

2.22—akustyczne metody badania materiałów
i układów mechanicznych

8/1987

Jerzy Mazurek

ANALIZA OŚRODKÓW NIEJEDNORODNYCH
ZA POMOCĄ PRZETWARZANIA
IMPULSÓW ULTRADŹ WIĘKOWYCH

8/1987

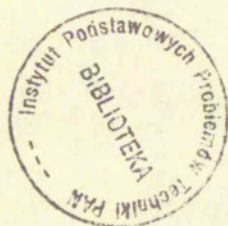
P. 269



WARSZAWA 1987

<http://rcin.org.pl>

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 29 stycznia 1987 r.



56861



Na prawach rękopisu

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 140 egz. Ark.wyd. 3,15 Ark.druk. 4,5

Oddano do drukarni w lutym 1987 r.

Nr zamówienia 134/87

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul.Śniadeckich 8

Jerzy Mazurek
Zakład Akustyki Fizycznej
IPPT PAN Warszawa

ANALIZA ÓŚRODKÓW NIEJEDNORODNYCH ZA POMOCĄ PRZETWARZANIA IMPULSÓW ULTRADŹWIĘKOWYCH

Streszczenie

W pracy przedstawiono klasyczne metody analizy struktury niejednorodnych ośrodków stałych oparte na pomiarze prędkości i osłabienia fal ultradźwiękowych. Z uwagi na niedostatki powyższych metod w charakteryzowaniu ośrodka niejednorodnego zaproponowano metody oparte na przetwarzaniu impulsu ultradźwiękowego: analizę widmową i binarnie generowane impulsy ultradźwiękowe.

Możliwości analizy widmowej omówiono na przykładach oceny lokalizacji oraz kształtu regularnych i nieregularnych makrodefektów oraz badań struktury próbek żeliwnych, kamiennych oraz spieków W-Cu. Dyskretnie generowane impulsy ultradźwiękowe przedyskutowano na przykładach fal powierzchniowych Rayleigha oraz fal podłużnych. Analizę struktury ośrodka niejednorodnego /identyfikację oraz rozkład skupisk makrodefektów/ przedstawiono dla modelu "sześciennego" ośrodka niejednorodnego i omówiono w aspekcie kamieni budowlanych /naturalnych i sztucznych/.

1. WSTĘP

Ośrodki niejednorodne stałe odznaczające się przypadkową zmianą parametrów mechanicznych w funkcji położenia były wielokrotnie przedmiotem analiz teoretycznych i doświadczalnych. Analizy teoretyczne [1],[2],[3],[4] wychodząc z założenia kontinuum ośrodka ciągłego rozpatrywały zmiany parametrów ciągłej fali elektromagnetycznej lub akustycznej rozchodzącej się w ośrodku.

Ze względu na znacznie szersze możliwości charakteryzowania ośrodków stałych za pomocą fal akustycznych, w niniejszej pracy zajmujemy się zagadnieniem propagacji fal akustycznych w niejednorodnych ośrodkach stałych. Prace teoretyczne przedstawione w publikacjach [3], [5] opisują metody obliczenia współczynników osłabienia fal ultradźwiękowych w ośrodku polikrystalicznym, niejednorodnym za pomocą zespolonych, dynamicznych modułów sprężystości. W pracach [1], [6] omówiono rozproszenie fal akustycznych w ośrodkach uziarnionych o przypadkowo rozmieszczonych niejednorodnościach, w których udział rozproszenia mierzony w stosunku do fali padającej jest znikomo mały.

Badania doświadczalne opisują reguły zmianę prędkości fal ultradźwiękowych, która w przypadku ośrodków niejednorodnych o zmiennym module Younga i module sprężystości poprzecznej jak również stochastycznym rozkładzie makrodefektów, nie może być uważana za parametr charakteryzujący własności fizyczne ośrodka. Nieliczne prace opisujące osłabienie fal ultradźwiękowych [5], [7], [8] mają charakter fragmentaryczny i mogą służyć jako ilustracja aktualnego stanu impasu w zastosowaniu metod akustycznych do oceny i charakteryzowania niejednorodnych ośrodków stałych.

W pracy niniejszej zaproponowano dyskretny model ciała stałego oraz dyskretnie generowane impulsy ultradźwiękowe opisywane za pomocą funkcji walsha. Przesłanką były pozytywne wyniki uzyskane przy wykorzystaniu analizy widmowej impulsów ultradźwiękowych, gdzie występuje zależność między energią fal ultradźwiękowych rozproszonych w ośrodku a zmianą widma amplitud w funkcji częstotliwości [9], [10]. Dodatkowym impulsem były badania zmian własności ośrodka stałego za pomocą dyskretnie generowanych fal powierzchniowych i objętościowych [12], [13], [14] oraz sugestie dotyczące kwantyzacji pola ultradźwiękowego [11].

W rozdziale drugim przedstawiono skrótkowo problemy analizy metali i materiałów budowlanych. W rozdziale trzecim przegląd stosowanych powszechnie konwencjonalnych badań ultradźwiękowych wykorzystujących pomiar czasu przejścia fali ultradźwiękowej w ośrodku oraz jej amplitudy ciśnienia [15]. W rozdziale czwartym omówiono zastosowania analizy widmowej do oceny makrodefek-

tów struktury oraz badań wytrzymałości połączeń i elementów niejednorodnych /spieki, kamień budowlany/. W rozdziale piątym przedstawiono podstawowe zależności dotyczące funkcji binarnych /Walsha i Hadamarda/ oraz zasadę binarnej generacji fal Rayleigha i fal podłużnych. W rozdziale szóstym opisano model sześcienny ośrodka oraz zmianę parametrów generowanych binarnie fal ultradźwiękowych w funkcji zmian własności ośrodka niejednorodnego. Jako ilustrację przytoczono możliwości charakteryzowania struktury kamienia budowlanego - naturalnego i sztucznego.

2.0 PROBLEMY ANALIZY STRUKTURY OŚRODKÓW NIEJEDNORODNYCH

2.1 Metale

Metale oraz stopy metali są zbiorami ciał trójwymiarowych; ziarn oraz cząsteczek [16] których struktura przestrzenna może być przedstawiona za pomocą metod stereometrycznych metalografii ilościowej. Parametry przestrzennej struktury metali można wyznaczyć za pomocą: 1/ zbudowania modelu przestrzennego struktury zweryfikowanego na podstawie szeregu równoległych przekrojów ocenianych metodą optyczną za pomocą mikroskopu, 2/ pomiarów płaskich przekrojów pobranych w sposób losowy i wyznaczenia przestrzennych wskaźników struktury na podstawie prawdopodobieństwa geometrycznego i geometrii różniczkowej.

Drugi sposób umożliwia określenie metali za pomocą parametrów integralnych, charakteryzujących ilościowo zbiór obiektów w przestrzeni w stosunku do jednostki miary danej przestrzeni, np. objętość wydzielen lub wtrąceń w 1 cm^3 stopu. Za pomocą parametrów integralnych można następnie zdefiniować parametry lokalne zbioru, podające uśrednioną charakterystykę jednego obiektu w przestrzeni, np. średnią objętość ziarna.

Metale można umownie podzielić na dwie grupy - metale o strukturze poliedrycznej, charakteryzujące się jednorodną strukturą oraz metale o strukturze polikrystalicznej, gdzie występują liczne wtrącenia lub wydzielenia składników.

Do pierwszej grupy materiałów można zaliczyć spieki metali

o jednorodnej mikrostrukturze, charakteryzujące się wielkością i rozkładem porów, do drugiej grupy odlewy żeliwa i metali kolorowych. O ile w przypadku spieków mamy do czynienia z układami dwufazowymi - metalowy szkielet i nierównomiernie rozmieszczone pory, to w przypadku odlewów żeliwnych występują układy wielofazowe z nieregularnymi wydzieleniami grafitu o różnych kształtach.

Podobną budowę obserwuje się w stopach metali kolorowych /mosiądz, brąz/, gdzie mamy do czynienia z różnego rodzaju strukturami - poliedryczną, dendrytyczną oraz bliźniakami występującymi w ziarnach. Badania makrostruktury metali przeprowadza się zasadniczo za pomocą konwencjonalnych metod optycznych stosowanych w metalografii. W ostatnich latach obserwuje się wzrost wykorzystania stereometrycznej metalografii ilościowej, z użyciem automatycznych analizatorów struktury, typu Quantimet Microvideomat [7].

Metody te dla odlewów żeliwa i metali kolorowych dają dostatecznie wiarygodne wyniki, mniejsze zastosowanie obserwuje się w stosunku do spieków metali, jak również gotowych wyrobów czy elementów. W tym przypadku wykonanie próbek metalograficznych jest stosunkowo pracochłonne, a w odniesieniu do szeregu wyrobów np. energetyki jądrowej czy kosmonautyki - wręcz niemożliwe ze względu na konieczność uszkodzenia elementu. Dlatego jako metody, w pewnym sensie konkurencyjne, wprowadza się badania niszczące, gdzie za pomocą metod ultradźwiękowych, prądów wirowych lub podczerwieni analizuje zmiany struktury elementów lub wyrobów poddanych obróbce cieplnej, działaniu naprężeń czy promieniowania [15].

2.2 Kamień budowlany /naturalny i sztuczny/

Ocena zmian struktury kamienia budowlanego dokonywana jest głównie na podstawie badań niszczących, dostarczających fragmentaryczne i uzyskane na znormalizowanych próbkach wyniki. O ile metody te, głównie mikroskopowe [18][19] pozwalają rozpoznawać minerały, to niestety nie są odpowiednie do określania wew-

wnętrznego rozkładu ziaren, pomiaru średniego rozmiaru porowatości czy nawet szybkich pomiarów gęstości. Stosowane powszechnie zestawienia tabelaryczne własności minerałów mają charakter porównawczy, wykorzystywane do identyfikacji ograniczonej ilości minerałów /200 - 300/. Brak jest natomiast metod pozwalających na przestrzenną analizę struktury kamieni budowlanych, określającą zasadnicze parametry fizyczne i techniczne.

Wprowadzone w ostatnich latach badania ultradźwiękowe próbek betonowych [20], [21], [22] wykorzystują pomiar prędkości fal podłużnych. Wyniki pomiarów obarczone są znaczną dyspersją wywołaną niejednorodnością betonu. Badania prędkości fal ultradźwiękowych w złożach skalnych [23], [24] ukierunkowane są na charakteryzowanie złoża, brak jest natomiast informacji o strukturze wewnętrznej próbek skał i minerałów oraz zależności między parametrami akustycznymi skał, a ich wytrzymałością. Bardziej szczegółowe badania próbek marmuru prowadzone pod kątem uzyskania relacji między zmianami prędkości podłużnych fal ultradźwiękowych a orientacją osi krystalograficznych [25], [26] oparte były na znanej, na podstawie badań mikroskopowych, budowie krystalograficznej. Podobnie jak w poprzednich pracach wykorzystywano jedynie jako parametr, zmianę prędkości podłużnych fal ultradźwiękowych.

Reasumując, na podstawie przeglądu szeregu prac doświadczalnych można stwierdzić, że dotychczasowe badania kamieni budowlanych /naturalnych i sztucznych/ opierają się na pomiarach zmian prędkości podłużnych fal ultradźwiękowych i statystycznej ocenie wyników badań dla uzyskania zależności między prędkością fal ultradźwiękowych, a wytrzymałością na ściskanie.

