. Macierz T , ze względu na wskazaną powyżej zależność, jest macierzą unimodularną. Z macierzy transformacji T , biorąc ślad macierzy (Kavokin A., *et al.*, (2003) [66]) można otrzymać następującą zależność:

$$\cos(qL) = \cos\left(\frac{a\omega}{c_1}\right) \cos\left(\frac{b\omega}{c_2}\right) - \frac{1+p^2}{2p} \sin\left(\frac{a\omega}{c_1}\right) \sin\left(\frac{b\omega}{c_2}\right). \quad (6.23)$$

Równanie (6.23) przedstawia w formie funkcji uwikłanej zależność dyspersyjną tj $\omega(q)$ dla fali podłużnej akustycznej propagującej się prostopadle do struktury warstwowej. W zależności tej występują jako parametry stałe materiałowe składowych tworzących strukturę oraz parametry wymiarowe struktury. Zależność ta jest identyczna z wyrażeniem (5.17) omawianym w rozdziale 5, otrzymanym przez Rytova.

Posługując się macierzą transformacji T można również otrzymać rozwiązania w postaci modów zlokalizowanych, zanikających w głąb nanostruktury. Rozwiązania takie uzyskuje się przez przyjęcie półnieskończonej struktury warstwowej górnej, po przyjęciu założenia, że naprężenia są równe zero na powierzchni brzegowej (warstwa o grubości d_c na rys. 6.2). W takiej konfiguracji możemy zdefiniować macierz T_c , która wiąże współczynniki amplitudy A_c, B_c w warstwie brzegowej, z współczynnikami A_l, B_l w pierwszej warstwie struktury zasadniczej:

$$\begin{Bmatrix} A_{1,1} \\ B_{1,1} \end{Bmatrix} = T_c \begin{Bmatrix} A_{c,1} \\ B_{c,1} \end{Bmatrix}. \quad (6.24)$$

Warunek zerowego naprężenia na powierzchni powoduje, że współczynnik $A_{c,1}$ jest równy zero.

Wtedy z zależności (6.24) otrzymujemy

$$\frac{A_{1,1}}{B_{1,1}} = \frac{T_{c,12}}{T_{c,22}} = C. \quad (6.25)$$

Po podstawieniu do zależności (6.18) i (6.22) otrzymujemy następujące równania:

$$T_{21}C^2 + (T_{22} - T_{11})C - T_{12} = 0, \quad (6.26)$$

$$\lambda = T_{21}C + T_{22}, \quad (6.27)$$

gdzie moduł λ musi być mniejsze od 1. Głębokość wnikania modu do struktury l będzie określona zależnością :

$$l = -\frac{L}{|\ln(|\lambda|)|}. \quad (6.28)$$

Dla regularnej struktury z brakiem warstwy wierzchniej mamy $C=0$ i z równania (6.26) otrzymujemy, że $T_{12}=0$, co daje zależność na częstotliwość modów zlokalizowanych:

$$p \tan\left(\frac{a\omega}{c_1}\right) + \tan\left(\frac{b\omega}{c_2}\right) = 0. \quad (6.29)$$

Zależność ta jest identyczna z równaniem podanym przez Djafari-Rouhani i cytowanym na początku rozdziału .

Dla regularnej struktury warstwowej z pojedynczą warstwą wierzchnią o grubości d_c podstawiamy $C = -p \tan(k_2 d_c)$ do zależności (6.26) i otrzymujemy:

$$\tan\left(\frac{b\omega}{c_2}\right) + p \tan\left(\frac{a\omega}{c_1}\right) \left[\begin{array}{l} \cos^2\left(\frac{d_c\omega}{c_2}\right) + \frac{1}{p} \sin^2\left(\frac{d_c\omega}{c_2}\right) + \\ -\frac{1-p^2}{p^2} \tan\left(\frac{b\omega}{c_2}\right) \sin\left(\frac{d_c\omega}{c_2}\right) \cos\left(\frac{d_c\omega}{c_2}\right) \end{array} \right] = 0 \quad (6.30)$$

oraz z zależności (6.27):

$$\lambda = \cos\left(\frac{a\omega}{c_1}\right) \cos\left(\frac{b\omega}{c_2}\right) - p \sin\left(\frac{a\omega}{c_1}\right) \sin\left(\frac{b\omega}{c_1}\right) + \\ -\frac{1}{p} \tan\left(\frac{d_c\omega}{c_2}\right) \left[\sin\left(\frac{a\omega}{c_1}\right) \cos\left(\frac{b\omega}{c_2}\right) + p \cos\left(\frac{a\omega}{c_1}\right) \sin\left(\frac{a\omega}{c_1}\right) \right] \quad (6.31)$$

Równanie (6.30) opisuje zależność modu zlokalizowanego od stałych materiałowych warstwy wierzchniej i warstw wewnętrznych struktury oraz parametrów geometrycznych tych warstw. Równanie (6.31) jest dodatkowym warunkiem określającym zakres dopuszczalnych częstotliwości ($|\lambda| < 1$).

6.3. Wyniki obliczeń numerycznych

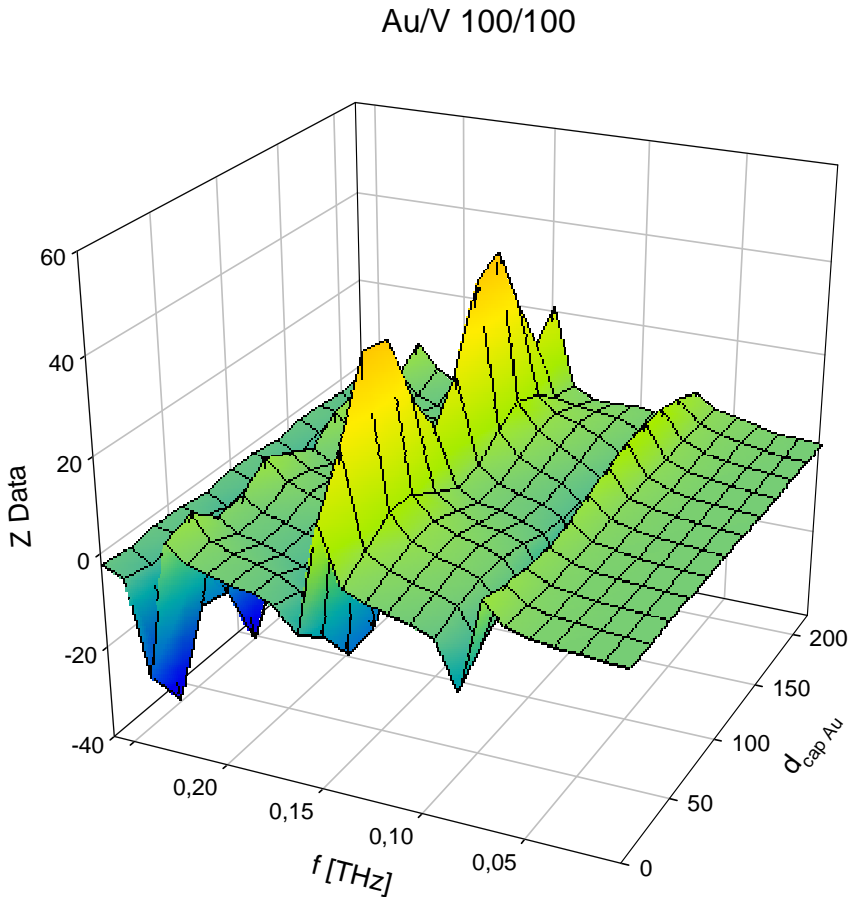
6.3.1. Obszary istnienia modu zlokalizowanego

Równanie (6.30) otrzymane w podrozdziale poprzednim jest zależnością uwikłaną. W celu obliczenia zależności częstotliwości modu zlokalizowanego od grubości warstwy wierzchniej zastosowano metodę graficzną, polegającą na wyznaczeniu przecięcia powierzchni danej przez funkcję trójwymiarową $z(\omega, d_c)$ i płaszczyzny $z=0$ (Aleksiejuk M., (2006) [15]).

Badana funkcja $z(\omega, d_c)$ jest określona następująco:

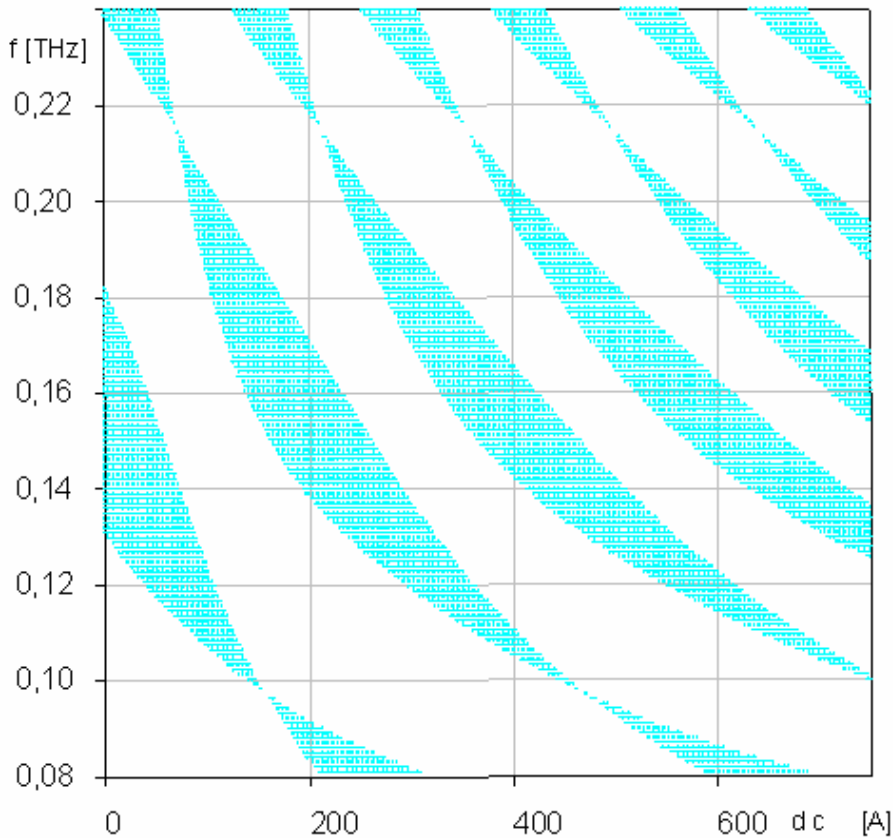
$$z(\omega, d_c) = \tan\left(\frac{b\omega}{c_2}\right) + p \tan\left(\frac{a\omega}{c_1}\right) \left[\begin{array}{l} \cos^2\left(\frac{d_c\omega}{c_2}\right) + \frac{1}{p} \sin^2\left(\frac{d_c\omega}{c_2}\right) + \\ -\frac{1-p^2}{p^2} \tan\left(\frac{b\omega}{c_2}\right) \sin\left(\frac{d_c\omega}{c_2}\right) \cos\left(\frac{d_c\omega}{c_2}\right) \end{array} \right] \quad (6.32)$$

Przy uzyskiwaniu zależności częstotliwości modów zlokalizowanych od parametrów struktury w formie graficznej wykonywano obliczenia numeryczne, a następnie przy pomocy programu SigmaPlot otrzymywano wykresy funkcji $z(\omega, d_c)$. Przykładowy przebieg tej funkcji jest przedstawiony na rys. 6.3. Przy numerycznych obliczeniach poważnym utrudnieniem było to, że w obszarze istnienia rozwiązania funkcja $z(\omega, d_c)$ była wolno zmieniającą się w sąsiedztwie dużych zmian wartości, powodowanych funkcją tangens i „fikcyjnych” miejsc zerowych, pochodzących z graficznego dyskretnego obrazowania tej funkcji.