3.0 KONWENCJONALNE BADANIA ULTRADŹWIĘKOWE

3.1 Pomiar prędkości fal ultradźwiękowych

Ośrodki izotropowe

Klasyczne równanie fali akustycznej rozchodzącej się w ośrodku stałym można przedstawić w postaci /1/ [1]

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} \quad /1/$$

Dla ośrodka izotropowego uzyskamy zależność

$$\sigma_{kk} = \lambda \cdot \vartheta + 2\mu \cdot \varepsilon_{kk} \quad /2/$$

$$\sigma_{ij} = 2\mu \cdot \varepsilon_{ij} \quad k, i, j = x, y, z \quad i \neq j$$

gdzie
$$\vartheta = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} = \nabla \cdot \bar{u} \quad /3/$$

Rozwijając wyrażenie /3/ względem współrzędnych x, y, z otrzymamy /4/

$$\rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \vartheta}{\partial y} + \mu \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} \quad /4/$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \vartheta}{\partial z} + \mu \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}$$

Po zsumowaniu równań /4/ uzyskamy relację /5/

$$\rho \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \nabla (\nabla \cdot \bar{u}) + \mu \Delta \bar{u} \quad /5/$$

Powyższe równanie ruchu w ośrodku izotropowym zwane równaniem Lamego obejmuje dwa rodzaje przemieszczeń - postaciowych i objętościowych. w pierwszym przypadku dla przemieszczeń postaciowych dywergencja jest równa zero,

$$\nabla \cdot \bar{u} = 0 \quad /6/$$

Po zróżniczkowaniu względem czasu równania /5/ otrzymamy rów

nianie opisujące odkształcenia postaciowe /7/

$$\rho \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial t^2} = \mu \Delta \bar{v} \quad \text{gdzie } \bar{v} = \frac{d\bar{u}}{dt} \quad /7/$$

Postępując podobnie dla odkształceń podłużnych, dla których rotacja jest równa zeru

$$\nabla \times \bar{u} = 0 \quad /8/$$

oraz odkształcenie objętościowe ϑ jest równe dywergencji wektora przemieszczeń \bar{u}

$$\vartheta = \nabla \cdot \bar{u} \quad /9/$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial x_1} = \Delta \bar{u} \quad /10/$$

otrzymamy równanie dla fali podłużnej /11/

$$\rho \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \Delta \bar{v} \quad /11/$$

gdzie $\lambda + 2\mu = K + \frac{4}{3}\mu$ /12/

Fala podłużna, w przypadku ogólnym dla $\epsilon_{xx} \neq \epsilon_{yy}$ lub $\epsilon_{xx} \neq \epsilon_{zz}$, zawiera odkształcenie postaciowe, gdzie cząstki ośrodka zmieniają swoją objętość i kształt. Z tych względów zamiast operować pojęciami fal odkształceń objętościowych i postaciowych bardziej ścisłe jest stosowanie określeń: fale podłużne i poprzeczne [1].

Równania /11/ i /12/ można wyrazić w funkcji Lamego /13/ lub współczynników Poissona i sprężystości podłużnej /E, ν / /14/

$$c_t^2 = \frac{\mu}{\rho} = \frac{E}{2\rho} \left[\frac{1}{1+\nu} \right] \quad /13/$$

$$c_l^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} = \frac{E}{\rho} \left[\frac{1 - \nu}{1 + \nu/1 - 2\nu/} \right] \quad /14/$$

Badania doświadczalne prędkości fal podłużnych i poprzecznych w izotropowych ośrodkach stałych nie nastroczają praktycznie żad-

nych problemów i są dostatecznie szeroko opisane w licznych publikacjach [1], [7]. Wykorzystuje się tutaj relację /15/ i dokonuje pomiaru czasu przejścia w próbce lub badanym elemencie o znanej długości L

$$c_{l,t} = \frac{L}{t} \quad [\text{m/s}] \quad /15/$$

Dokładność pomiaru prędkości zależy głównie od wymiarów próbki /długość, równoległość powierzchni czołowych/. Celem zwiększenia dokładności pomiarów wykorzystuje się metodę tzw. "krążącego impulsu - sign-around", w której dokonuje się zliczanie zmian liczby przejść impulsu fali w wybranym odcinku czasu przez określoną drogę w materiale badanym. Metoda ta pozwala na mierzenie prędkości fal ultradźwiękowych w ośrodkach stałych z dokładnością 0,1 % i bywa stosowana do wyznaczania stałych sprężystości II-go rzędu. Ponadto stosowane są układy wykorzystujące zmianę faz lub interferencję impulsów.

Ośrodki niejednorodne

W pomiarach prędkości fal ultradźwiękowych w ośrodkach niejednorodnych wykorzystywane są dwa sposoby opisu ośrodka - ośrodek o ciągłym rozkładzie niejednorodności i ośrodek jednorodny z przestrzennym, przypadkowym rozkładem niejednorodności. W pierwszym przypadku współczynniki Lamego λ, μ oraz gęstość ρ występujące w ogólnym równaniu ruchu w ośrodku stałym /4/ są funkcjami współrzędnych $\{x, y, z\}$ /16/

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= F_x + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \\ \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} &= F_y + \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} \\ \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} &= F_z + \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \end{aligned} \quad /16/$$

Po podstawieniu na miejsce σ_{kk} i σ_{ij} wyrażeń /17/, /18/, /19/ uzys-

kamy równanie /20/ dla u_x oraz podobne dla u_y i u_z .

$$\sigma_{kk} = \lambda \vartheta + 2\mu \cdot \epsilon_{kk} \quad /17/$$

$$\sigma_{ij} = 2\mu \cdot \epsilon_{ij} \quad /18/ \quad i, j, k = x, y, z \quad i \neq j$$

$$\epsilon_{kk} = \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad /19/$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \rho F_x + \frac{\partial}{\partial x} [(\lambda + 2\mu)\vartheta] + \mu \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} - \mu \frac{\partial \vartheta}{\partial x} - 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x} +$$

$$+ 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial \mu}{\partial y} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial \mu}{\partial z} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) /20/$$

Wprowadzając tensor odkształceń $\|\mathbb{S}\|$ i zastępując ϑ przez $\text{div } \vec{u}$ otrzymamy ogólne równanie ruchu w ośrodku niejednorodnym /21/

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \rho \vec{F} + \nabla [(\lambda + 2\mu)\nabla \cdot \vec{u}] + \mu \Delta \vec{u} - \mu \nabla (\nabla \cdot \vec{u}) - 2\nabla \cdot \vec{u} \cdot \nabla \mu + \nabla \mu \|\mathbb{S}\| /21/$$

gdzie tensor symetryczny jest określony za pomocą wyrażenia /22/

$$\|\mathbb{S}\| = \begin{vmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{vmatrix} \quad /22/$$

Wzór /22/ przedstawia pole akustyczne w ośrodku niejednorodnym. Przypomnieniu zmian gęstości ośrodka oraz po wprowadzeniu potencjału akustycznego ϕ równanie otrzyma postać :

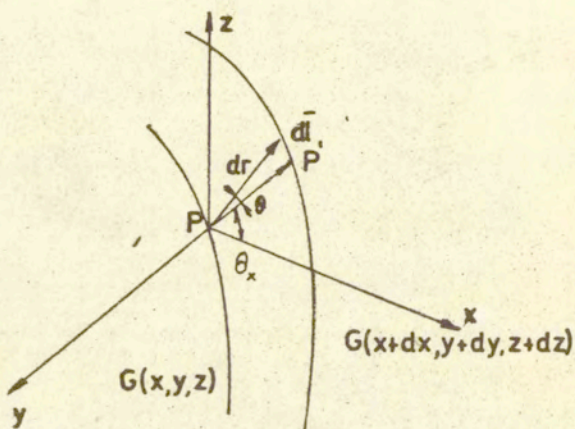
$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c^2(x, y, z) \nabla^2 \phi \quad /23/$$

aktualną przy założeniu, że $\mu = 0$ i pominięciu sił masowych $F = 0$.

Inną metodą obliczenia pola akustycznego w ośrodku niejednorodnym jest wyznaczenie drogi promienia dźwiękowego. W odróżnieniu od ośrodka jednorodnego, w którym są one liniami prostymi, dla ośrodka niejednorodnego promienie dźwiękowe są liniami krzywymi [1]. Powierzchnia frontu fali spełnia równanie /24/

$$|\nabla G|^2 = \left(\frac{c_0}{c'}\right)^2 = n^2 \quad /24/$$

c_0 - prędkość propagacji czoła fali w kierunku prostopadłym do powierzchni ekwifazowej, c' - rzeczywista prędkość rozchodzenia się fali w ośrodku, n - współczynnik załamania ośrodka w punkcie P w stosunku do ośrodka w punkcie P' , gdzie prędkość fali jest równa c_0 . Funkcja G , nazywana jest ejkonałem, a równanie /24/ równaniem ejkonału, które pozwala na wyznaczenie długości promienia dźwiękowego między dwoma punktami P i P' /Rys.1/.

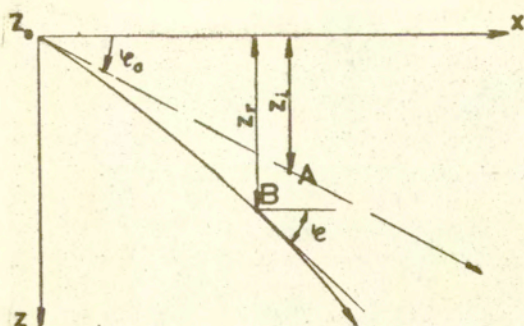


Rys.1 Promień dźwiękowy dl oraz przesunięcie czoła fali [1].

Równanie / / można przedstawić w postaci /25/

$$\frac{d(n \cos \theta)}{dt} \nabla n \quad /25/$$

,gdzie θ - kąt między kierunkiem normalnej dr do powierzchni ekwifazowej w punkcie P a kierunkiem promienia dźwiękowego dl . Z równania /25/ można obliczyć promień dźwiękowy dla warstwy o stałym gradiencie szybkości /26/



Rys.2 Promień dźwiękowy w warstwie o stałym gradientie prędkości [1].

$$\frac{dz_0}{dz} = \frac{c_0 \sin \epsilon_0}{c^2 \sin \epsilon} = \frac{n^2 \sin \epsilon_0}{\sqrt{n^2 - \cos^2 \epsilon}} \quad /26/$$

Jeżeli prędkość fali zmienia się wg zależności /27/

$$c(z) = c_0 (1 + \epsilon c') \quad /27/$$

gdzie c_0 - prędkość fazowa dla $z = z_0$, ϵ - współczynnik niejednorodności, (z_r - rzeczywiste położenie promienia, z_i - pozorne położenie promienia) to wartości z_i, r określają wzory 28 i 29.

$$z_i = \int_0^{z_r} \frac{dz}{1 + 2\epsilon(1 - \text{ctg}^2 \epsilon_0)} \quad /28/$$

$$r = \int_0^z \frac{dz}{\text{tg} \epsilon} \quad /29/$$

Zależności te wykorzystywane są przeważnie w hydrolokacji, przy założeniu słabej niejednorodności, $\epsilon \ll 1$.

Dla materiałów polikrystalicznych bardziej adekwatny będzie opis opracowany dla ośrodków o przypadkowym rozkładzie niejedno-

rodności. Parametrem charakteryzującym ich rozkład jest współczynnik korelacji K , definiowany jako stosunek funkcji korelacji F_{12} do średniego kwadratu zmian współczynnika załamania w czasie ν^2 .

$$K_{12} = F_{12} / \nu^2 \quad /30/$$

Funkcja korelacji F_{12} określa średnią wartość w czasie iloczynu współczynników załamania w dwóch punktach P_1 i P_2 $\nu(P_1), \nu(P_2)$

$$F_{12} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{2t} \int_{-t}^t \nu(P_1, t) \cdot \nu(P_2, t) dt \quad /31/$$

W ośrodku statystycznie izotropowym, współczynnik korelacji będzie funkcją odległości między punktami P_1 i P_2 . Dla małych odchyżeń n od wartości średniej $|n| \ll 1$ prawdopodobieństwo, że promień odchyłony jest od osi symetrii o kąt θ jest równe $H(\theta, l)$

$$H(\theta, l) = \frac{1}{4\pi} \sum_{m=0}^{\infty} (2m + 1) P_m \cdot \cos \theta \left[\exp(-m/(m + 1)) \right] \cdot l/L \quad /32/$$

gdzie P_m - wielomian Legendre'a m -tego rzędu, l - droga do punktu obserwacji P' . Dla słabej niejednorodności ośrodka

$$H(\theta, l) = \frac{L}{4\pi l} \exp(-\theta^2 L/4l) \quad /33/$$

Po wyznaczeniu różnicy dróg promieni dźwiękowych można określić wahania natężenia dźwięku. Metoda geometryczna może być zastosowana jedynie w przypadku, gdy rozmiary niejednorodności są duże w porównaniu z długością fali $a \gg \lambda$ i analizowane są fluktuacje w pobliżu niejednorodności w strefie Fresnela. Wówczas o polu wypadkowym decydują tylko zmiany amplitud, a przesunięcia fazowe mogą być pominięte.