Rys. 6.3. Funkcja $z(f, d_c)$ - stosowana do obliczenia częstotliwości akustycznego modu zlokalizowanego dla przypadku nanowarstwy Au/V 100Å/100Å. Na wykresie zamiast ω podana jest częstotliwość f w THz.

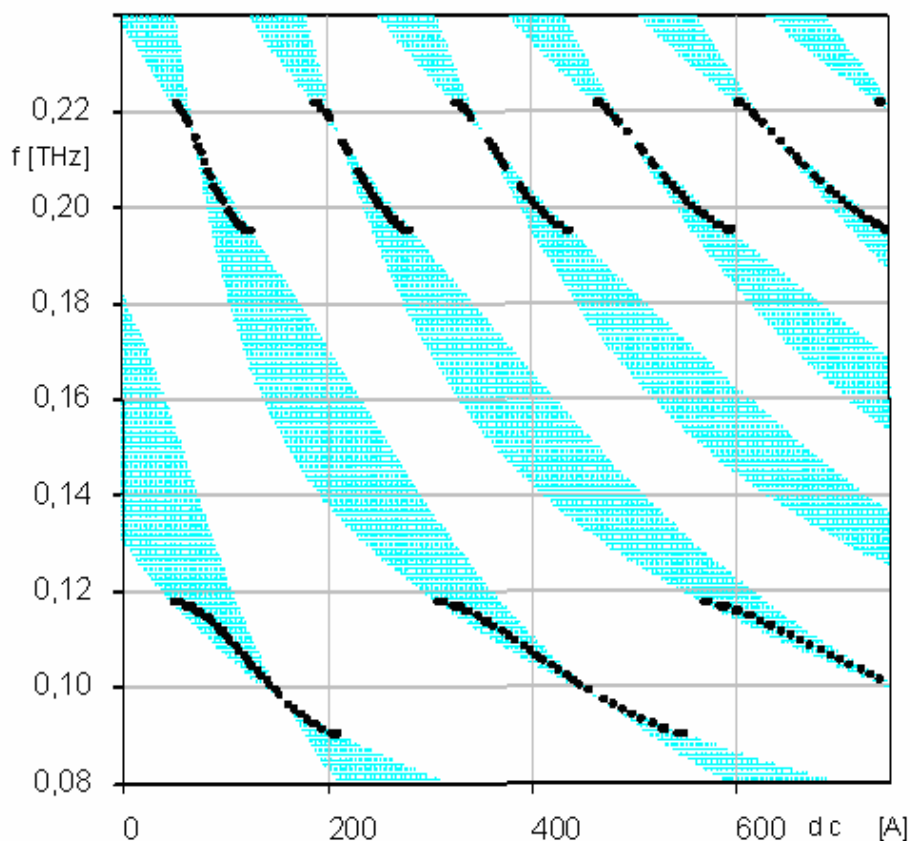
Dodatkowym warunkiem jaki powinno spełniać rozwiązanie jest zależność (6.31), określająca obszary istnienia rozwiązania. Ta zależność jest także funkcją uwikłaną. Utrudnienia te stanowiły poważny problem w określeniu poszukiwanej zależności modu zlokalizowanego. W celu znalezienia dokładnego i poprawnego położenia miejsc zerowych funkcji $z(\omega, d_c)$ oraz obszaru istnienia rozwiązania, należało stosować także dużą ilość punktów obliczeniowych (ponad 90 000). W przeciwnym wypadku nie było możliwe znalezienie rozwiązania. W obliczeniach konieczne było stosowanie szybkiego komputera z odpowiednimi zasobami pamięci operacyjnej RAM.



Rys. 6.4. Obszar istnienia rozwiązania (kolor szary) na płaszczyźnie częstotliwości i grubości warstwy wierzchniej wanadu dla nanowarstw Au/V ($100\text{\AA}/100\text{\AA}$).

Na rys. 6.4 podany jest obszar istnienia rozwiązania dla nanowarstwy Au/V ($100\text{\AA}/100\text{\AA}$) w płaszczyźnie częstotliwości i grubości warstwy wierzchniej z

wanadu. W obliczeniach przyjęto te same wielkości prędkości fali podłużnej i gęstości dla wanadu i złota, jak w rozdziale 5. Obszar istnienia rozwiązania zaznaczono kolorem szarym. Wybrano zakres częstotliwości w których znajduje się pierwsza i druga przerwa energetyczna.



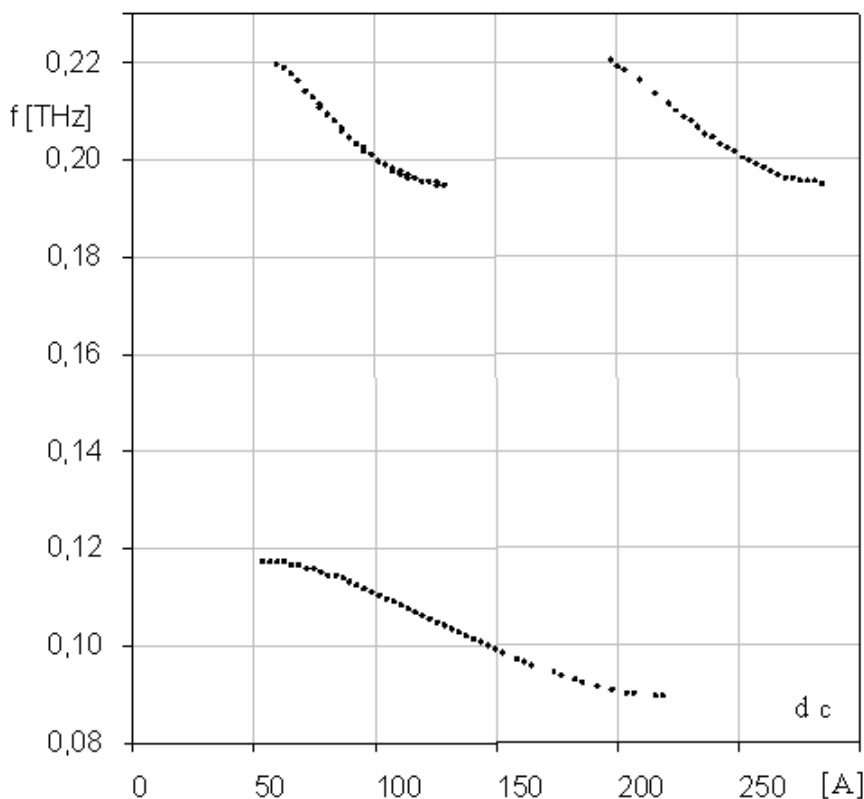
Rys. 6.5. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego na tle obszaru istnienia rozwiązania (kolor szary) od grubości warstwy wierzchniej wanadu dla nanowarstw Au/V ($100\text{\AA}/100\text{\AA}$).

Na rys. 6.5. pokazane są wyniki obliczeń numerycznych modu zlokalizowanego na tle obszaru istnienia rozwiązania dla nanowarstwy Au/V ($100\text{\AA}/100\text{\AA}$) z warstwą wierzchnią wanadu. Widoczne jest istnienie modu zlokalizowanego dla określonych grubości warstwy wierzchniej. Częstotliwość modów leży w pierwszej (89-118 GHz) oraz drugiej przerwie energetycznej (195-222 GHz). Obszary grubości warstwy wierzchniej, przy której występuje mod zlokalizowany, są różne dla

pierwszej i drugiej przerwy energetycznej i zwiększają się w miarę wzrostu grubości warstwy wierzchniej. Istnieją obszary, w których istnieje mod zlokalizowany w pierwszej przerwie energetycznej lub mod w drugiej przerwie. Należy także zauważyć, że obszar istnienia rozwiązania dla modu zlokalizowanego jest bardzo wąski i istnieją punkty przecięcia, gdzie szerokość obszaru istnienia rozwiązania dąży do zera.

6.3.2. Częstotliwość modów zlokalizowanych w nanowarstwach Au/V dla przypadku warstwy wierzchniej wanadu

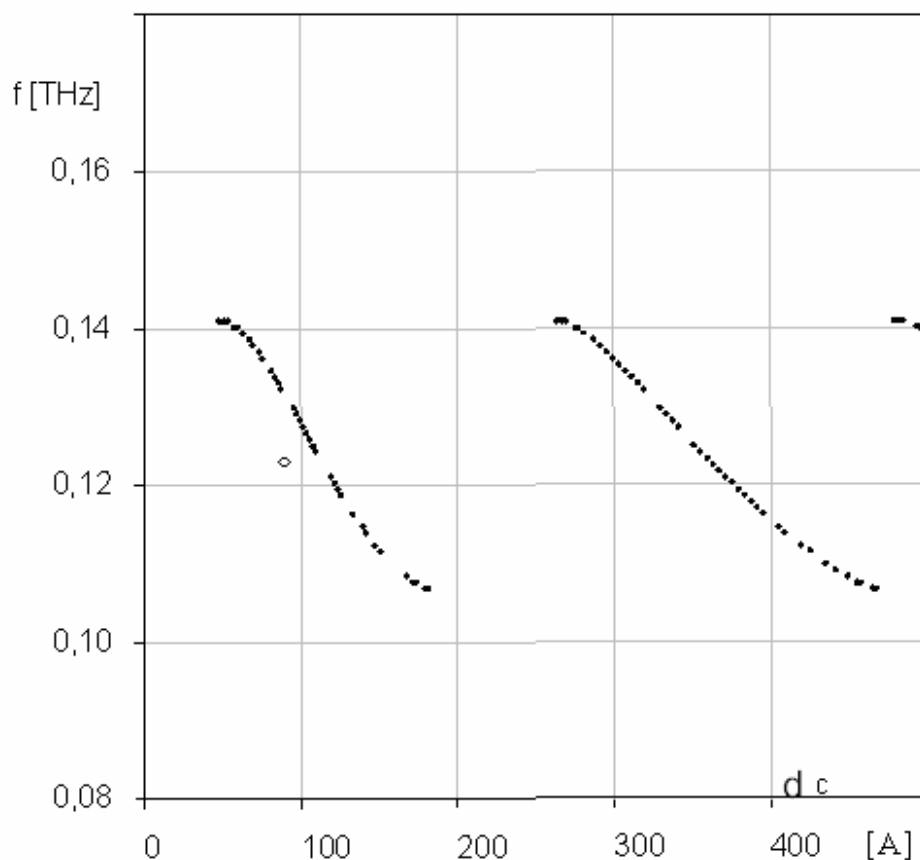
Niżej przedstawione są wyniki obliczeń numerycznych modów zlokalizowanych dla nanowarstw Au/V dla przypadku warstwy wierzchniej wanadu. Do obliczeń



Rys. 6.6. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego od grubości warstwy wierzchniej wanadu dla nanowarstw Au/V (100Å/100Å) dla d_c w zakresie od 0 do 300Å.

stosowano zależności (6.30) i (6.31) w takiej postaci jak zostały podane powyżej.

Na rys. 6.6 pokazana jest obliczona zależność częstotliwości modu zlokalizowanego od grubości warstwy wierzchniej wanadu dla nanowarstw Au/V ($100\text{\AA}/100\text{\AA}$) dla d_{cap} w zakresie od 0 do 300\AA . Z rysunku dokładnie określić można obszary, w których występuje mod zlokalizowany.

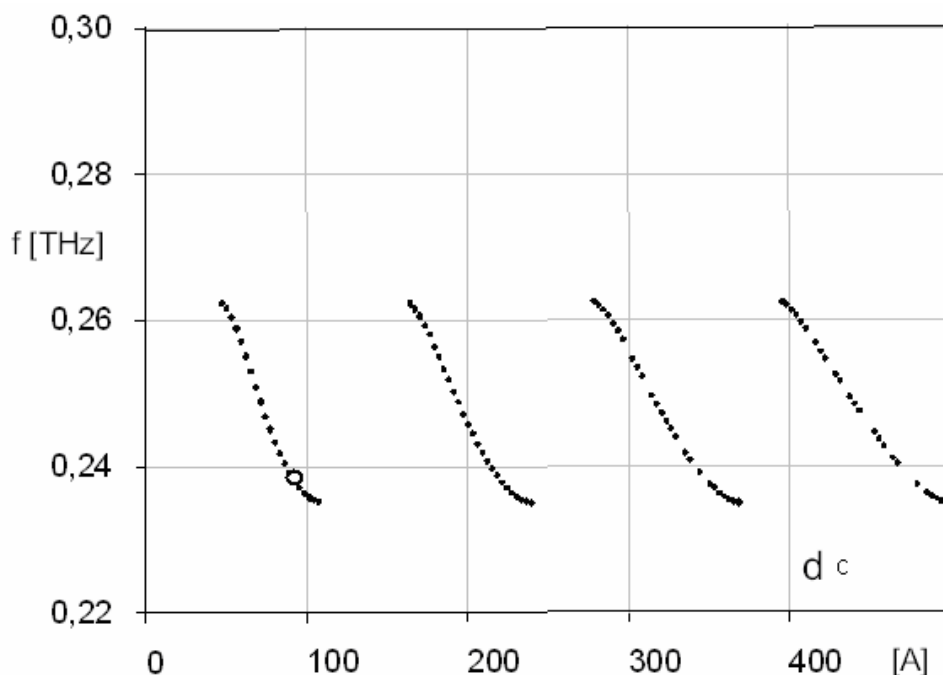


Rys. 6.7. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego w pierwszej przerwie energetycznej od grubości warstwy wierzchniej wanadu dla badanych nanowarstw Au/V ($80\text{\AA}/91\text{\AA}$).

Na rys. 6.7 pokazano zależność częstotliwości modu zlokalizowanego od grubości warstwy wierzchniej wanadu dla badanej nanowarstwy Au/V ($80\text{\AA}/91\text{\AA}$) w pierwszej przerwie energetycznej. Dużym kółkiem zaznaczono zmierzoną eksperymentalnie częstotliwość dla modu zlokalizowanego. Natomiast na rys. 6.8

pokazano zależność częstotliwości modu zlokalizowanego od grubości warstwy wierzchniej dla drugiej przerwy, dla tej samej nanostruktury Au/V i z tą samą warstwą wierzchnią. Zaznaczono także zmierzoną częstotliwość modu zlokalizowanego w drugiej przerwie energetycznej.

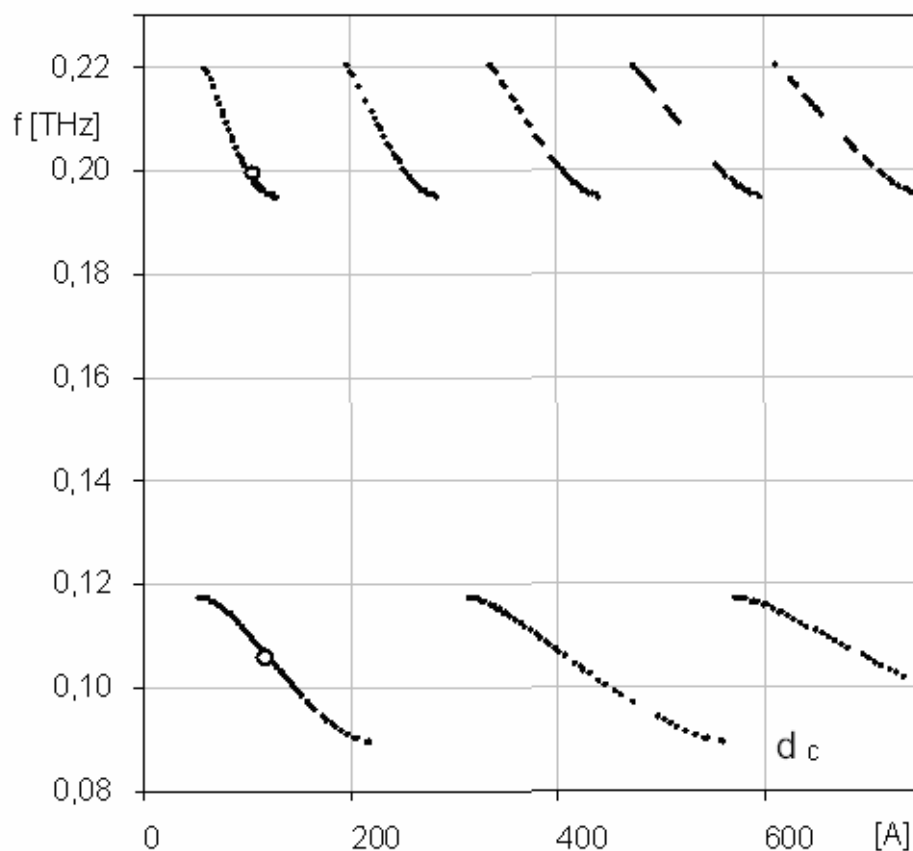
Na rys. 6.9 pokazano zależność częstotliwości modu zlokalizowanego od grubości warstwy wierzchniej wanadu dla badanej nanowarstwy Au/V ($96\text{\AA}/109\text{\AA}$) w pierwszej przerwie i drugiej przerwie energetycznej. Zaznaczono także częstotliwości modów zlokalizowanych dla tej próbki określone eksperymentalnie.



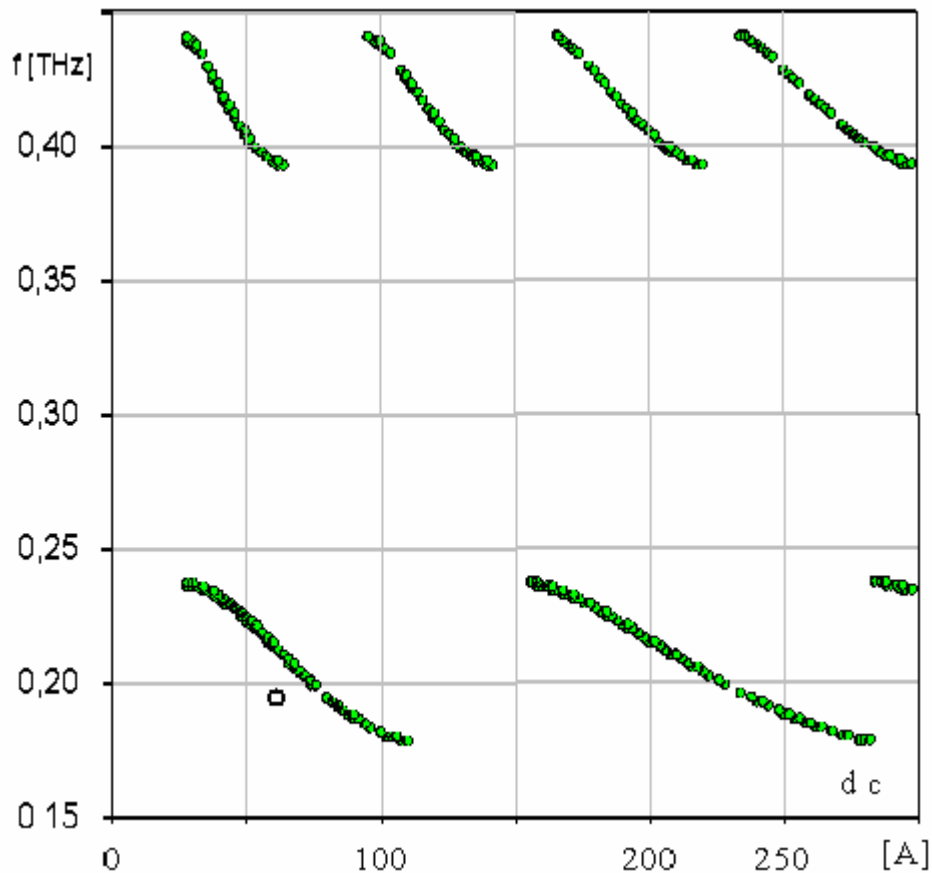
Rys. 6.8. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego w drugiej przerwie energetycznej od grubości warstwy wierzchniej wanadu dla badanych nanowarstw Au/V ($80\text{\AA}/91\text{\AA}$).

Na rys. 6.10. pokazano zależność częstotliwości modu zlokalizowanego od grubości warstwy wierzchniej wanadu dla badanej nanowarstwy Au/V ($48\text{\AA}/54,5\text{\AA}$) w pierwszej i drugiej przerwie energetycznej. Na rysunku zaznaczono częstotliwość modu zlokalizowanego w pierwszej przerwie dla danej nanowarstwy. Modu zlokalizowanego w drugiej przerwie nie obserwowano. Należy także zauważyć, że na wszystkich wykresach zależności modu zlokalizowanego od grubości warstwy

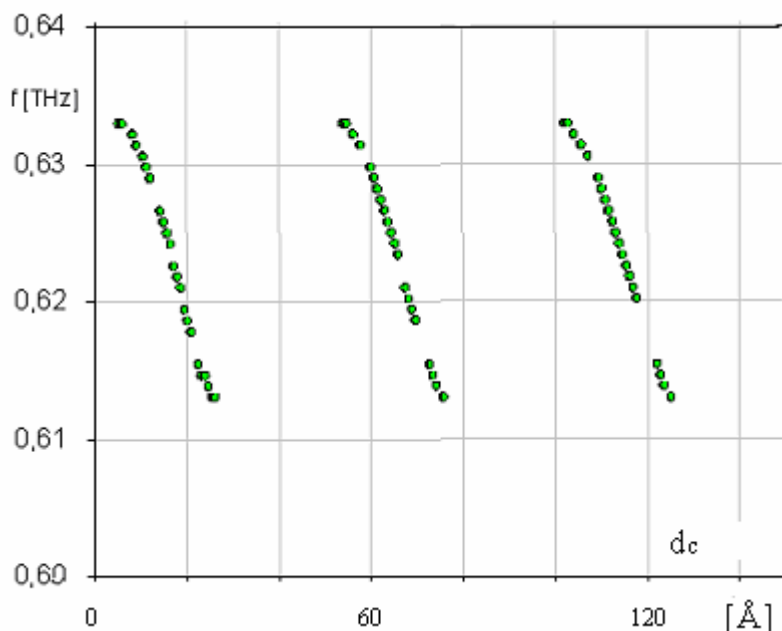
wierzchniej, w obszarze małych grubości warstwy wierzchniej (do około połowy grubości tej samej warstwy wewnątrz nanostruktury warstwowej) nie występuje mod zlokalizowany zarówno w pierwszej jak i drugiej przerwie energetycznej.



Rys. 6.9. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego w pierwszej i drugiej przerwie energetycznej od grubości warstwy wierzchniej wanadu dla badanych nanowarstw Au/V (96Å/109Å). Kółkami zaznaczono zmierzone w eksperymencie częstotliwości modów zlokalizowanych.