Dla ośrodków izotropowych i jednorodnych posiadających izolowane niejednorodności tzw. ośrodków uziarnionych [1] można ich własności akustyczne scharakteryzować zespoloną liczbą falową R , prędkością rozchodzenia się fali c i tłumieniem α , tak jakby były one jednorodne. w pracy [3] założono, że wielkości charakteryzujące pole akustyczne odnoszą się do uśrednionego

pola akustycznego. Liczby falowe modów fal podłużnych i poprzecznych wyrażają się przez zastępcze moduły sprężystości. Proponowana tu metoda została przeanalizowana dla porowatych materiałów ceramicznych, gdzie zastąpiono ośrodek zawierający wtrącenia przez ośrodek ciągły o zastępczych, równoważnych modułach sprężystości. Dla ośrodka porowatego, o module objętościowego odkształcenia K , gęstości ρ i module ścinania μ wyrażenie na prędkość fali akustycznej | podłużnej określa zależność /34/.

Stałe sprężystości można wyrazić przez stałe zastępcze K_0 i μ_0 /34/, /35/ [5].

$$c_1 = \left(\frac{3K + 4\mu}{3\rho} \right)^{1/2} \quad /34/$$

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{K_0 z} + \frac{3}{4\mu_0} \frac{1-z}{z} (1 + GG_r^2) \quad /35/$$

$$\mu = \mu_0 [1 - G(1 - z)] \quad /36/$$

gdzie $z = \rho_0 / \rho$, ρ_0 - gęstość ośrodka porowatego, ρ - gęstość ośrodka nośnego, p - porowatość, N - liczba porów w 1 cm^3 , r_0 - promień kuli ośrodka porowatego zawierającego pojedynczy por.

$$G = 5 (3K_0 + 4\mu_0) / (9K_0 + 8\mu_0)$$

$$G_r^2 = \frac{1}{r_0^2} \int_0^2 \alpha^2 f(\alpha) d\alpha - p^2 \quad /37/$$

$$p = N \frac{4}{3\pi} \int_0^\infty \alpha^3 f(\alpha) d\alpha$$

Ze wzorów /34 - 37/ można otrzymać wzór na prędkość fali podłużnej w ośrodku porowatym w funkcji porowatości i stałych sprężystości ośrodka nośnego /38/ [5]

$$c_1 = \frac{2E}{3(1+\sigma)\rho_0} \left[\frac{1 + \sigma}{2(1-2\sigma) + p(1+\sigma)(1+\sigma\sigma_r^2)} + \frac{(1 + G_p)^{1/2}}{(1-p)} \right]^{1/2} \quad /38/$$

gdzie E - moduł Younga ośrodka nośnego, σ - stała Poissona ośrodka nośnego. Powyższa zależność daje wystarczającą zgodność z da-

nymi doświadczalnymi, w przypadku, gdy długość fali λ jest co najmniej 10x większa od średnicy sferycznego poru. Dla materiałów ceramicznych np. dla porcelany o wielkości porów rzędu (2 - 50) μm , długość fali rzędu milimetrów uzyskać można dla częstotliwości od 2 ÷ 6 MHz. Dla porów niesferycznych wprowadza się dodatkowe parametry charakteryzujące kształt porów, a mianowicie stosunek dwóch wzajemnie prostopadłych osi. Na podstawie zmierzonej doświadczalnie prędkości fal podłużnych c_1 oraz stałych sprężystości ośrodka nośnego i porowatości można obliczyć wartości c/a lub b/a (stosunek dwóch wzajemnie prostopadłych osi) charakteryzujące kształt porów.

3.2 Pomiar osłabienia fal ultradźwiękowych

Ośrodki izotropowe

Osłabienie fal ultradźwiękowych składa się z dwóch części: tłumienia i rozproszenia na kryształitach lub wtrąceniach ośrodka. Można przy tym pominąć zmiany energii fal ultradźwiękowych wywołane rozbieżnością wiązki oraz odległością od źródła fal ultradźwiękowych, które są łatwe do obliczenia na podstawie zależności akustyki geometrycznej [1]. Dla częstotliwości mniejszych od 1 MHz, dla metali przeważają straty energii wywołane mikroprocesami cieplnymi [1], ma to miejsce dla $\lambda \gg D$, gdzie D - średnica poszczególnych kryształitów. Rozkład zmian temperatur w kryształitach podczas propagacji fali akustycznej nie jest równomierny.

Kryształity są elementami anizotropowymi, których odkształcenia zależą od kierunku padania fali akustycznych względem osi krytalograficznych kryształitu. Na powierzchniach granicznych między kryształitami przewodność cieplna jest mniejsza niż wewnątrz kryształitu, co wywołuje wzrost temperatury podczas propagacji fal akustycznych, a również przepływ ciepła o charakterze relaksacyjnym. Stała czasu τ_T relaksacji cieplnych jest równa czasowi potrzebnemu do zmniejszenia o 1/e różnic temperatury wewnątrz kryształitu [1].

Występują tutaj dwa przypadki: $1/\omega \tau_T \ll 1$, $2/\omega \tau_T \gg 1$. W pierwszym przypadku, gdy stała relaksacji jest znacznie mniejsza

od okresu drgań fali przepływ cieplny jest powolny, tak że wewnątrz krystalitu zdąży się ustalić równowaga cieplna i przemiana odpowiada przemianom izotermicznej.

Wkładnik tłumienia fali podłużnej α_1 może być obliczony z zależności /39/

$$\alpha_1 \approx \frac{T_0 \alpha_c \rho_c D^2}{\gamma} \omega^2 \quad /39/$$

gdzie D - przeciętna średnica krystalitu /ziarna/, α_c - współczynnik rozszerzalności cieplnej, T_0 - temperatura w stanie spoczynku, γ - współczynnik przewodności cieplnej krystalitu.

W drugim przypadku czas relaksacji jest znacznie większy od okresu drgań fali i o rozkładzie temperatur decyduje przepływ ciepła między krystalitami, na powierzchniach granicznych. Wkładnik tłumienia fali podłużnej α_1 można wyznaczyć ze wzoru /40/ [1].

$$\alpha_1 = \frac{c \alpha_c T_0}{CD} \sqrt{\frac{\omega T}{\rho c}} \quad /40/$$

gdzie C - ciepło właściwe materiału. Można wyróżnić tu dwa zakresy częstotliwości: dla dolnego zakresu $\alpha \sim \omega^2$, dla górnego $\alpha \sim \omega$.

Ze wzrostem częstotliwości zaczyna przeważać rozproszenie na niejednorodnościach ośrodka. Wyznaczenie rozproszenia dokonuje się na podstawie zależności ustalonych dla pola zaburzenia wokół pojedynczej przeszkody metodą małego zaburzenia, przy założeniu, że różnice gęstości i sprężystości poszczególnych krystalitów są niewielkie w stosunku do bezwzględnych wielkości tych parametrów [1]. Ponadto przyjmuje się, że struktura niejednorodności jest izotopowa i makroskopowo jednorodna.

Współczynnik rozproszenia fal podłużnych α_1 można obliczyć ze wzorów /41/ lub /42/

$$\alpha \sim \frac{\Delta c}{c} / k^4 D^3 \quad kD \ll 1 \quad /41/$$

$$\alpha \sim \frac{\Delta \tilde{c}}{c} / k^2 D \quad kD \gg 1 \quad /42/$$

gdzie $\frac{\Delta \tilde{c}}{c} / 2$ - uśredniony kwadrat odchyień prędkości fali.

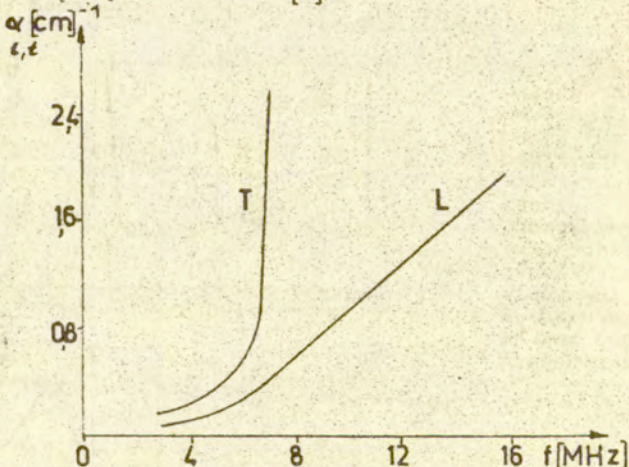
Wzór /41/ jest aktualny dla niskich częstotliwości /przybliżenie Rayleigha/, gdy udział rozproszenia zaczyna przeważać nad udziałem tłumienia cieplnego. Ze wzrostem częstotliwości obserwuje się zagięcie krzywej α/f , a dla bardzo wysokich częstotliwości straty na rozproszenie są niezależne od częstotliwości. Dla zakresu częstotliwości $kD \ll 1$ stosuje się wzór empiryczny Masona [7] /43/, gdzie q_l i q_t - oznaczają współczynniki rozproszenia dla fal podłużnych i poprzecznych.

$$\alpha_l = \frac{\omega^4 D^3}{18c_l^3} q_l \quad [1/cm]$$

/43/

$$\alpha_t = \frac{\omega^4 D^3}{18c_t^3} q_t \quad [1/cm]$$

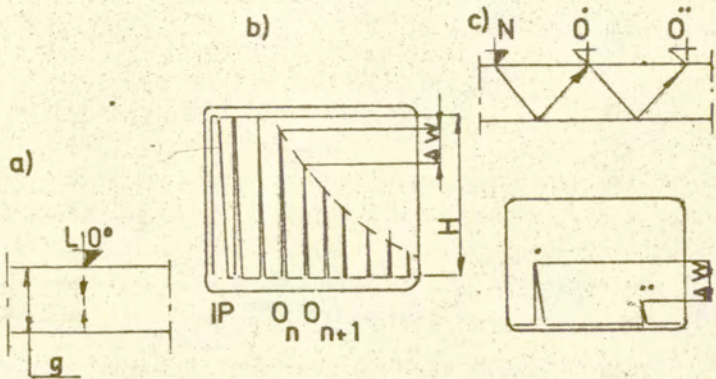
Przykładowo na rys. 3 przedstawiono zmiany wykładnika tłumienia fal ultradźwiękowych w miedzi [1].



Rys. 3 Zmiany wykładnika tłumienia fal podłużnych α_l i poprzecznych α_t w funkcji częstotliwości w miedzi, średnica ziarna $D = 0,06$ mm [1].

Badania doświadczalne tłumienia fal ultradźwiękowych

Klasyczne metody pomiaru tłumienia fal ultradźwiękowych /podłużnych i poprzecznych/ oparte są na pomiarze poziomu amplitud ciśnienia fali ultradźwiękowej odbitej od powierzchni granicznej badanej próbki - Rys.4.



Rys.4 Schemat pomiaru współczynnika tłumienia fal ultradźwiękowych : g-grubość próbki, IP-impuls początkowy, $O_1..O_n$ - kolejne impulsy ultradźwiękowe odbite od dna próbki, ΔW - różnica poziomów amplitud; a/schemat badania przy pomiarze współczynnika tłumienia fal podłużnych, b/przykładowy oscylogram, c/schemat badania przy pomiarze α_t , d/ przykładowy oscylogram.