Rys. 6.10. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego w pierwszej i drugiej przerwie energetycznej od grubości warstwy wierzchniej wanadu dla badanych nanowarstw Au/V ($48\text{\AA}/54,5\text{\AA}$). Kółkiem zaznaczono zmierzona w eksperymencie częstotliwość modu zlokalizowanego.

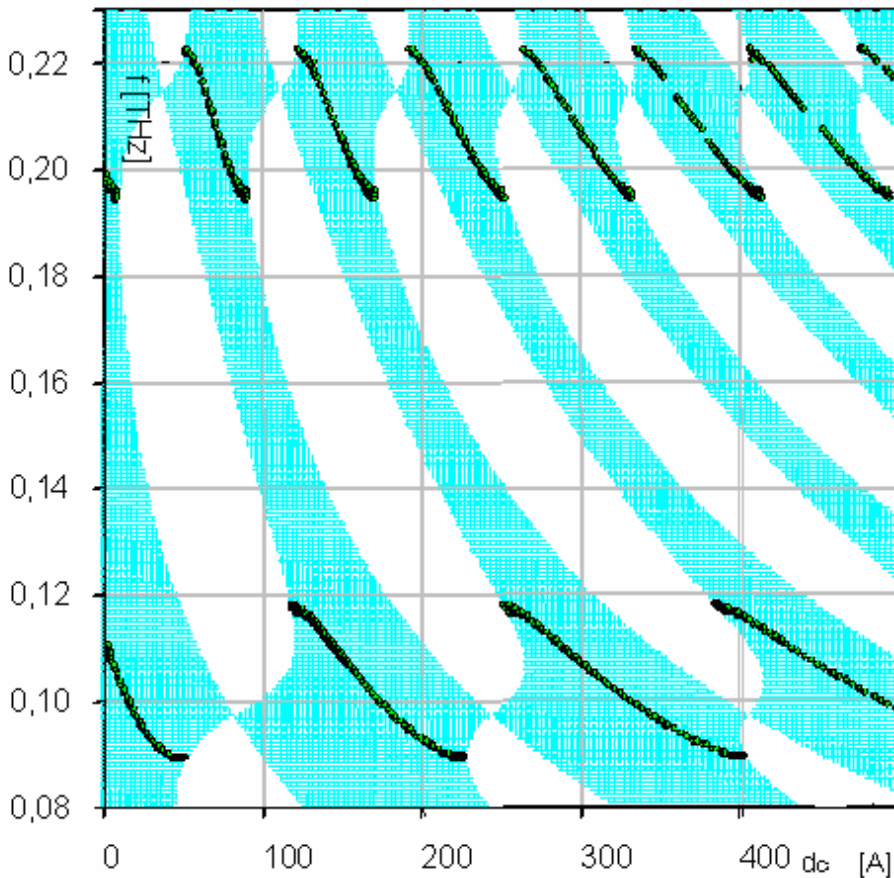


Rys. 6.11. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego w trzeciej przerwie energetycznej od grubości warstwy wierzchniej wanadu dla badanych nanowarstw Au/V (48Å/54,5Å).

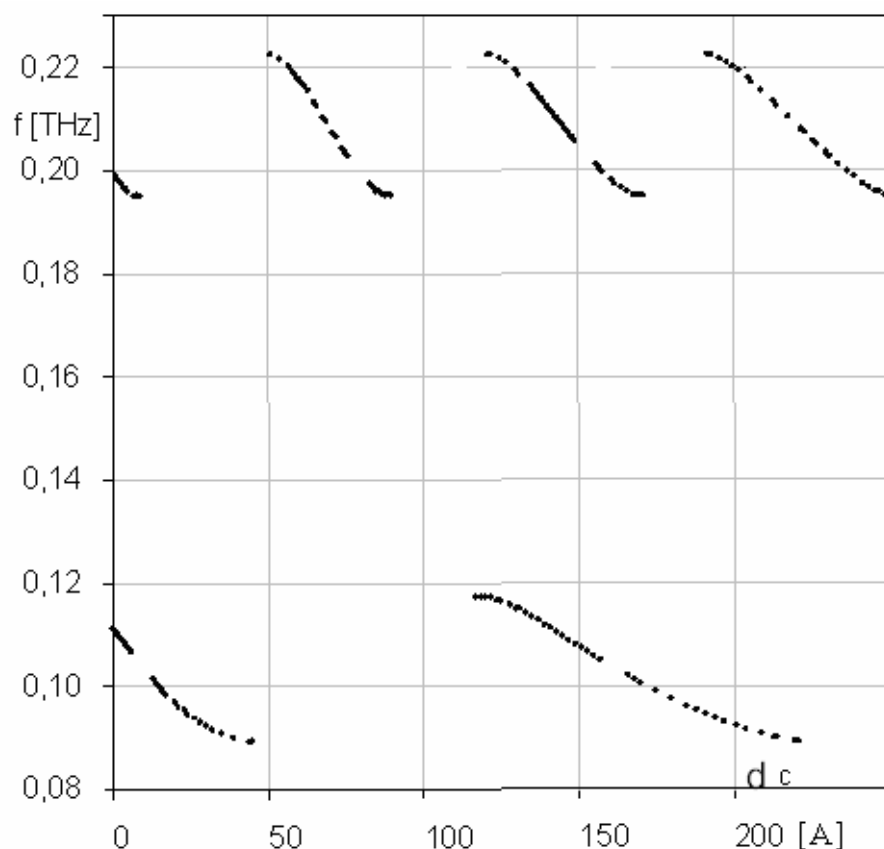
Na rys. 6.11 pokazano zależność modu zlokalizowanego w trzeciej przerwie energetycznej. Charakter zależności częstotliwościowej tego modu zlokalizowanego ma charakter podobny do takich przebiegów dla modów w pierwszej i drugiej przerwie częstotliwości. Częstość obszarów w zakresie grubości warstwy wierzchniej, przy których mod występuje, jest większa jak w przypadku pierwszego i drugiego modu zlokalizowanego.

6.3.3. Częstotliwość modów zlokalizowanych w nanowarstwach Au/V dla przypadku warstwy wierzchniej złota

Poniżej podano wykresy przebiegów częstotliwości modów zlokalizowanych w funkcji grubości warstwy wierzchniej, na podstawie tych samych zależności (6.30) i (6.31) dla warstwy wierzchniej stanowiącej złoto. Przy tym warstwy w nanostrukturze są dalej przemienne, ale ostatnią warstwą przed warstwą wierzchnią jest wanad. Na rys. 6.12 pokazany jest obszar istnienia rozwiązania w płaszczyźnie częstotliwości i grubości warstwy wierzchniej oraz zależności częstotliwości modu zlokalizowanego dla nanostruktury Au/V ($100\text{\AA}/100\text{\AA}$) z warstwą wierzchnią ze złota.

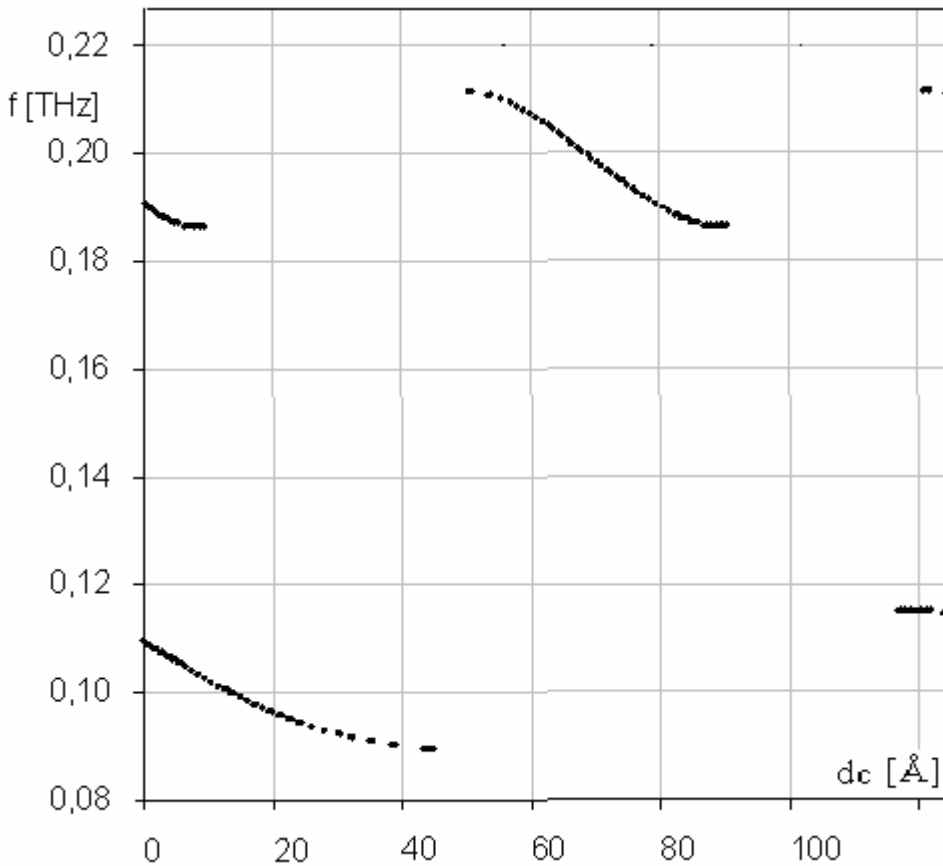


Rys. 6.12. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego na tle obszaru istnienia rozwiązania (kolor szary) od grubości warstwy wierzchniej złota dla nanowarstw Au/V ($100\text{\AA}/100\text{\AA}$).



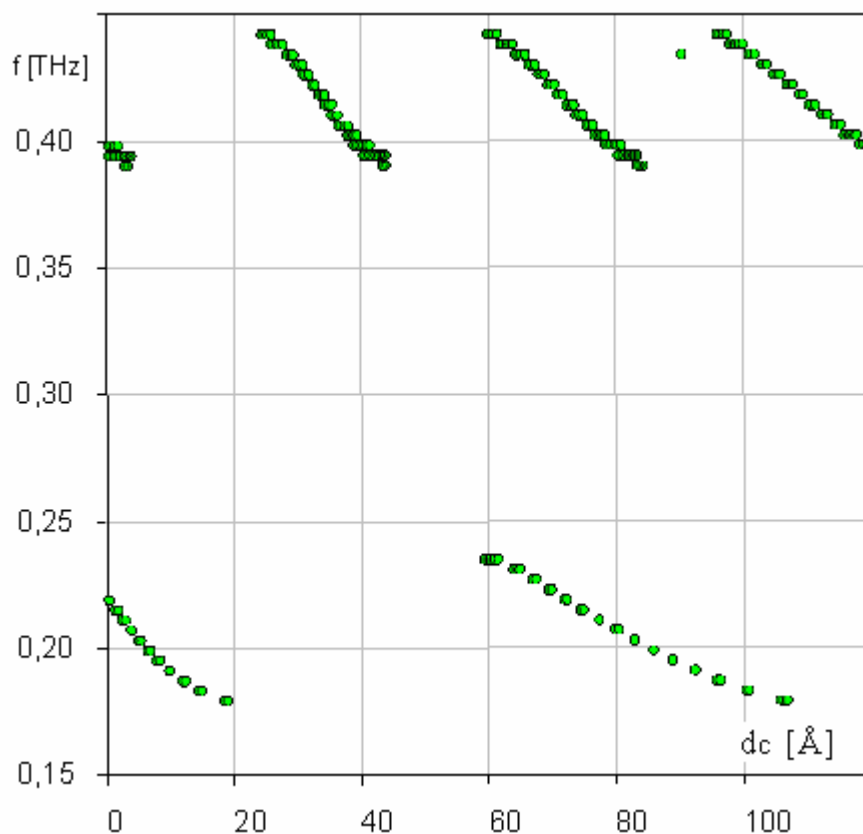
Rys. 6.13. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego w pierwszej i drugiej przerwie energetycznej od grubości warstwy wierzchniej złota dla nanowarstw Au/V ($96\text{\AA}/109\text{\AA}$).

Na rysunku widać, że obszar istnienia rozwiązania ma inny kształt w stosunku do obszaru, gdzie warstwą wierzchnią nanowarstw podwójnych jest wanad. Obszar występowania modu zlokalizowanego na płaszczyźnie (obszar istnienia rozwiązania) jest znacznie szerszy w stosunku do tego obszaru w przypadku warstwy wierzchniej lżejszej tj. wanadu. Zależności częstotliwości modu zlokalizowanego dla takiej geometrii warstwy wierzchniej zostały pokazane na rys. 6.13-6.15.



Rys. 6.14. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego w pierwszej i drugiej przerwie energetycznej od grubości warstwy wierzchniej złota dla nanowarstw Au/V (96Å/109Å) w obszarze grubości do 120 Å.

Widać, że w tym przypadku także istnieją zakresy grubości warstwy wierzchniej, przy których występuje mod zlokalizowany w pierwszej przerwie energetycznej, w drugiej przerwie lub też występuje w obu przerwach. Obszary grubości warstwy wierzchniej, w których występuje mod zlokalizowany w przypadku warstwy wierzchniej cięższej, są częstsze w porównaniu z tymi obszarami dla przypadku warstwy lżejszej (wanadu).

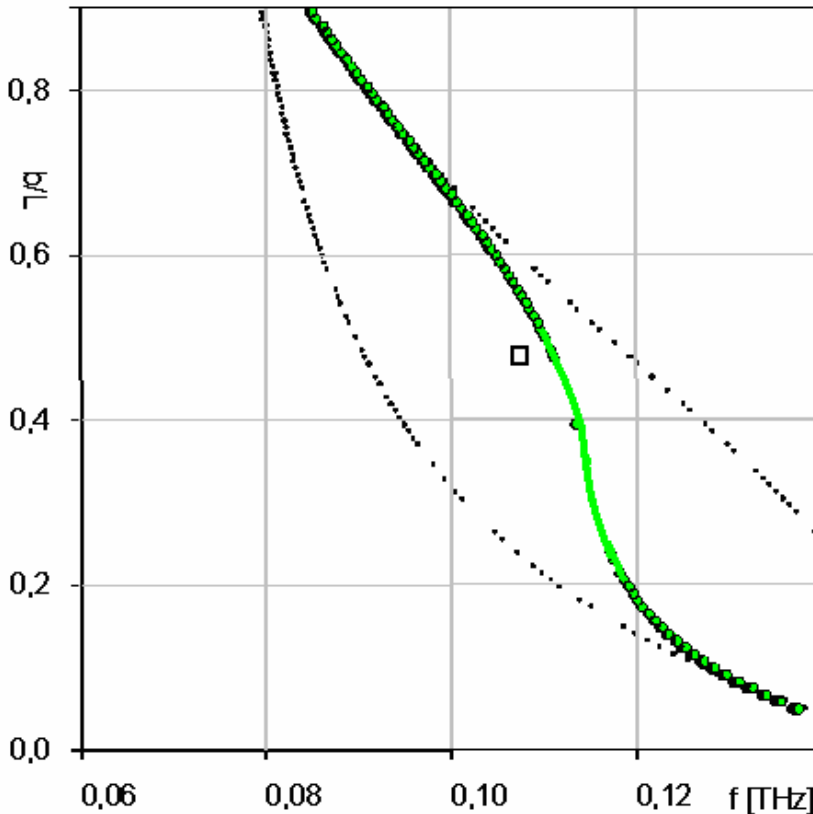


Rys. 6.15. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego w pierwszej i drugiej przerwie energetycznej od grubości warstwy wierzchniej złota dla nanowarstw Au/V ($48\text{\AA}/54,5\text{\AA}$) w obszarze grubości do 120\AA .

Podobnie jak w przypadku modu zlokalizowanego w pierwszej przerwie energetycznej częstotliwość obszarów występowania modu zlokalizowanego także w drugiej przerwie jest większa dla przypadku warstwy wierzchniej złota w porównaniu z wanadem.

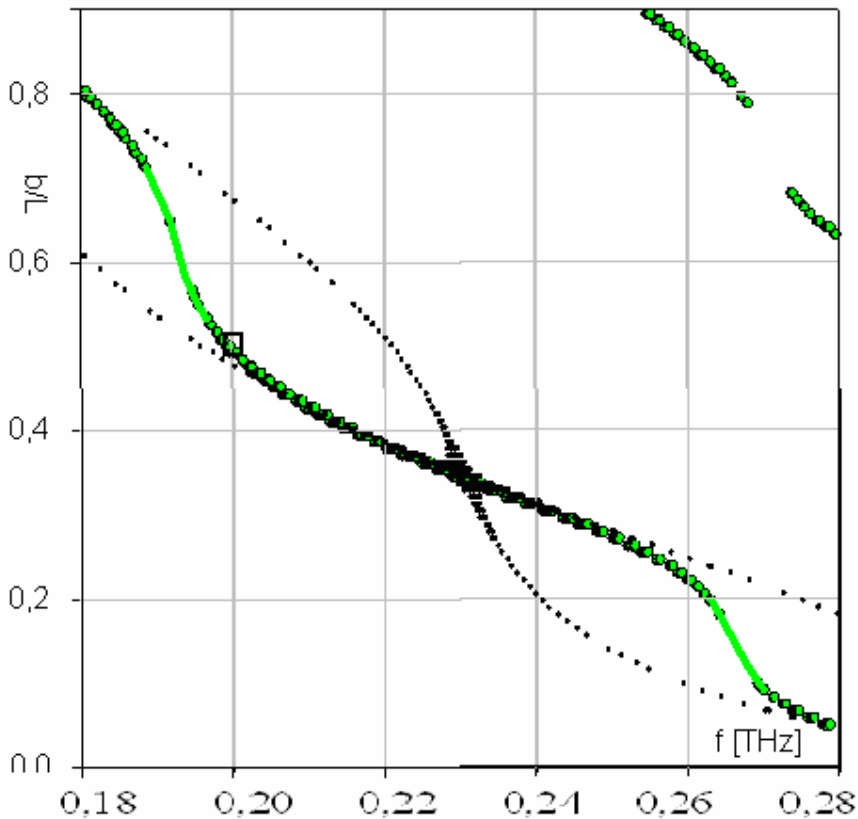
6.3.4. Zależność położenia modu zlokalizowanego w przerwie energetycznej dla nanowarstw Au/V od wzajemnej relacji warstw składowych

W podrozdziale przedstawiono wyznaczoną numerycznie zależność częstotliwości modu zlokalizowanego oraz jego położenie w przerwie energetycznej, w zależności od wzajemnej relacji obu warstw składowych, tworzących strukturę nanowarstwową Au/V. Przerwę energetyczną i częstotliwość modu zlokalizowanego wyznaczano na podstawie zależności dyspersyjnej (6.23) oraz równania (6.29) w funkcji parametru



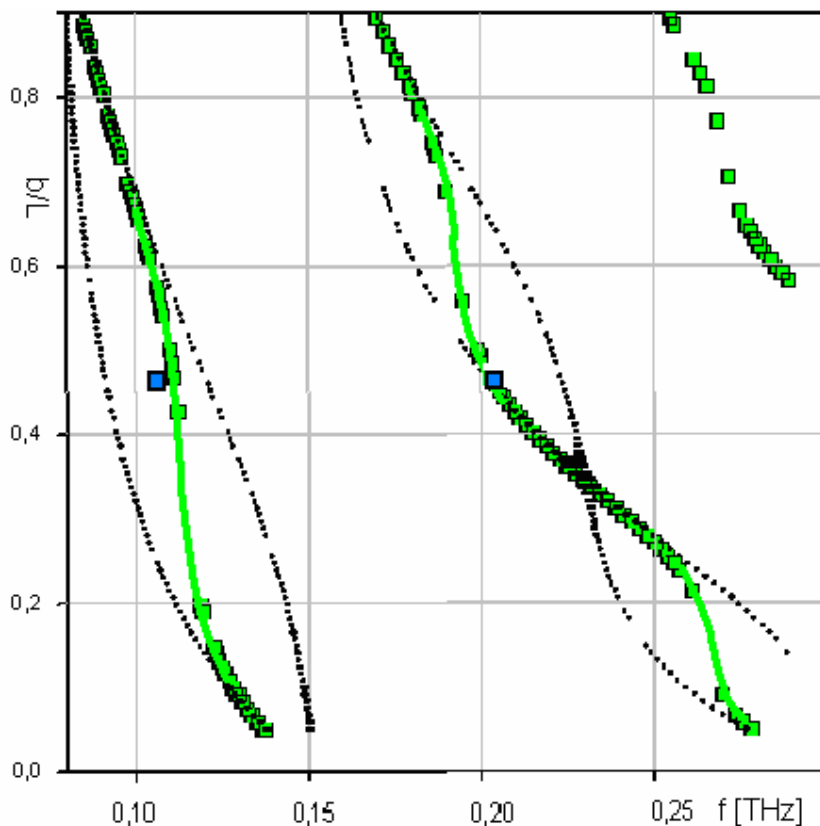
Rys. 6.16. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego (kolor zielony) w pierwszej przerwie energetycznej w zależności od parametru b/L dla nanowarstwy Au/V o grubości warstwy podwójnej $L=205\text{\AA}$. Zmierzoną eksperymentalnie częstotliwość modu zlokalizowanego zaznaczono kwadracikiem.

b/L (stosunek grubości warstwy o większej impedancji tworzącej nanostrukturę b do grubości warstwy podwójnej L) (Aleksiejuk M., (2007) [6]). Na rys. 6.16 przedstawiono położenie modu zlokalizowanego w pierwszej przerwie energetycznej w zależności od parametru b/L . Granice przerwy zaznaczone zostały kropkami, natomiast mod zlokalizowany linią ciągłą. Widać, że częstotliwość modu zlokalizowanego przy małym b/L jest prawie równa dolnej granicy przerwy energetycznej. Przy wzrastającym b/L krzywa częstotliwości przechodzi przez środek przerwy (w przybliżeniu przy wartości $b/L=0,3$), a następnie zbliża się do wartości górnej granicy przerwy dla wartości b/L większych od 0,6.