Przy uwzględnieniu strat energii związanych z rozbieżnością wiązki /obliczanych z reguły z wykresu $O_w R$ / [15] oraz strat przeniesienia występujących przy odbiciu fali na powierzchniach granicznych badanej próbki współczynnik tłumienia fal ultradźwiękowych $\alpha_{1,t}$ można obliczyć z zależności /44/

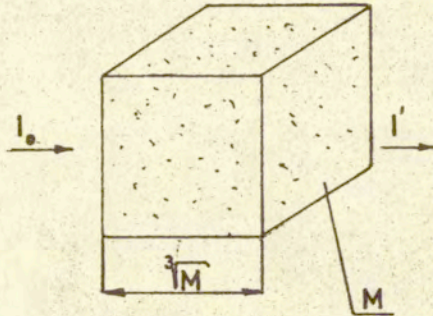
$$\alpha_{1,t} = \frac{\Delta W + \Delta W_R + \Delta W_p}{\Delta L} \quad [\text{dB/m}] \quad /44/$$

gdzie ΔW_R - straty energii wywołane rozbieżnością wiązki, ΔW_p - straty przeniesienia, ΔL - różnica dróg odpowiadająca impulsem O_n, O_{n+1} .

Ośrodki niejednorodne

Ośrodki uziarnione

Najprostszym modelem ośrodka niejednorodnego jest tzw. ośrodek uziarniony, jest to ośrodek izotropowy i jednorodny, w którym umieszczone są wtrącenia z materiału o parametrach akustycznych różniących się od własności samego ośrodka [1].



Rys.5 Propagacja fali akustycznej w ośrodku uziarnionym [1].

Rozważania teoretyczne zostały wyprowadzone dla wtrąceń znajdujących się w ośrodku płynnym. W przypadku, gdy w 1 cm^3 ośrodka znajduje się M zawieszin, to fala przechodząca przez warstwę o grubości 1 cm spotka na swej drodze M^2 zawieszin. Moc rozproszona w 1 cm^3 ośrodka N może być obliczona ze wzoru /45/ [1].

$$N = I_0 \cdot \bar{\sigma} M^{2/3} \quad /45/$$

gdzie $\bar{\sigma}$ - poprzecznik zawiesziny, I_0 - natężenie początkowe fali akustycznej. Poprzeżściu L warstw natężenie fali bieżącej I_L można wyznaczyć z zależności /46/

$$I_L = I_0 \left(1 - \bar{\sigma} M^{2/3} L \right) \quad /46/$$

Ponieważ na długości 1 cm występuje M warstw, po przej-

sciu przez falę warstwy o grubości 1 cm natężenie fali akustycznej wyniesie

$$I' = I_0 (1 - \sigma M^{2/3})^{M^{1/3}} \quad /47/$$

Wypadkowy współczynnik pochłaniania ośrodka z zawieszinami określony jest zależnością /48/

$$\alpha = 1/2 \ln I_0/I' = 1/2 \cdot M^{1/3} \ln(1 - \sigma M^{2/3}) \quad /48/$$

Przy wyprowadzaniu tej zależności pominięto wpływ odbić drugiego rzędu, aktualny dla małej koncentracji zawieszin, az wpływ łącznej objętości zawieszin na właściwości akustyczne ośrodka. W ogólnym przypadku współczynnik tłumienia jest wielkością zespoloną, ponieważ poprzecznik przeszkody jest również liczbą zespoloną

$$\alpha = \alpha_r + i \alpha_f \quad /49/$$

Dla zagadnień hydrodynamiki Lamb [27] podał zależność /50/ aktualną dla ośrodków płynnych o małej koncentracji zawieszin

$$\alpha = \frac{k_M v_2}{2} \left[\frac{1}{6} (k_M \alpha)^3 + \left(\frac{\rho_2}{\rho} - 1 \right)^2 \frac{q}{q^2 + \left(\frac{\rho_2 + s}{\rho_1} \right)^2} \right] \quad /50/$$

gdzie $q = \frac{9}{4\gamma a} \left(1 + \frac{1}{\gamma a} \right)$; $s = 1/2 + \frac{9}{4\gamma a}$; $\gamma = \sqrt{\omega/2\mu'}$

$$k_M = \omega/c_M ; \quad v_2 = \frac{4\pi}{3} a^3 M ;$$

a - oznacza promień zawiesziny kulistej, μ' - dynamiczny współczynnik lepkości, c_M - prędkość fali w ośrodku z zawieszinami.

Pierwsza część wzoru odpowiada stratom energii na rozproszenie przy założeniu, że $\sigma M^{2/3} \ll 1$, druga część określa wpływ lepkości płynu. Wpływ lepkości na tłumienie maleje przy wzroście rozmiarów poszczególnych zawieszin. Dla ośrodka stałego z wtrąceniami w postaci pęcherzy gazu o tłumieniu decyduje rozproszenie, które można obliczyć za pomocą wzorów na poprzecznik przeszkody.

Szereg materiałów, między innymi materiały ceramiczne, odz-

nacza się małą porowatością, rzędu 1 %, przy średnicach ziarn od 2 do 10 mm [5]. Metody stochastyczne obliczania współczynnika tłumienia w ośrodkach stałych przedstawione przez Lifszycyca i Parchomienkę [28] podają sumaryczne tłumienie w wyniku rozproszenia przez wtrącenia o różnych rozmiarach i różnych wartościach funkcji gęstości prawdopodobieństwa. Nie pozwalają one określić udziału procentowego ziarn leżących w zadnym przedziale wielkości [3]. Sposób podany przez Evansa [29] za pomocą potencjału fali akustycznej i warunków brzegowych na granicy wtrącenia określa udział rozproszenia pochodzący od wtrąceń o różnych wielkościach, a tym samym udział procentowy wtrąceń o określonym rozmiarze.

Przedstawione tu dotychczas metody teoretyczne i doświadczalne analizy tłumienia i rozproszenia fal ultradźwiękowych mogą być wykorzystane jedynie do badań ośrodków polikrystalicznych zawierających izolowane wtrącenia o niedużych rozmiarach, mierzonych w stosunku do długości fali ultradźwiękowej lub małej koncentracji. Sprawą otwartą jest charakteryzowanie materiałów o wyraźnie gruboziarnistej, różnorodnej strukturze, np. odlewy żeliwne, metale kolorowe czy wreszcie materiały budowlane, ceramika budowlana lub minerały.

Rozwiązania teoretyczne oparte na akustyce geometrycznej są tu nieprzydatne, a klasyczne metody pomiaru osłabienia impulsu fali ultradźwiękowej obarczone zbyt dużym błędem. Z tych względów przedstawiono tutaj metody analizy widmowej wraz z wynikami badań doświadczalnych, ilustrującymi potencjalne możliwości tej metody w odniesieniu do ośrodków niejednorodnych.

4.0 ANALIZA WIDMOWA IMPULSÓW ULTRADŹWIĘKOWYCH

4.1 Przekształcenie "elektroniczne" i numeryczne

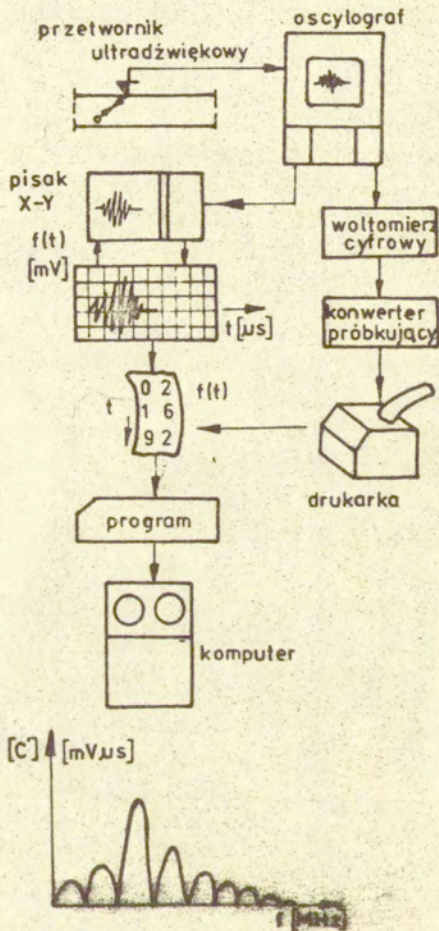
Znane są dwa sposoby przekształcenia Fouriera: "elektroniczny" oparty na przekształceniu Fouriera za pomocą analizatora widma oraz numeryczny wykorzystujący algorytm Szybkiego Przekształcenia Fouriera /SPF/. W pierwszym przypadku uzyskuje się tylko widmo amplitud w funkcji częstotliwości, ponadto ze względu na niekontrolowane straty energii układu elektronicznego nie

można zapewnić bezpośredniej relacji między impulsem początkowym a jego widmem.

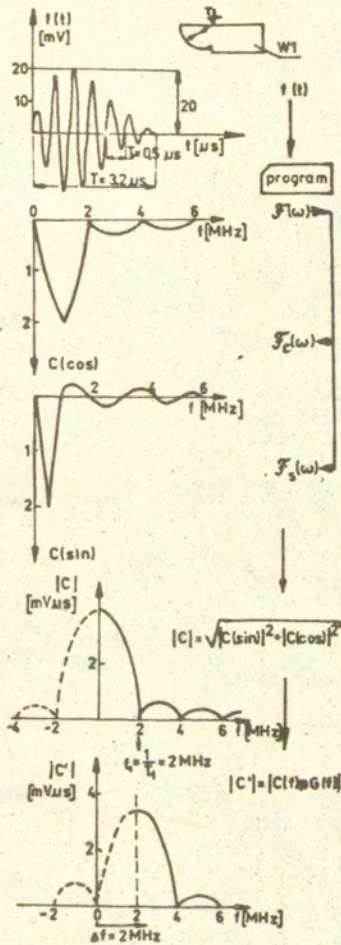
W odróżnieniu od przekształcenia "elektronicznego", przekształcenie numeryczne Fouriera umożliwia uzyskanie widma amplitud i faz oraz pozwala na pomiar zmian energii impulsu w dziedzinie czasu i częstotliwości. Zastosowanie algorytmów Szybkiego Przekształcenia Fouriera /SPF/ pozwala na obliczenie za pomocą minikomputera wyposażonego w pamięć o małej pojemności. Konieczne jest tutaj przedstawienie impulsu ultradźwiękowego po przejściu przez badany element w dyskretnej postaci ciągu liczb określających zmiany napięcia w funkcji czasu.

W Instytucie Podstawowych Problemów Techniki PAN Gutkiewicz i Mazurek opracowali układ pomiarowy dostosowany do konwencjonalnych przenośnych aparatów ultradźwiękowych, który daje wydruk dwóch ciągów wartości $u = f/t/$ zmian napięcia w funkcji czasu [30] Rys. 6, 7 i 8. Układ ten jest przedmiotem zgłoszenia patentowego [31]. Rys. 6 zamieszczono na str. 72

Obydwa sposoby wykorzystane w analizie widmowej dostarczają dodatkowych informacji o badanym elemencie. W następnym rozdziale zostaną przedstawione wyniki prac własnych dotyczących zastosowań analizy widmowej impulsów ultradźwiękowych do badania ośrodków jednorodnych i niejednorodnych.



Rys.7 Schemat numerycznego przekształcenia Fouriera impulsu ultradźwiękowego; $|C|$ - moduł widma amplitud.



Rys.8 Przebieg operacji Szybkiego Przekształcenia Fouriera impulsu ultradźwiękowego $\mathcal{F}/\omega/$; $\mathcal{F}_s/\omega/$ -składowa sinusowa $\mathcal{F}/\omega/$, $\mathcal{F}_c/\omega/$ -składowa cosinusowa, $|C|$ - moduł widma amplitud, $|C'|$ - moduł widma amplitud po przesunięciu o Δf .

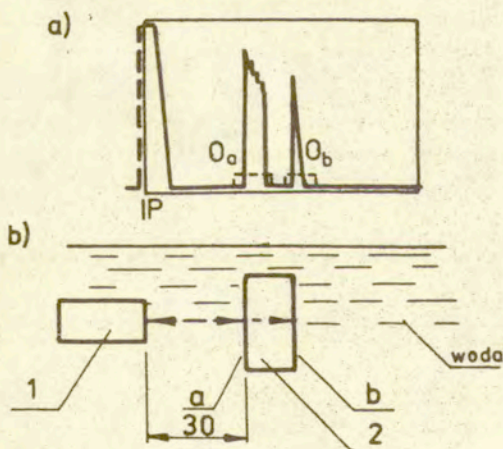
4.2 Badania ośrodków izotropowych

W badaniach ośrodków izotropowych można wyróżnić dwa zagadnienia - lokalizację makrodefektów i ocenę ich kształtu. Sprawa oceny rozmiaru nieciągłości była przedmiotem szeregu rozważań teoretycznych i doświadczalnych i zasadniczo w chwili obecnej nie przedstawia większych problemów poza zagadnieniami specjalnymi, jak ocena rozmiaru pęknięć w strefie koncentracji naprężeń i ocena rozmiaru skupisk nieciągłości.

Lokalizacja nieciągłości

O ile lokalizacja nieciągłości w przypadku usytuowania w środku badanego elementu nie nastręcza trudności, to pomiar głębokości wady znajdującej się w pobliżu powierzchni granicznych elementów jest stosunkowo trudny.

Do badań wykorzystano tutaj elementy spiekane W-Cu (o równomiernie rozmieszczonych porach), które mogą być uważane za elementy o jednorodnej strukturze / o wymiarach $\phi 25,1 \times 12$ mm/. W spiekach tych występowały rozważenia soczewkowe usytuowane na głębokości ok. 1 mm. Badania ultradźwiękowe metodą zanurzeniową wykonano w Institut Supérieur des Matériaux et des Constructions Mécaniques w Paryżu [9]. Schemat układu pomiarowego



Rys.9 Schemat układu pomiarowego do analizy widmowej impulsów odbitych od rozwarstwień w spiekach: IP- impuls początkowy, O -impuls odbity od zewnętrznej powierzchni spieku, O_a-impuls odbity od dna badanego elementu [16].

przedstawiono na Rys.9. Podczas propagacji fali ultradźwiękowej w elemencie zawierającym rozwarstwienie powstają dwa impulsy - odbity od rozwarstwienia i od powierzchni granicznej elementu. Przekształcenie Fouriera dwóch wzajemnie przesuniętych impulsów f_1, f_2 można przedstawić w postaci zależności /51/

$$\begin{aligned} & \left| \mathcal{F}[f_1(t + t_0) + f_2(t - t_0)] \right| = \\ & = \left| \exp(i\omega t_0) F(\omega) + \exp(-i\omega t_0) F(\omega) \right| = \quad /51/ \\ & = \left\{ |1 - k(\omega)|^2 + 4k(\omega) \cos^2 \omega t_0 \right\}^{1/2} |F(\omega)| \end{aligned}$$

Odległość między poszczególnymi maksimami Δf odpowiada odległości Δt między impulsami, co pozwala na pomiar głębokości zalegania nieciągłości. Jeżeli $k(\omega) = 1$, co odpowiada ośrodkowi o pomijalnie małym tłumieniu, równanie /51/ redukuje się do równania /52/

$$|2\cos(\omega t_0)| |F(\omega)| \quad /52/$$

Jeżeli $k(\omega) = 0$, tzn. w przypadku całkowitego tłumienia, wynikowe widmo jest widmem impulsu odbitego od zewnętrznej powierzchni badanego elementu. Dla przypadków pośrednich, $0 < k(\omega) < 1$, widmo jest podobne do widma określonego wzorem /51/, natomiast minima widma nie przybierają wartości zerowej. Aproksymując maksima w równaniu /52/ przez maksima $\cos/\omega t_0/$ otrzymamy następujące wyrażenie

$$\omega t_0 = n \cdot \pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

$$\text{lub } f_n = n/2t_0 = n/\Delta t \quad /53/$$

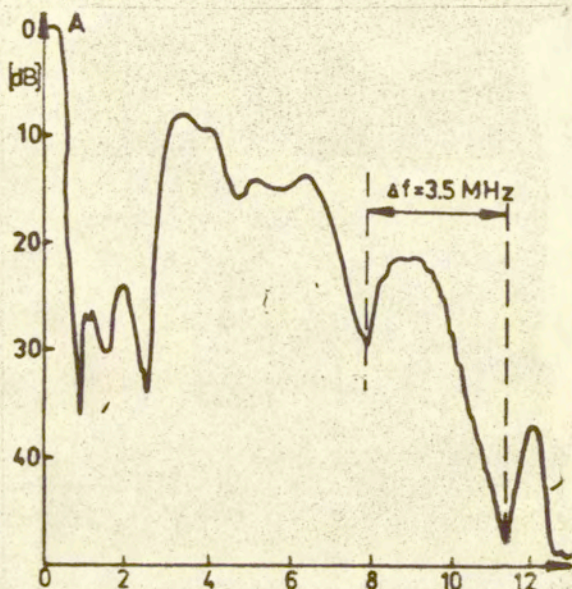
gdzie f_n - przedstawia częstotliwość maksimów widm amplitud, a Δt - odległość między impulsami w dziedzinie czasu. Stąd można wyznaczyć bezpośrednio przedział Δf między kolejnymi maksimami lub minimami widma amplitud

$$\Delta f = 1/2t_0 = 1/\Delta t \quad /54/$$

Dla znanej prędkości fal ultradźwiękowych w ośrodku można wyznaczyć odległość między dwoma powierzchniami granicznymi g

$$g = \frac{c_L}{2\Delta f} \frac{[\text{mm}/\mu\text{s}]}{[\text{MHz}]} = \frac{c_L}{2\Delta f} [\text{mm}] \quad /55/$$

Przykładowy zapis zmian widma amplitud impulsu ultradźwiękowego rozchodzącego się w spieku W-Cu pokazano na rys.10.

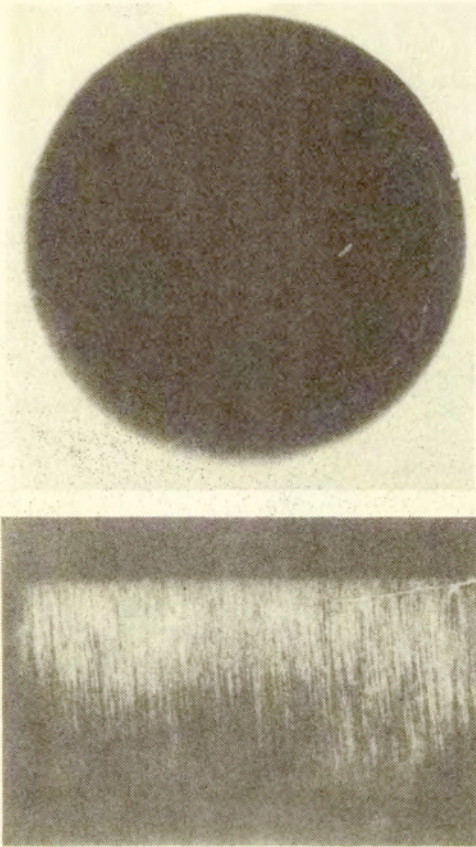


Rys.10 widmo amplitud impulsu ultradźwiękowego w spieku WM-20 /próbka N^o S9/.

Po podstawieniu do wzoru /55/ wartości prędkości podłużnych fal ultradźwiękowych $c_L = 4,569 [\text{mm}/\mu\text{s}]$ oraz różnicy częstotliwości $\Delta f = 3,5 \text{ MHz}$ otrzymamy

$$g = \frac{c}{2\Delta f} = \frac{4,569 [\text{mm}/\mu\text{s}]}{2 \cdot 3,5 [\text{MHz}]} = 0,7 \text{ mm} \quad /56/$$

Zmierzona głębokość rozwarstwienia pokazanego na rys.11 wynosi 0,8 mm. Sposób powyższy może być wykorzystany do ujawniania oraz do pomiaru głębokości nieciągłości znajdujących się w po-



Rys.11 Makrostruktura spieku wM-20 ; spiek z rozwarstwieniem i nielicznymi porami, pow.4,4x, nie trawiono.

bliżu powierzchni granicznych, w przypadkach jeżeli rozdzielczość odbitych od nieciągłości i powierzchni granicznej impulsów jest niedostateczna. Metoda ta pozwala ponadto na wykrycie nieciągłości w elementach o dużym tłumieniu fal ultradźwiękowych, gdzie ujawnienie, a tym bardziej lokalizacja nieciągłości jest praktycznie niemożliwa. Ponadto stwarza realne możliwości wykorzystania jej do uzyskania informacji o kształcie powierzchni reflektora.

Ocena kształtu nieciągłości

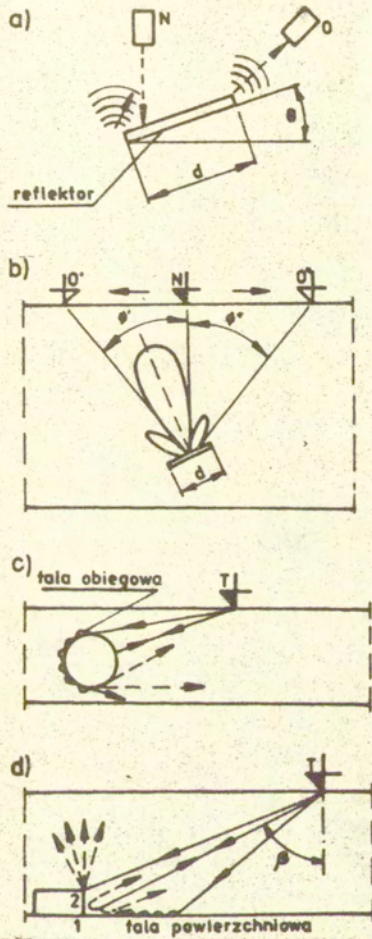
Znajomość kształtu nieciągłości jest bardzo istotna dla stawiania prognoz dotyczących zachowania się elementu z uwzględnieniem kryteriów mechaniki pękania. Szacunkowe sposoby wykorzystujące akustykę geometryczną i ocenę zmian obwiedni impulsu odbitego od nieciągłości [15] nie dają zadowalających rezultatów ze względu na brak monotonicznej zależności między poziomem amplitudy ciśnienia odbitego od nieciągłości a kształtem nieciągłości. Również modele stosowane w analizie widmowej impulsów ultradźwiękowych, a mianowicie model dyfrakcyjny (rys.12a), interferencyjny i oparty na minimum amplitud ciśnienia wiązki fal akustycznych (rys.12b) mogą być użyte tylko do oceny rozmiaru płaskich nieciągłości [32], [33], [34].

Regularne nieciągłości

Opierając się na wynikach badań przedstawionych w pracach [32], [33] można stwierdzić, że w widmie impulsu ultradźwiękowego odbitego od nieciągłości występują dwa ciągi sygnałów fal odbitych wg praw akustyki geometrycznej oraz fal dyfrakcyjnych generowanych przez naroża nieciągłości. W oparciu o powyższe założenia zaproponowano model "superpozycyjny" uwzględniający oddziaływanie fal odbitych, rozproszonych i dyfrakcyjnych (rys.12) [35]. Na rys.12c przedstawiono wykorzystanie modelu "superpozycyjnego" do regularnych makrodefektów w postaci walcowych otworów. Fala ultradźwiękowa padająca na poziomy otwór generuje dyfrakcyjną falę obiegową odpromieniowującą stycznie do powierzchni otworu fale składowe: podłużną i poprzeczną. Ze względu na ciągłe odpromieniowywanie fal składowych podczas propagacji po krzywiznie nieciągłości, energia tych fal po jednokrotnym "obiegu" jest znikomo mała.