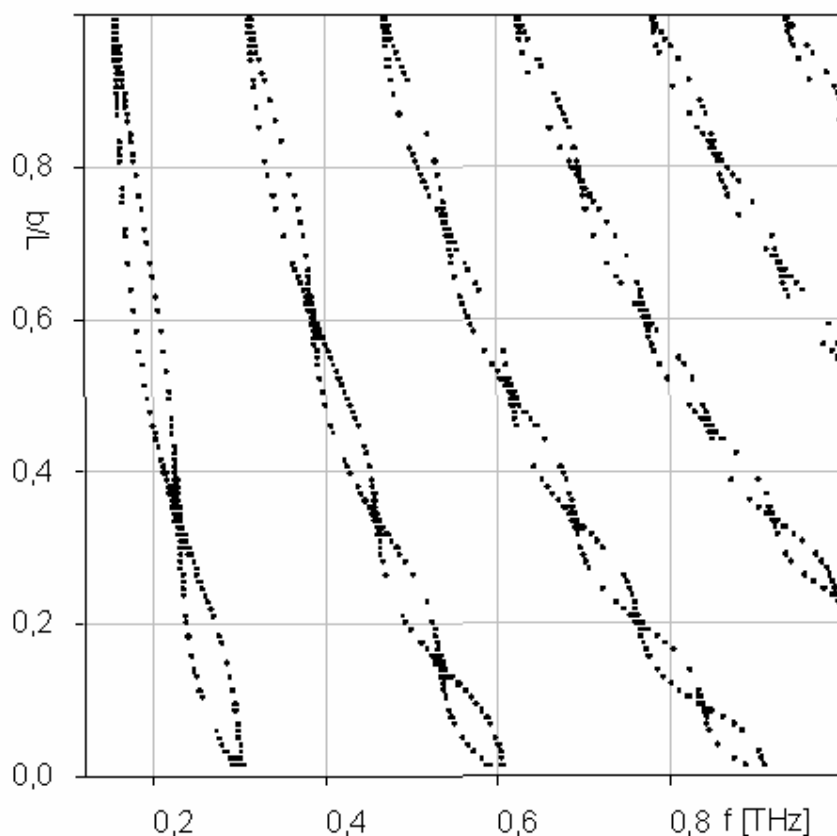


Rys. 6.17. Zależność częstotliwości modu zlokalizowanego w drugiej przerwie energetycznej (kolor zielony) w zależności od parametru b/L dla nanowarstwy Au/V o $L=205\text{\AA}$. Zmierzoną eksperymentalnie częstotliwość modu zlokalizowanego zaznaczono kwadracikiem.

Na rys. 6.17 pokazano położenie modu zlokalizowanego w drugiej przerwie energetycznej w zależności od parametru b/L , natomiast na rys. 6.18 w obu pierwszych przerwach. Zmierzone eksperymentalnie częstotliwości modów zlokalizowanych zostały zaznaczone na rysunkach.

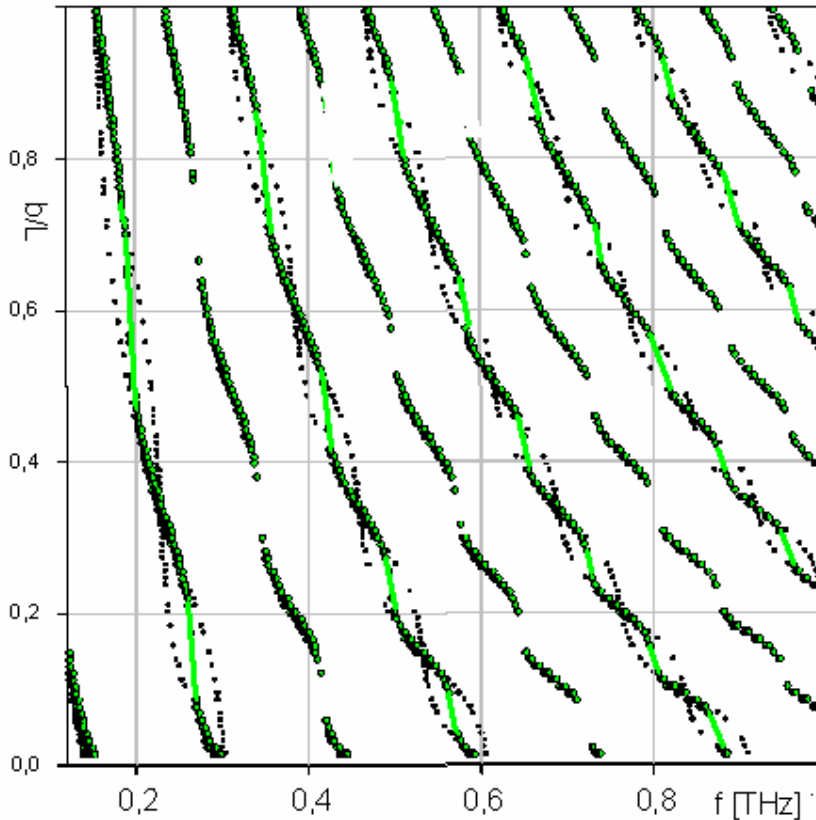


Rys. 6.18. Zależność częstotliwości modów zlokalizowanych w pierwszej i drugiej przerwie energetycznej (kolor zielony) w zależności od parametru b/L dla nanowarstwy Au/V o $L=205\text{\AA}$. Zmierzone eksperymentalnie częstotliwości modów zlokalizowanych zaznaczono kwadracikami z niebieskim wypełnieniem.



Rys. 6.19. Zależność dolnej i górnej granicy parzystych przerw energetycznych (2, 4, 6 itd.) od parametru b/L dla nanowarstw Au/V o $L=205\text{\AA}$.

Pokazane na rys. 6.16 - 6.18 punkty zaznaczone kwadracikami odpowiadają wyznaczonym eksperymentalnie częstotliwościom modów zlokalizowanych w badanych nanowarstwach Au/V. Na rys. 6.19 pokazane są granica dolna i górna dla przerw energetycznych parzystych (drugiej, czwartej, szóstej itd.) w funkcji parametru b/L dla nanowarstw Au/V z $L = 205\text{\AA}$. Na kolejnym rys. 6.20 przedstawiona została zależność granic dolnej i górnej dla przerw parzystych oraz częstotliwość modów zlokalizowanych w przerwach parzystych (linia zielona ciągła) i nieparzystych (kółka z zielonym wypełnieniem).



Rys. 6.20. Zależność częstotliwości modów zlokalizowanych w przerwach parzystych (linia zielona ciągła), w zależności od parametru b/L dla nanowarstw Au/V o $L = 205 \text{ \AA}$. Granice przerw częstotliwości zaznaczono punktami. Kółka z zielonym wypełnieniem dotyczą częstotliwości modów zlokalizowanych w przerwach nieparzystych.

Charakter zależności częstotliwości modów zlokalizowanych w funkcji parametru b/L jest podobny dla przerw parzystych i nieparzystych. Numer kolejnej przerwy może być określony przez ilość punktów przecięcia (ilość przejść wielkości przerwy energetycznej przez zero).

7. Wnioski

W pracy rozpatrzono zagadnienie wytwarzania i propagacji drgań sprężystych o ekstremalnie wysokich częstotliwościach w metalicznych wielokrotnych nanostrukturach warstwowych, naniesionych na podłoże dielektryczne. Struktury takie były pobudzane przez ultrakrótkie impulsy (o czasach trwania rzędu 100 femtosekund) promieniowania elektromagnetycznego, generowanego przez laser. W wyniku oddziaływania fali elektromagnetycznej z elektronami warstwy przypowierzchniowej nanostruktury absorbowana energia fali elektromagnetycznej jest zamieniana na energię wzbudzenia sprężystego i w zależności od geometrii nanostruktury powstałe zaburzenie sprężyste propaguje się w głąb nanostruktury warstwowej lub nie może propagować się w głąb nanostruktury i pozostaje płytko przy powierzchni nanostruktury jako drgania - mod zlokalizowany.

W pracy wykorzystując technikę pikosekundową polegającą na pomiarze reakcji nanostruktury na pobudzenie jej wiązką laserową, autor dokonał pomiarów propagacji fal akustycznych w wybranych podwójnych metalicznych nanostrukturach warstwowych. Przy czym do pomiaru reakcji pobudzanych nanostruktur użył wiązki laserowej sondującej, opóźnianej w stosunku do wiązki laserowej pobudzającej w zakresie czasu od 0 do 200 ps. Opóźnienie wiązki sondującej było uzyskiwane przez zmianę drogi optycznej. Mierzono zmianę współczynnika odbicia światła, który był zależny od deformacji ośrodka, wywołanej przez wzbudzone zaburzenie sprężyste. Pomiar zmian współczynnika odbicia światła był dokonywany w funkcji czasu opóźnienia wiązki sondującej. Otrzymywano dwa rodzaje mierzonych przebiegów zmian współczynnika odbicia. Jeden rodzaj przebiegów typu echa akustycznego związany był z propagacją sprężystego zaburzenia w głąb nanostruktury i odbiciem jego od podłoża, na które naniesione były struktury i drugi rodzaj typu zanikających drgań sprężystych wysokoczęstotliwościowych, które nie mogą się propagować w głąb nanostruktury.

Dokonano interpretacji uzyskanych danych eksperymentalnych w ramach modelu propagacji fali sprężystej w dwuwarstwowym ośrodku periodycznym zaproponowanym przez Rytova. Model ten podaje zależność dyspersyjną dla fali akustycznej (podłużnej lub poprzecznej) i określa prędkość efektywną fali akustycznej propagującej się w takim ośrodku. Prędkość fali jest określona przez stałe materiałowe obu materiałów tworzących taki ośrodek jak i parametry geometryczne tj. grubości obu warstw składowych tworzących ośrodek periodyczny. Do interpretacji drugiego typu zaburzeń użyto modelu Djafari-Rouhani, który dotyczy ośrodka periodycznego, ale późniejszego oraz zaadoptowanej metody macierzy transformacji, stosowanej w optyce do opisu propagacji fali elektromagnetycznej w periodycznych strukturach optycznych.

W modelu tym, analogicznie jak w teorii pasmowej stanów elektronowych, istnieją zakresy częstotliwości (energii) zwane pasmami, w których mogą propagować fale akustyczne w strukturze nanowarstwowej periodycznej, a także zakresy częstotliwości (przerw zabronionych) w obszarze których nie mogą być wzbudzone drgania typu sprężystego. W nadstrukturze periodycznej przy pewnych warunkach jest możliwe wytworzenie drgań sprężystych w obszarze przerwy częstotliwości, zwanych akustycznymi modami zlokalizowanymi i będących odpowiednikami elektronowych poziomów energetycznych wewnątrz przerwy energetycznej półprzewodnika. Poziomy takie powstają w półprzewodniku np. po wprowadzeniu małej ilości domieszki innych atomów do idealnego kryształu. Wykorzystanie elektronowych poziomów energetycznych położonych wewnątrz przerwy zaowocowało powstaniem urządzeń powszechnie stosowanych w mikroelektronice. W pracy wnikliwie przeprowadzona została analiza pobudzania akustycznych modów zlokalizowanych w nanostrukturach periodycznych oraz określono warunki pobudzania tego typu drgań sprężystych.

Zaprezentowane wyniki eksperymentalne, dotyczące pomiarów zmian współczynnika odbicia światła od nanostruktur warstwowych Au/V oraz ich interpretacja są oryginalnymi wynikami uzyskanymi przez autora.

Przedstawione w pracy metody dotyczące wytwarzania drgań akustycznych przy zastosowaniu tunelowych złącz nadprzewodnikowych mogą być stosowane jako techniki badawcze uzupełniające w stosunku do metody laserowych impulsów femtosekundowych. Poważnym mankamentem tych metod jest to, że mogą być stosowane jedynie w niskich temperaturach (poniżej temperatur krytycznych dla materiałów z których wykonane są złącza tj. w temperaturach ciekłego helu) mimo tego, że częstotliwość graniczną generowanych drgań można łatwo i w dużym zakresie przestrajając za pomocą napięcia przyłożonego do złącza.

Autor pracy uzyskał następujące wyniki:

1. dokonał doboru określonych materiałów do wytwarzanych nanostruktur ze względu na możliwość wzrostu epitaksjalnego jednej warstwy na drugiej oraz kontrastowość akustyczną (znaczną różnicę impedancji akustycznych),
2. określił optymalne warunki generacji fali akustycznej o wysokiej częstotliwości metodą pobudzania warstwy metalicznej krótkimi femtosekundowymi impulsami,
3. dokonał pomiaru prędkości fali akustycznej podłużnej propagującej się w nanostrukturach: Cu/Cu, Ag/Fe, Gd/Co,
4. zaobserwował w badanych nanowarstwach Cu/Cu, Ag/Fe, Gd/Co efekt zmiany stałych sprężystych dla małych grubości warstwy podwójnej (efekt zmiany wymiarowości),
5. określił wielkości trzech pierwszych akustycznych przerwy częstotliwości (energetycznych) dla nanostruktur Au/V o zadanych parametrach geometrycznych,

6. dokonał pomiaru częstotliwości akustycznych modów zlokalizowanych w nanostrukturach Au/V o zadanych parametrach,
7. dokonał obliczeń numerycznych częstotliwości akustycznych modów zlokalizowanych dla nanostruktur Au/V o zadanych parametrach geometrycznych.

Przedstawione wyniki analizy położenia akustycznego modu zlokalizowanego w przerwie energetycznej powstającej w półnieskończonej wielokrotnej podwójnej strukturze periodycznej, na przykładzie nanostruktur Au/V w zależności od rodzaju i geometrii warstwy wierzchniej, stanowią oryginalne osiągnięcie autora. Analiza ta wykazała, że można mieć wpływ na położenie modu zlokalizowanego w obszarze przerwy energetycznej oraz określać w której przerwie mod powinien wystąpić, poprzez odpowiedni dobór materiału warstwy wierzchniej jak i geometrii nanostruktury. Może to mieć duże znaczenie praktyczne, ze względu na konstrukcję nowych urządzeń nanofononicznych, będących odpowiednikiem urządzeń obecnie stosowanych w nanofotonice.

Poruszone w pracy zagadnienia nie wyczerpują całości tematyki propagacji fal akustycznych w nanostrukturach. Celowe jest podjęcie dalszych badań dotyczących:

- poznania mechanizmów fizycznych powodujących efekty zmiany stałych sprężystych w przypadku zmniejszania się grubości składowych struktur nanowarstwowych do rozmiarów pojedynczych warstw atomowych,
- opracowania teoretycznego opisu zlokalizowanych w przerwie częstotliwości stanów energetycznych, związanych z defektami typu domieszek w strukturach nanowarstwowych (Figotin A., (1998) [52], Movchan A. B., *et al.* (2006) [86]),
- podanie teoretycznego opisu dotyczącego stanów energetycznych fononowych dla układów typu kropki kwantowej (Bimberg D. *et al.* (1999)[24]),
- zastosowania metod eksperymentalnych akustyki femtosekundowej do badania właściwości elastycznych nanowarstw pochodzenia organicznego – warstw Lagmuira-Blodgeta (Bonello B. (2001) [31]),
- badanie własności elastycznych nanostruktur trójwarstwowych.

W dziedzinie nanofotoniki wykonuje się w tym zakresie szerokie badania tzw. „photonic crystals” tj. materiałów które charakteryzują się przerwą foniczną. Świadczy o tym chociażby ogromna bibliografia opracowana przez Dowlinga, zawierająca obecnie ponad 6000 publikacji (Dowling J.P., (2007) [47]). Ostatnio wykonane zostały przez zespół Profunser D.M. i Vollmann J. (Profunser D.M., *et al.*(2002) [92], Profunser D.M., *et al.*(2004) [93]) interesujące prace dotyczące zastosowań praktycznych fal akustycznych, generowanych metodą femtosekundowych impulsów laserowych, do badania cienkich membran,

stosowanych jako elementy w układach mikroelektromechanicznych (MEMS) m.in. w mikrosensorach i mikroaktuatorach. Metoda ta znajduje prawdopodobnie zastosowanie jako nieniszcząca i bezdotykowa w badaniu także innych elementów i struktur MEMS (np. cantileverów). Znajomość mechanicznych właściwości elementów MEMS jest kluczowym problemem dla perfekcyjnej pracy mikrosystemów.

Bibliografia

1. Abragam A., Bleaney B., *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Oxford 1970
2. Aleksiejuk M., Astachov P. V., Mitjurich G. S., Sviridova V.V., Fotoakustyczna spektroskopia sloistych i prostranstwienno nieodnorodnych girotropnych sred, *Materiały technologia instrumenty*, 9, 3, 97-109, 2004
3. Aleksiejuk M., Dobrzański M., Larecki W., Podwójne złącze tunelowe jako generator drgań hiperdźwiękowych, *Akustyka Kwantowa i Molekularna*, 2, 47, 1981
4. Aleksiejuk M., Dobrzański M., Larecki W., Generation and detection of incoherent hypersonic vibration using superconducting tunnel junction, *Arch. Acoust.*, 5, 3, 251, 1980
5. Aleksiejuk M., Emeljanowicz A. N., Mitjuricz G.S., Rezonansnoje fotoakustyczeskoe preobrazoovaniye w sloistych sredach pri vozvuzbuzdenji zwyka svetowymi puczkami, *Ceramics*, 79, 30, 2003
6. Aleksiejuk M., Frequencies of localized acoustic modes in dependence on mutual relation of components of Au/V nanolayers, *Arch. Acoust.*, 32, 4 (supl.), 53, 2007
7. Aleksiejuk M., Generacja i detekcja drgań hiperdźwiękowych monochromatycznych przy pomocy nadprzewodnikowych złącz tunelowych, *Materiały XXII OSA*, 351, Wrocław 1975
8. Aleksiejuk M., Influence of nanolayer geometry on frequency of localized acoustic modes, *Arch. Acoust.*, 30, 4 (supl.), 103, 2005
9. Aleksiejuk M., Mitjuricz G., Szuba M., Rogozienko V., Photoacoustic transformation in magnetoactive superlattices, Long wave approximation, *30 th Winter School on Molecular Acoustics*, 101, Gliwice 2001
10. Aleksiejuk M., Pajewski W., Generation and detection of hypersound by using superconducting tunneling junctions, *Acoustoelectronics* 87, part 1, 106, Varna 1988

11. Aleksiejuk M., Pajewski W., Generation and Detection of Hipersound in Microwaves Cavities, *Arch. Acoust.*, 20, 2, 151-169, 1995
12. Aleksiejuk M., Parametry nadprzewodnikowych złącz tunelowych stosowanych do generacji i detekcji drgań hiperdźwiękowych, *Akustyka Kwantowa i Molekularna*, 1, 179, 1979
13. Aleksiejuk M., Rejmund F., Acoustic wave velocity in Ag/Fe nanolayers, *Arch. Acoust.*, 32, 4 (supl.), 47, 2007
14. Aleksiejuk M., Rejmund F., The Fourier analysis of picosecond acoustic signals generated by laser beam in Au/V nanolayers, *Arch. Acoust.*, 31, 4 (supl.), 131, 2006
15. Aleksiejuk M., The frequencies of localized acoustic modes in Au/v nanolayers with capping layer, *Arch. Acous.*, 31, 4 (supl.), 47, 2006
16. Aleksiejuk M., The picosecond ultrasonic waves in Au/V multilayers, *J. Tech. Phys.*, 45, 211, 2004
17. Anisimov A.I., Kapeliovich B.L., Perelman T.L., Elektronnaja emisja s poverchnosti metalov pod dejstviem lasernych puczokov, *Zhur. Teor. Fiz.*, 66, 776, 1974
18. Aussell A., Brun J., Baboux J.C., Generating acoustic waves by laser theoretical and experimental study of the emission source, *Ultrasonics*, 26, 245, 1988
19. Azaroff L., *Elements of X-ray Crystallography*, McGraw-Hill, New York 1968
20. Baibich M., Brode J., Fert A. Nguyen V. D., Petroff F., Etienne P., Greuzet G., Friederich A., Giant Magnetoresistance of Fe/Cr Magnetic Superlattices, *Phys. Rev. Lett.*, 63, 664, 1989
21. Baranskij K.N., Vozbuzdenije w kvarce kolebanij giperzvukowych czastot, *Dokl. Akad. Nauk*, 114, 517, 1957
22. Basseras P., Gracewski S.M., Wicks G.W., Miller R.J.D., Optical generation of high-frequency acoustic waves in GaAs/Al_xGa_{1-x}As periodic multilayer structures, *J. Appl. Phys.*, 75, 6, 2761, 1995

23. Bell A., Zahoni R.J., Brillouin scattering from Love waves in Cu/Nb metallic superlattices, *Appl. Phys. Lett.*, 51, 652, 1987
24. Bimberg D., Grundman M., Ledentsow N.N., *Quantum Dot Heterostructures*, Wiley, Chichester 1999
25. Blackley J. M., *Introduction to the properties of crystal surfaces*, Pergamon Press, Oxford 1973
26. Błachowicz T., *Results of measurements in the Co/Cu superlattices in: Brillouin spectroscopy in crystal lattices*, Wyd. Polit. Śląskie, 2003
27. Bommel H. E., Dransfeld K., Excitation of very-high-frequency sound in quartz, *Phys. Rev. Lett.*, 1, 234, 1958
28. Bommel H. E., Dransfeld K., Excitation, Detection and Applications of Hypersonic Waves, *Journ. Acoust. Soc. Amer.*, 31, 837, 1959
29. Bonello B., Perrin B., Photothermal properties of bulk and layered materials by the picosecond acoustics technique, *J. Appl. Phys.*, 83, 3081, 1998
30. Bonello B., Perrin B., Romatet E., R. Gohier, Time-resolved thermal properties by picosecond ultrasonic technique, *Progr. Nat. Science*, 6, S444, 1996
31. Bonello B., *Ultrasonic at the molecular scale – Investigation of the interface between a metal and a Langmuir-Blodgett film*, 30 th Winter School on Molecular and Quantum Acoustics, EAA Symposium, 71, 2001
32. Born M., Wolf E., Wave propagation in layered media, in: *Principles of optics*, Pergamon, New York 1964
33. Bruce L.A., Jaeger L.A., Geometrical factors in f.c.c. and b.c.c. metal on metal epitaxy, *Philos. Mag.*, A38, 223, 1978
34. Bugajski M., Nanofotonika, *Postępy Fizyki*, 55, 4, 2004
35. Calder C.A., Wilcox W.W., Technique for measurements of elastic constants by laser energy deposition, *Rev. Sci. Instr.*, 55, 1557, 1984

36. Camley R.E., Barnas F., Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling, *Phys. Rev. Lett.*, 63, 664, 1989
37. Camley R.E., Djafari-Rouhani B., Dobrzyński L., Maradudin A.A., Transverse elastic waves in periodically layered infinite and semi-infinite media, *Phys. Rev.*, 27, 12, 7318, 1983
38. Cammarata R.C., The supermodulus effect in compositionally modulated thin films, *Scr. Metall.*, 20, 479, 1986
39. Cawford F.S., Fale, PWN, Warszawa 1972
40. Chang Y. A, Kimmel J.A., Temperature Dependence of the Elastic Constants of Cu, Ag and Au, *J. Appl. Phys.*, 37, 3567, 1966
41. Colvard C., Merlin R., Klein M.V., Gossard A.C., Observation of folded acoustic phonons in a semiconductors, *Phys. Rev. Lett.*, 45, 298, 1980
42. Dewhurst R. J., Al Rubai W.S. Generation of short acoustics pulses from an energetic picosecond laser, *Ultrasonics*, 27, 262-269, 1989
43. Djafari-Rouhani B., Dobrzynski L., Hardoin Duparc O., Camley R.E., Maradudin A.A., Sagittal elastic waves in infinite and semi-infinite superlattices, *Phys. Rev.*, B28, 4, 1711 1983
44. Djafari-Rouhani B., Wallis R.F., Vibrational contribution specific heat of the interface between two different crystals, *Phys. Rev.*, B14, 2296, 1976
45. Djafari-Rouhani B., Wallis R.F., Elastic continuum theory of interface-atom mean-square displacements, *Phys. Rev.*, B16, 741, 1977
46. Dobrzański M., Aleksiejuk M., Larecki W., Układ do pomiaru widma fononów w próbce ciała stałego, patent nr 129466
47. Dowling J. P., A comprehensive bibliography website on photonic crystals, <http://phys.lsu.edu/~jpdowling/pbgbib.html>
48. Dutcher J.R., Lee S., Kim J., Enhancement of the c_{11} Elastic Constant of Ag/Pd Superlattices Films as Determined from Longitudinal Guided Modes, *Phys. Rev Lett.*, 65, 1231, 1990