W przypadku fali padającej na wierzchołek pionowego, nieprzelotowego otworu (rys.12c), staje się on źródłem rozproszonych fal ultradźwiękowych o kacie rozbieżności ok. 60° /mierzo-
nym przy spadku wzmocnienia o 6 dB/. Energia tych fal szybko maleje z odległością reflektora od głowicy ultradźwiękowej.

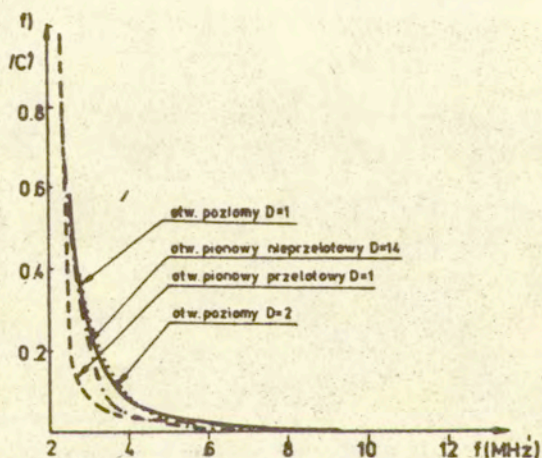
W przypadku odbicia fal ultradźwiękowych od pionowego ot-



Rys.12 Modele stosowane przy ocenie rozmiarów i kształtu regularnych nieciągłości : a/ model dyfrakcyjny [33], b/ model oparty na pomiarze minimum ciśnienia fali ultradźwiękowej [32], c/ model "superpozycyjny" - odbicie fali od poziomego walcowego otworu, d/ jw. - odbicie od naroża pionowego nieprzelotowego otworu [35].

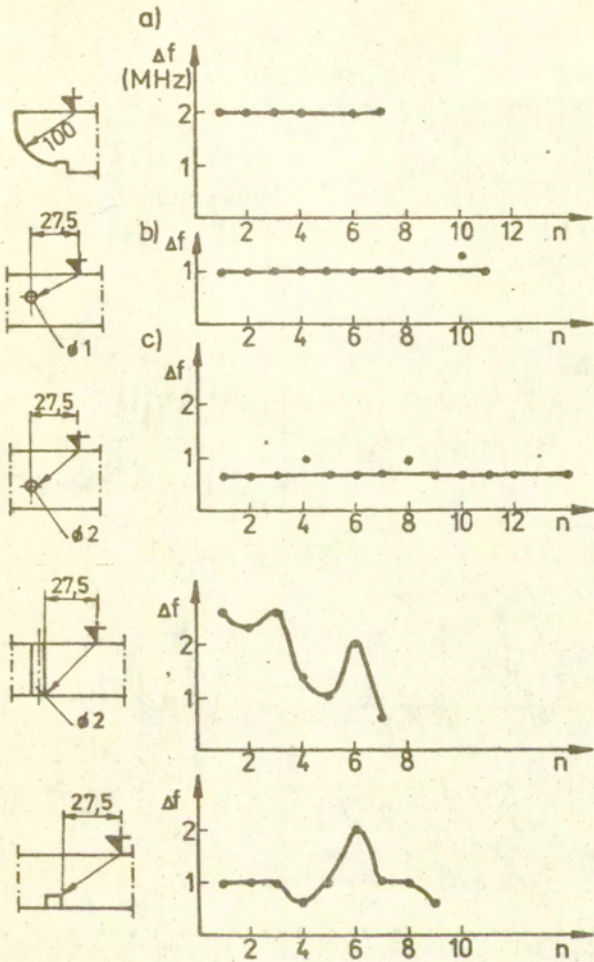
woru przelotowego, zmiana ciśnienia fal ultradźwiękowych w funkcji odległości ma charakter monotoniczny, a udział dyfrakcyjnych fal generowanych przez naroże otworu jest identyczny dla fali padającej bezpośrednio i jednokrotnie odbitej.

Badania ultradźwiękowe wykonano w IPPT PAN za pomocą aparatu ultradźwiękowego UMIPAN-510 produkcji ZD UNIPAN, głowicą 2T70⁰-18C. W próbkach stalowych o grubości 20 mm ^{wywiercono} otwory walcowe o średnicach 1 i 2 mm, przy czym otwory przelotowe były o rozmiarach $\phi 1 \times 1$ mm i $\phi 2 \times 2$ mm. Impulsy odbite od nieciągłości poddano numerycznemu przekształceniu Fouriera wykorzystując algorytm Szybkiego Przekształcenia Fouriera. Zestawienie widm amplitud pokazano na rys.13. Obwiednie widm amplitud dla różnych nieciąg-



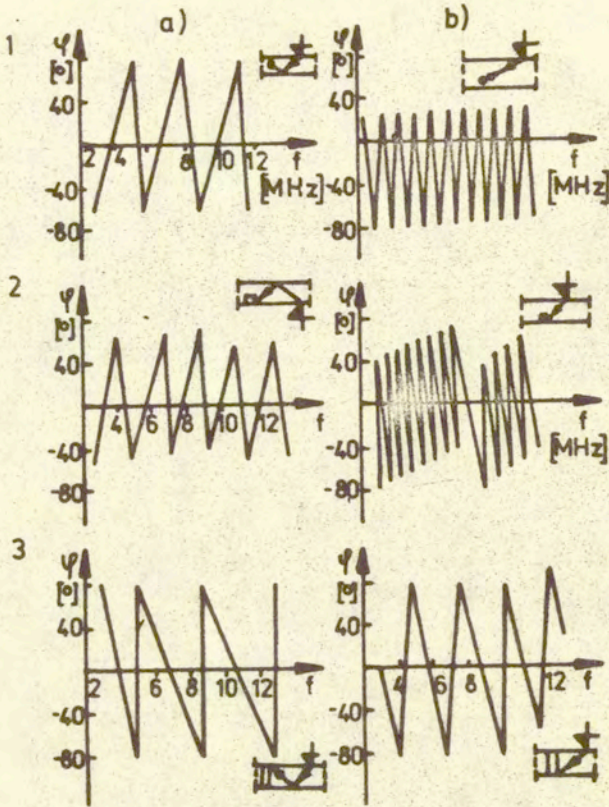
Rys.13 Widma amplitud fal odbitych od regularnych nieciągłości [35].

ciągłości są praktycznie zbliżone do siebie i nie mogą być wykorzystane do oceny ich kształtu. Z tych względów do ocen kształtu regularnych nieciągłości wzięto inny parametr widma amplitud, a mianowicie odstęp minimumw widm amplitud Δf - rys.14. Na rys.14 widać wyraźnie, że dla wzorca W1 oraz otworów poziomych odstęp widm amplitud jest praktycznie stały i wynosi 2, 1 względnie 0,8 MHz. W przypadku otworu przelotowego oraz nie-



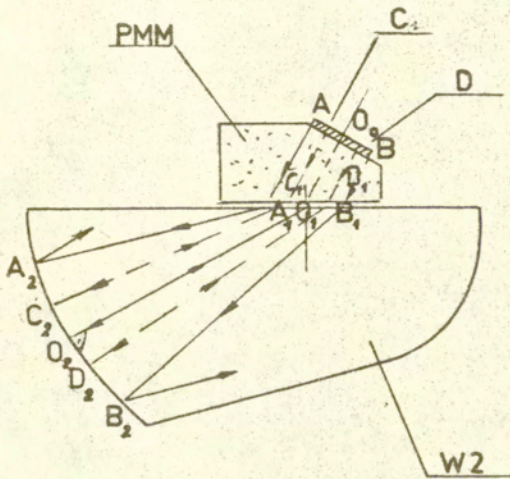
Rys.14 Odległości odstępów minimum widm amplitud fal odbitych od regularnych nieciągłości : a/ krzywizna wzorca W1, o promieniu $R=100$ mm, b/ otwór poziomy $D=1$ mm, c/ otwór poziomy $D=2$ mm, d/ otwór przelotowy $D=2$ mm, e/ otwór nieprzelotowy $D=1 \times 1$ mm, n - oznaczenie kolejnego minimum [35]

przelotowego odstęp minimum widm amplitud zmienia się w funkcji częstotliwości. Dla rozgraniczenia otworów pionowych przelotowego i nieprzelotowego wprowadzono widmo faz. Do charakteryzowania



Rys.15 Widma faz impulsów odbitych od regularnych nieciągłości: 1/ poziomy otwór walcowy, 2/ pionowy otwór nieprzelotowy 3/ pionowy otwór przelotowy, a- fala jednokrotnie odbita b-fala bezpośrednio padająca

widma faz wprowadzono tzw. szybkość zmian widma faz $c_f [^\circ/\text{MHz}]$, definiowaną jako stosunek maksymalnej zmiany widma faz, mierzonego w stopniach do odpowiadającego im przyrostu częstotliwości, pokazano na rys.15. Widać tutaj, że widma faz dla otworu pionowego są zbliżone ($b = 1,6$), natomiast znacznie różnią się w przypadku otworu nieprzelotowego ($b = 4,5$). Tak więc informacje uzys-



Rys. 16 Schemat odbicia wiązki fal ultradźwiękowych we wzorcu W2. Wzorec W2 wykonany został ze stali węglowej

kane z widm amplitud i faz pozwalają ocenić kształt regularnych nieciągłości /otwór poziomy, pionowy przelotowy i nieprzelotowy/. Interesującą informację dostarcza porównanie widm faz i amplitud impulsu odbitego od poziomego otworu i powierzchni cylindrycznej wzorca W1, o promieniu 100 mm.

Widmo faz fali padającej bezpośrednio $c_f = -65 [^\circ/\text{MHz}]$

Tabela 1 Zestawienie szybkości zmian widma faz c_f fal ultradźwiękowych padających na poziome i pionowe otwory.

Lp.	Typ reflektora	Rozmiar /mm/	szybkość zmian widma faz [°/MHz]		$b = \frac{c_f/n = 0/}{c_f/n} = -17$
			n = 0	n = 1	
1	otwór poziomy	∅ 1	- 65	183	- 2,81
2	otwór pionowy przelotowy	∅ 2	- 50	-80	+ 1,6
3	otwór pionowy nieprzelotowy	∅ 1	68	306	+ 4,5

różni się znacznie od widma faz fali jednokrotnie odbitej $c_f = 183 [^{\circ}/\text{MHz}]$. Wytlumaczeniem może tu być udział dyfrakcyjnej fali obiegowej w wiązce fal odbitych od powierzchni granicznej badanego elementu.

Porównanie widm amplitud impulsów odbitych od krzywizny wzorca i od poziomego, walcowego otworu wykazuje, że widmo amplitud jest w tych przypadkach prawie identyczne. Ponieważ przy odbiciu od poziomego otworu bierze udział pewien wycinek obwodu, należałoby przypuszczać, że podobnie, dla krzywizny o promieniu 100 mm przy odbiciu bierze udział tylko pewien wycinek krzywizny.

Wyniki te sugerują możliwość określenia kształtu nieregularnych nieciągłości na podstawie informacji zawartych w widmie impulsów odbitych od nieciągłości.

Nieregularne nieciągłości

Typowymi nieregularnymi nieciągłościami mogą być wady występujące w połączeniach spawanych: żużle i przyklejenia. O ile wykrycie tych nieciągłości nie nastręcza kłopotów, to rozróżnienie w przypadku, gdy ich rozmiar jest zbliżony do długości fali ultradźwiękowej, jest praktycznie niemożliwe.

Przykładowe badania dotyczyły wad w wycirku spawanym gazociągu orenburskiego, jako wzorzec porównawczy przyjęto typowy wzorzec stosowany w badaniach spoin, wzorzec W2. Porównanie widm amplitud krzywizny wzorca W2 i przyklejeń wykazało, że wys-

tępuje w nich superpozycja dwóch widm [10], pochodzących od krawędzi przyklejeń. W przypadku wzorca W2 skrajne promienie wiązki /rozchodzące się wzdłuż linii łamanej AA_1A_2 i BB_1B_2 / po odbiciu od powierzchni wzorca /ze względu na rozbieżność wiązki $\beta_1, \beta_2 \neq \beta$ / nie trafiają do przetwornika. Dodatkowym czynnikiem jest różnica faz wynikająca z różnicy dróg w osłonie pleksiglazowej głowicy ultradźwiękowej. Można więc przyjąć skrajne promienie wiązki C_1C_2 i D_1D_2 o zbliżonych różnicach fazowych do osi wiązki O_1O_2 , w tym przypadku odbijająca, czynna powierzchnia krzywizny może być aproksymowana odcinkiem C_2D_2 , którego widmo jest równoważne widmu fali odbitej od przyklejenia. W przypadku żuźla mamy tylko pojedyncze widmo impulsu odbitego od nieciągłości. Tak więc porównanie widma amplitud nieznanego reflektora z widmem wzorca pozwala zidentyfikować kształt powierzchni reflektora, a tym samym określić typ wady.

4.3 Badania ośrodków niejednorodnych

Badania ultradźwiękowe ośrodków niejednorodnych objęły : połączenia klejowe, spieki, elementy żeliwne oraz próbki kamiennie. Celem tych badań była ocena przydatności analizy widmowej do oceny różnorodnych struktur.

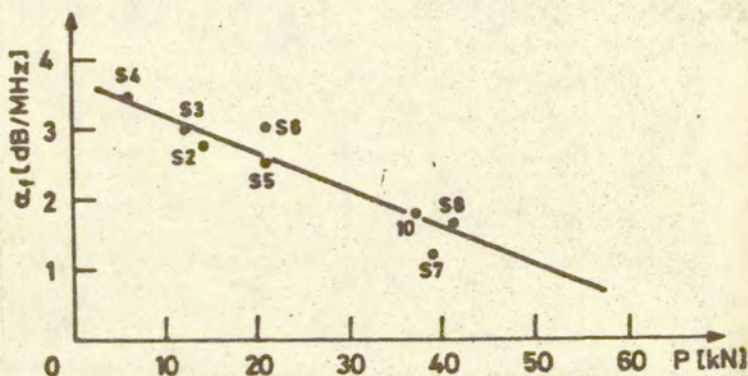
Połączenia klejowe

Badania ultradźwiękowe, wykonane w IPPT PAN, przedstawione w pracy [36] objęły ocenę jakości połączeń klejowych metal-metal (o grubości 0,3/4 mm) za pomocą układu głowic ultradźwiękowych 2T45⁰-10C. Stwierdzono, że w przypadku połączeń o dużej wytrzymałości na ścinanie modulacja widma amplitud jest stosunkowo mała, natomiast dla braku połączenia obserwuje się modulację widma o dużej amplitudzie. Pozwala to na jakościową ocenę połączeń klejowych.

Elementy spiekane

Przedmiotem badań były elementy spiekane WM-20/80 % Cu, 20 % W/. Badania wykonano w Institut Supérieur des Matériaux et Construction Mécaniques w Paryżu metodą zanurzeniową za po-

mocą głowicy 5L0⁰-12C. Wyniki badań ultradźwiękowych porównywalno z obciążeniem niszczącym w próbie zginania. Do oceny ilościowej widm amplitud wprowadzono widmowy współczynnik osłabienia fal ultradźwiękowych α_f [dB/MHz] definiowany jako stosunek zmian widma amplitud Δw [dB] do odpowiadającego mu przyrostu częstotliwości Δf [MHz]. Wyniki badań przedstawiono na rys.17. Położenie linii aproksymującej zmiany współczynnika α_f wyznaczono na podstawie obliczenia funkcji regresji.

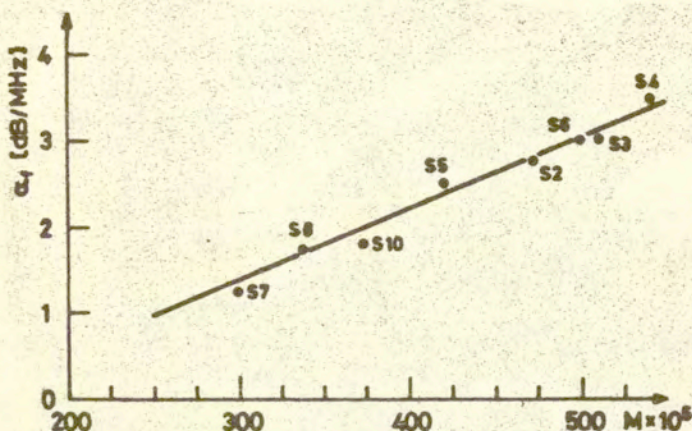


Rys.17 Zmiana widmowego współczynnika osłabienia fal ultradźwiękowych α_f w funkcji obciążenia niszczącego P w próbie zginania próbek spiekanych WM-20 [10].

większej wartości widmowego współczynnika osłabienia odpowiada mniejsza wytrzymałość na zginanie, stąd może on być miarą rozproszenia fal ultradźwiękowych na niejednorodnościach ośrodka. Wykonane dodatkowo badania metalograficzne pozwoliły wyznaczyć gęstość porów w 1 cm³ i średni rozmiar ziaren. Wyniki badań pokazano na rys.18. Uzyskana korelacja ma charakter ^{quasi}liniowy. Można to wytłumaczyć na podstawie zależności /57/, gdzie istnieje ^{quasi}liniowa zależność między stosunkiem mocy rozproszonej na nieciągłościach N do natężenia fali ultradźwiękowej padającej na badaną próbkę, a ilością porów M znajdujących się w 1 cm³ próbki.

$$N = I_0 \cdot \sigma \cdot M^{2/3}$$

/57/



Rys. 18 Zmiana widmowego współczynnika osłabienia fal ultradźwiękowych α_f w spiekach WM-20 w funkcji gęstości porów [10], $\cdot f$ M-ilość porów.

Współczynnik proporcjonalności σ , (poprzecznik nieciągłości) jest zależny od rozmiaru porów. Średnią wielkość porów a można wyznaczyć doświadczalnie na podstawie wartości widmowego współczynnika osłabienia α_f , albo obliczyć z zależności /58/ [1].

$$\sigma = \frac{4\pi(\text{sinka})^2}{k^2} \left\{ \frac{1 + 2\gamma^2 \left[1 + 2 \frac{ka \text{ctg}ka - 1}{(ka)^2} \right]}{\left[1 + 2\gamma^2 \left(1 - \frac{2}{(ka)^2} \right) \right]^2 + \frac{16\gamma^4}{(ka)^2}} \right\} \quad /58/$$

gdzie $\gamma = \sqrt{\mu/\lambda}$; λ, μ - współczynniki Lamego badanego ośrodka, k - liczba falowa, a - rozmiar nieciągłości. Do obliczeń konieczna jest jednak znajomość szeregu własności fizycznych badanych próbek: λ, μ, E, ρ oraz c_1 . Ze względu na niejednorodność struktury materiałów spiekanych metoda ta wydaje się obarczona dużym błędem, niezależnie od stopnia skomplikowania obliczeń. Z tych względów bardziej celowy jest sposób doświadczalny, w którym wykorzystuje się relacje między α_f i M oraz α_f i a . Zależności te można przedstawić w postaci równań /59/ i /60/. Oczywiście relacje

$$P = 7,7 - 2,35 \alpha_f \text{ [kN]} \quad /59/$$

$$M = 150 + 125 \alpha_f \quad /60/$$

te zostały ustalone dla jednego gatunku spieku W-Cu, ^[10] określonym składzie procentowym, dla innych spieków zależności te będą miały inne wartości, natomiast powinna być zachowana liniowa relacja między M, P i α_f wynikająca z energii fal ultradźwiękowych rozpraszonych na nieciągłościach ośrodka.

Próbki z żeliwa szarego

Żeliwo szare jest materiałem o znanych niejednorodnościach makrostruktury. Istniejące obecnie prace dotyczące korelacji między parametrami akustycznymi, a wytrzymałością, oparte z reguły na pomiarach prędkości podłużnych i poprzecznych fal ultradźwiękowych, nie pozwalają na ustalenie bezpośredniej, dokładnej relacji między wytrzymałością, a prędkością fal ultradźwiękowych. Brak jest natomiast badań dotyczących pomiaru tłumienia fal ultradźwiękowych do oceny wytrzymałości żeliwa. Z tych względów w IPPT PAN wykonano, badania próbek z żeliwa szarego o różnej wytrzymałości na rozrywanie /od 175 do 270 MPa/. Badania wykonano za pomocą aparatu ultradźwiękowego UNIPAN-510, produkcji ZD UNIPAN, głowicą 2LO⁰-13C.

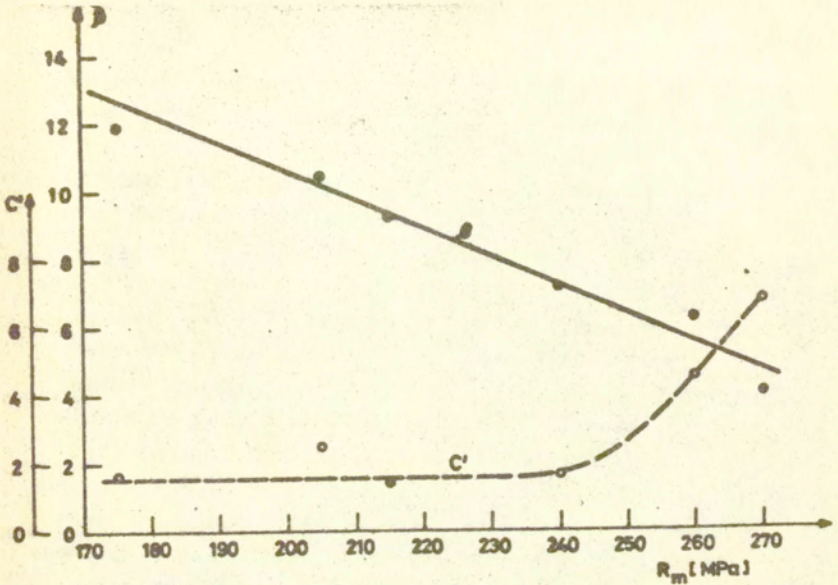
Widmo amplitud oraz faz uzyskano za pomocą numerycznego przekształcenia Fouriera. Zmiana widm amplitud w próbkach ma charakter wykładniczy. Do obliczenia wykładnika funkcji uzależniającej widma amplitud od częstotliwości można wykorzystać zależność /61/. Po elementarnych przekształceniach uzyskamy

$$C_1 = C_0 \exp -\ln(\beta f) \quad /61/$$

$$\ln(C_1/C_0) = -\ln(\beta f)$$

$$= (1/f)(C_0/C_1) \quad /62/$$

wyrażenie /62/, gdzie C_0 - początkowa wartość widma amplitud dla $f = f_0$, C_1 - wartość bieżąca dla $f = f_1$. Na wykresie 19 przedstawiono zmianę wykładnika widma amplitud oraz amplitudę modulacji widma C' . Amplitudy modulacji widma ulegają sil-



Rys.19 Zmiana parametrów widma amplitud impulsów ultradźwiękowych w próbkach z żeliwa szarego : β - wykładnik widma amplitud, C' - amplituda modulacji widma [10].

nym zmianom dla próbek o wytrzymałości od 240 do 270 MPa, natomiast zmiana wykładnika amplitud występuje w całym zakresie od 170 do 270 MPa. Stosunkowo małe odchyłki od linii prostej umożliwiają pomiar wytrzymałości z dokładnością rzędu ± 5 MPa /ok.2 %/ wg zależności /63/

$$R_m = 326 - 12\beta \text{ MPa} \quad /63/$$

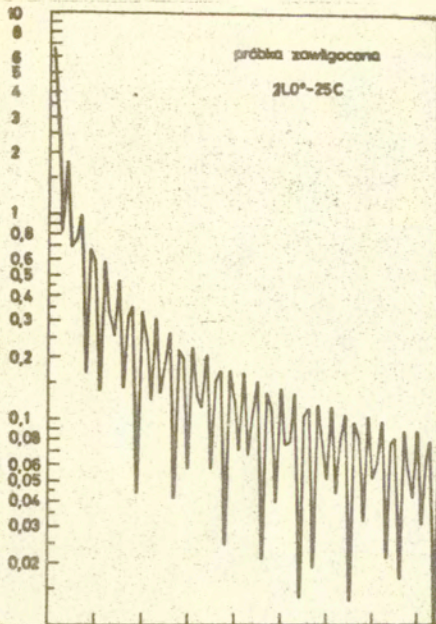
Widmo faz dla próbek o mniejszej wytrzymałości nie ulega zmianie w funkcji częstotliwości, tylko istnieją lokalne oscylacje wywołane rozproszeniem na ziarnach żeliwa szarego.