49. Eaglashman D.J., Cerullo M., Dislocation-Free Stranski-Krastanov growth of Ge on Si (100), *Phys.Rev. Lett.*, 64, 1943, 1990
50. Eisenmenger W., Dayem A. M., Quantum generation and detection incoherent phonons in superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, 18, 4, 1251, 1967
51. Fartash A., Fullerton E.E., Evidence for supermodulus effect and enhanced hardness in metallic superlattices, *Phys Rev.*, B44, 13, 769, 1991
52. Figotin A., Gorenstveig V., Localized electromagnetic waves in a layered periodic dielectric medium with defects, *Phys. Rev.*, 58B, 1, 211, 1998
53. Freitag A.E., Chowdhury A.R., Effect of interface on magnetic anisotropy of Fe/Tb multilayers, *J. Appl. Phys.*, 82, 5039, 1997
54. Fuellerton E.E., Schuler L., Parker F.T., Relation between structural phase transitions and elastic anomalies in metallic superlattices, *J. Appl. Phys.* 73, 11, 7370, 1993
55. Grimsditch M., Effective elastic constants of superlattices, *Phys. Rev.*, B31, 10, 6818, 1985
56. Grundman M., *Nano-optoelectronics, Concepts, Physics and Devices*, Springer-Verlag, Berlin 2002
57. Guiner A., *Theory and Technology of X-ray*, Dunod, Paris, 1964
58. Harrison W.A., *Teoria ciała stałego*, PWN, Warszawa, 1976
59. Herman M. A., Siter H., *Molecular Beam Epitaxy*, Springer-Verlag, Berlin 1989
60. Huang T.C., Gilles R., Will G., Thin-film thickness and density determination from X-ray reflectivity data using a conventional power diffractometer, *Thin Solid Films*, 230, 99, 1993
61. Hutchins D.A., Dewhurst R.J., Palmer S.B., Laser generated ultrasound at modified metal surface, *Ultrasonics*, 19, 103, 1981
62. Jankowski A.F., Superharness effect in Au-Ni multilayers, *J. Phys.*, F18, 413, 1988

63. Jaszczak J.A., Wolf D., On the elastic behavior of composition-modulated superlattices, *J. Mater. Res.*, 6, 1207, 1991
64. Juserand B., Cardana M., Raman spectroscopy of Vibrations in Superlattices in: *Light Scattering in Solids*, Verlag, Berlin, New York 1989
65. Kaganov M., Lifshitz I.M., Relaksacja mezdu elektronami i reszotkoj, *Zh. Eks. Teor. Fiz.* 31, 232, 1956
66. Kavokin A., Malpuech G., Gil B., Semiconductor microcavities: towards polariton lasers, *MRS Internet Journal Nitride Semicond. Res.*, 8, 3, 2003
67. Khan M. R., Chun S.L., Felcher G.P., Structural, elastic and transport anomalies in molybden/nickiel superlattices, *Phys. Rev.*, B27, 7186, 1983
68. Kiessig H., Untersuchungen zur Totalreflexion von Rontgenstrahlen, *Ann. Phys.*, 5, 715, 1931
69. Kim W.S., Andra W., Kleeman W., Dependence of the magnetization reversal of Fe/Tb multilayers on layers thickness and growth temperature, *Phys. Rev.* B58, 6346 1998
70. Kinder H., Spin-Phonon Coupling of $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{V}^{3+}$ by Quantitative Spectroscopy with Phonons, *Z. Physik*, 262, 295, 1973
71. Kittel C., *Introduction to Solid State Physics*, chapter 9, John Wiley & Sons, New York 1974
72. Kittel C., Fonony i drgania sieci krystalicznej w: *Wstep do fizyki ciata stalego*, PWN, Warszawa 1974
73. Koblinger O., Mebert J., Dittrich E., Dottinger S. and Eisenmenger W., Phonon stop bands in amorphous superlattices, *Phys. Rev.*, 35B, 17, 9372, 1987
74. Kojima I., Boquan L., Structural characterization of thin films by X-ray reflectivity, *The Rigaku Journal*, 16, 2, 31, 1999
75. Kronig R.L., Penny W.G., Quantum mechanics of electrons in crystal lattices, *Proc. Roy. Soc. London*, A130, 499, 1930

76. Kueny A., Grimsditch M., Anomalous Behavior of Surface Acoustic Waves in Cu/Nb Superlattices, *Phys. Rev. Lett.*, 48, 166, 1982
77. Kwo J., Hong M., Nakamura S., Growth of rare-earth single crystals by molecular beam epitaxy, *Appl. Phys. Lett.*, 49, 319, 1986
78. Landolt-Bornstein, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, vol. 11, pp 9, Berlin 1971
79. Leżnev, N. B., *Giperzvukovye metody issledovaniy v fizike zidkoho sostojanija*, IPPT PAN, Warszawa 1978
80. Magnan H., Chandesris D., Villette B., Structure of thin metastable epitaxial Fe films, *Phys. Rev. Lett.*, 67, 859, 1991
81. Malecki I., *Podstawy teoretyczne akustyki kwantowej*, PWN, Warszawa 1972
82. Maris H.J., *Physical Acoustics* ed. Mason W.P. and Thurston R.N., vol.7, 279, Academic, New York 1971
83. Miklos A., Loricz A., Determination of thermal properties of thin metal films from pulsed thermoreflectance measurements in the picosecond regime, *Appl. Phys.* B48, 261, 1989
84. Monchalin J.P., Optical detection of ultrasound, *IEEE Trans. Sonics, Ultrasonics, Freq. Control*, 33, 485, 1986
85. Moruzzi V.L., Marcus P.M., Schwarz K., Mohn P., Ferromagnetic phases of bcc and fcc Fe, Co and Ni, *Phys. Rev.*, B34, 1784, 1986
86. Movchan A.B., Movchan N.V., Hag S., Localized vibration modes and stop bands for continuous and discrete periodic structures, *Materials Science and Engineering*, A431, 175, 2006
87. Ohring M., *The material science of thin films*, Academic Press, San Diego 1991
88. Parratt L.G., Surface Studies of Solids by Total Reflection of X-Rays, *Phys. Rev.*, 95, 359, 1954

89. Patrini M., Galli M., Belotti M., Andreani L.C., Guizzetti G., Pucker G., Lui A., and Bellutti L., Optical response of one-dimensional (Si/SiO₂), *J. Appl. Phys.*, 92, 4, 1816, 2002
90. Perrin B., Bonello B., Jeannet J.C., Romatet E., Picosecond ultrasonic study of metallic multilayers, *Physica B*, 219, 681, 1996
91. Pickett W.E., Relation between the electronic structure of coherent composition modulated alloys and the supermodulus effect, *J. Phys. F* 12, 2195, 1982
92. Profunser D.M., Volmann J., Bryner J., Dual J., Measurement and simulation of the laser based thermo-elastic excitation and propagation of acoustic pulses for thin film and MEMS inspection, *SPIE Proceedings*, 4703, 21, 2002
93. Profunser D.M., Volmann J., Dual J., Determination of the material properties of microstructures by laser based ultrasound, *Ultrasonics*, 42, 641, 2004
94. Rose L.F. R., Point-source representation for laser-generated ultrasound, *J. Acoust. Soc. Am.*, 75, 723, 1975
95. Rosenzweig A., *Photoacoustics and photoacoustic spectroscopy*, J. Wiley, New York, 1980
96. Rytov M., Acoustic properties of fine layered media, *Sov. Phys. Acoust.* 2, 68, 1956, *Akust. Zurnal*, 2, 71, 1956 (ros.).
97. Santos P.V., Ley L., Mebert J., and Koblinger O., Frequency gaps for acoustic phonons in a-Si:H/a-SiN_x:H superlattices, *Phys.Rev.*, B36, 9, 4858, 1987
98. Schuller I. K., New Class of Layered Materials, *Phys. Rev. Lett.*, 44, 1597, 1980
99. Scruby C. B., Dewhurst R.J., Hutchins D. A., Palmer S.B., Quantitative studies of thermally generated elastic waves in laser-irradiated metals, *J. Appl. Phys.*, 51, 6210, 1980
100. Simulreflec <http://www-llb.cea.fr/prism/programs/reflec/simulreflec.html>

101. Sinha S.K., Sirota E.B., Garoff S., X-ray and neutron scattering from rough surface, *Phys.Rev.*, B38, 2297, 1988
102. Stoner R.J, Maris H.J., Kapitza conductance and heat flow between solids at temperatures from 50 to 300 K, *Phys. Rev.*, B48, 16373, 1993
103. Thomsen C., Grahn H.T., Maris H.J., Tauc J., Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses, *Phys. Rev.* B34, 6, 4129, 1986
104. Thomsen C., Strait J., Vardeny Z., Coherent Phonons Generation and Detection by Picosecond Light Pulses, *Phys. Rev. Lett.*, 53, 989, 1984
105. Vasicek A., *Optics of thin films*, Chapter 3, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1960
106. Venables J.A., Spiller G.D., Hanbucken M., Nucleation and growth of thin films, *Rep. Prog. Phys.*, 47, 399, 1984
107. Wert C.A., Thomson R.M., *Physics of Solids*, McGraw-Hill, New York 1970
108. White R.M., Generation of elastic waves by transient surface heating, *J. Appl. Phys.*, 34, 3559, 1963
109. Wolf D., Lutsko J. F., Structurally Induced Supermodulus Effect in Superlattices, *Phys.Rev. Lett.*, 60, 1170, 1988
110. Wright J.G., Ferromagnetism in Epitaxial F.C.C Iron Films, *Philos. Mag.*, 24, 217, 1971
111. Wu T.B., Effect of scattering singularities on the elastic constants of composition-modulated alloys, *J. Appl. Phys.*, 53, 5265, 1982
112. Yariv A. and Yeh P., Propagation electromagnetic waves in periodical media in: *Optical Waves in Crystals*, Wiley & Sons, New York, 1984, *Opticzeskije volny v kristalach*, Mir, Moskva 1987 (tłumaczenie ros.)
113. Yeh P., Yariv A., Optical surface waves in periodic layered media, *Appl. Phys. Lett.*, 32, 104, 1978

114. Yeh P., Electromagnetic propagation in layered media, *J. Opt. Soc. Amer.*, 69, 742, 1979
115. Yuun V. A., Ivanov O., Aleksiejuk M., Kawalec A., Kinetics of transverse acoustoelectric voltage and photoeffects in layered structures, *Acoust. Lett.*, 14, 12, 238, 1991
116. Zhu T.C., Maris H.J., Tauc J., Attenuation of longitudinal acoustic phonons in amorphous SiO₂ at frequency up to 440 GHz, *Phys. Rev.*, 33, 923, 1978