Kamienie budowlane

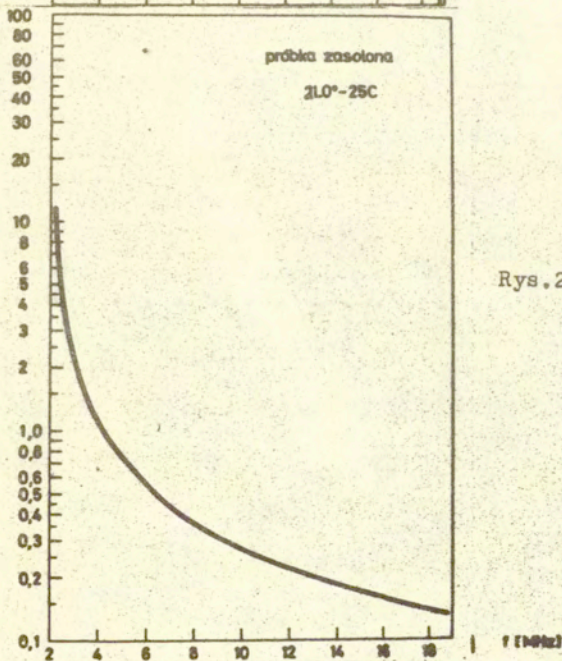
Do materiałów porowatych o niejednorodnej strukturze można zaliczyć również kamienie budowlane. Przedstawicielem tej grupy materiałów jest piaskowiec, który łatwo ulega zniszczeniu pod wpływem otoczenia wprowadzającego zawilgocenie i zasolenie. Zagadnieniem istotnym jest możliwość identyfikacji zmian struktury oraz pomiaru wytrzymałości próbek zasolonych lub zawilgoczonych. Stosowane sporadycznie pomiary prędkości podłużnych fal ultradźwiękowych nie mogą tu być wykorzystane do oceny zmian struktury czy wytrzymałości piaskowca. Badania ultradźwiękowe objęły 15 próbek piaskowca z kamieniołomu Nietulisko o wymiarach 100x50x10 mm, które poddano zasoleniu za pomocą 10 % roztworu NaCl oraz zawilgoceniu za pomocą wody destylowanej. Numeryczne przekształcenie Fouriera wykonano podobnie jak dla próbek żeliwnych. Na rys.20 przedstawiono widma amplitud próbek zawilgoczonych i zasolonych, a na rys.21 zestawienie widm amplitud próbek zawilgoczonych, zasolonych oraz o normalnej strukturze. W przypadku próbek zawilgoczonych (rys.20a), w których występują zmiany wywołane interferencyjnym oddziaływaniem składowych (w próbkach z piaskowca), aproksymowano je linią ciągłą pokazaną na rys.21. Próbki poddano ścisłaniu na uniwersalnej maszynie do badań wytrzymałościowych. Wyniki badań przedstawiono na rys.22. Uzyskano tu zależność liniową między osłabieniem widma amplitud β a wytrzymałością próbek na ścisłanie R_c . Badania te umożliwiają ocenę stanu kamienia /zawilgocenie lub zasolenie/ oraz jego wytrzymałość na ścisłanie, co może być wykorzystane w ocenie stanu zabytków i ich praktycznej konserwacji. Metodę tę można zastosować w badaniach środków konserwacyjnych pod kątem ich wpływu na stan i wytrzymałość zabytków kamiennych.

[V/MHz]

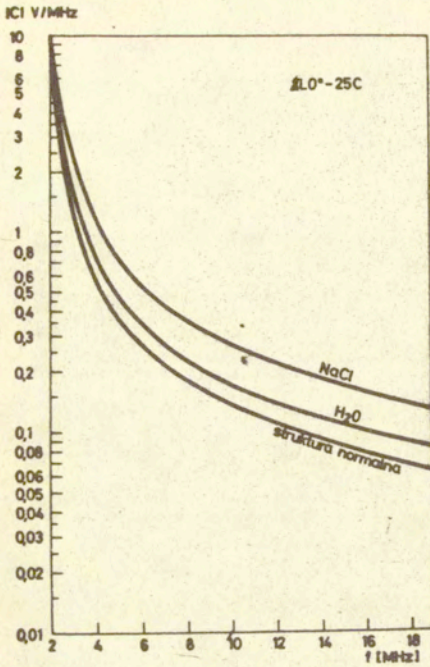
a)



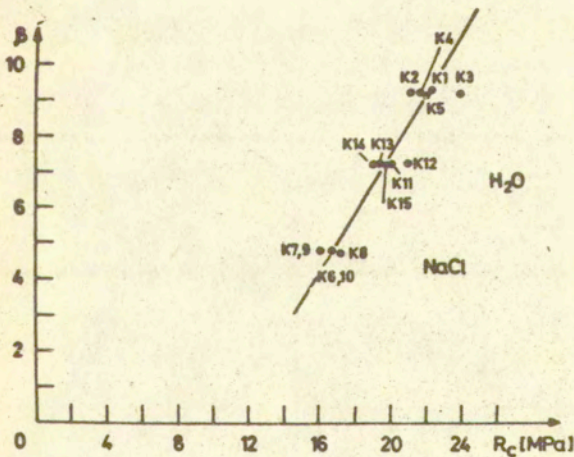
b)



Rys.20 Widmo amplitud impulsów ultradźwiękowych w próbkach z piaskowca :
a/ próbka zawilgocona,
b/ próbka zasolona [10] :



Rys.21 Widmo amplitud impulsów ultradźwiękowych w próbkach z piaskowca [10].



Rys.22 Zmiany wykładnika osłabienia widma amplitud β w próbkach z piaskowca w funkcji wytrzymałości na ścisnienie R_c [10].

4.4 Pomiar energii fal ultradźwiękowych

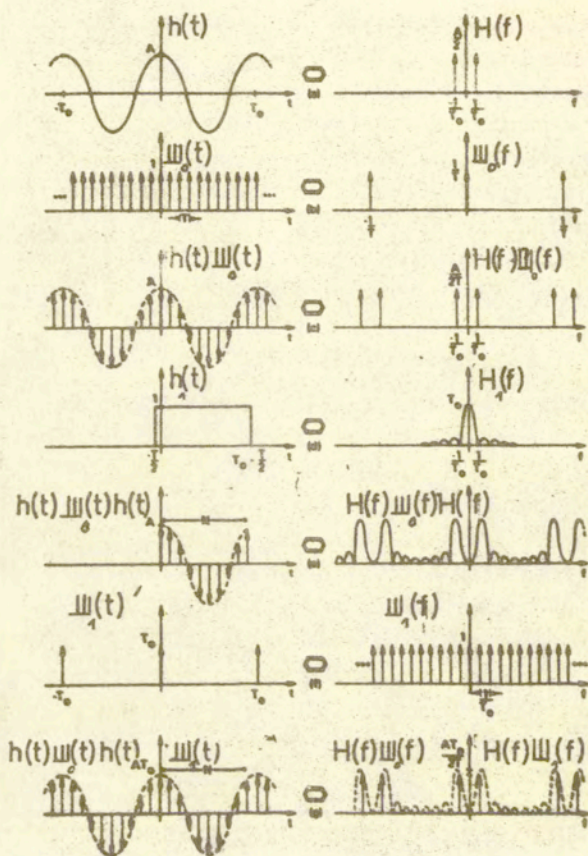
Dyskretne przekształcenie Fouriera DPF polega na przekształceniu Fouriera dyskretnej funkcji i przedstawieniu go w postaci dyskretnego widma. W tym celu należy ciągłą funkcję przedstawić w postaci dyskretnej, ograniczyć jej zakres oraz uzyskać dyskretne widmo. Operacje te realizowane są za pomocą :

- 1/ mnożenia w dziedzinie czasu funkcji wyjściowej $h/t/$ przez funkcję próbkującą $\overline{1}/t/$ będącą ciągiem nieskończonym dystrybucji Diraca δ ;
- 2/ ograniczenia funkcji dyskretnej \mathbb{W} w wyniku mnożenia przez funkcję prostokątną;
- 3/ splotu z funkcją próbkującą $\mathbb{W}_1 /t/$.

Graficznie dyskretne przekształcenie Fouriera funkcji sinusoidalnych pokazano na rys.23. Ze względu na konieczność numerycznego zapisu ciągłej funkcji $h/t/$ powstaje przy transformacji szereg błędów obcinania lub zaokrąglania wyniku operacji, które nazywa się ogólnie szumem zaokrąglania. Ponadto w wyniku transformacji funkcji sinusoidalnych przy zbyt krótkim okresie próbkowania powstają "boczne listki", a jeżeli okres próbkowania nie jest równy okresowi funkcji powstają nieciągłości widma wywołane nakładaniem się widm składowych.

W wyniku numerycznego przekształcenia Fouriera otrzymamy widmo, którego parametrami będą częstotliwość f oraz widma amplitud C , A . Symbolem A oznaczać będziemy współrzędną widma amplitud, bez miana, podawaną w jednostkach względnych, np. dB. Wartość ta, nie uzależniona bezpośrednio od funkcji wyjściowej $h/t/$, może być wykorzystana tylko do oceny jakościowej widma. Symbolem C określono widmo amplitud uzależnione bezpośrednio od funkcji wyjściowej $h/t/$.

Wartości rzędnej w dziedzinie czasu t podawane są w jednostkach napięcia (V, mV) lub w jednostkach ciśnienia MPa. Ze względu na obserwację zmian wysokości impulsu na ekranie aparatu ultradźwiękowego lub oscyloskopu dogodnie jest określać je w jednostkach napięcia mierzonego na ekranie oscyloskopu w mV . Po przekształceniu Fouriera rzędna będzie oznaczać moduł widma amplitud $|C|$, który jest otrzymany z zależności $/64/$



Rys.23 Dyskretne przekształcenie Fouriera funkcji sinusoidalnej $h(t)$ [39]; \circ - symbol transformacji Fouriera.

$$C = \sqrt{C_{\sin}^2 + C_{\cos}^2} \quad /64/$$

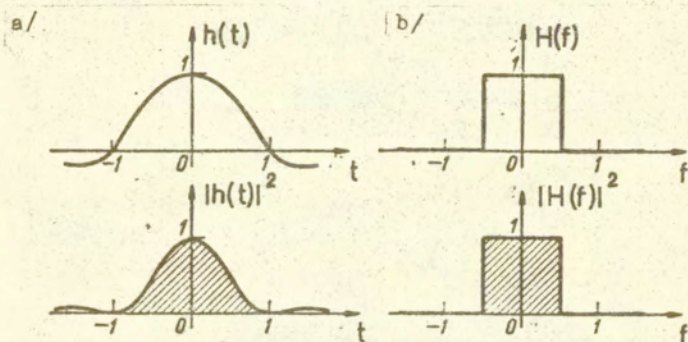
gdzie C_{\sin} , C_{\cos} oznaczają przekształcenie sinusowe i cosinusowe Fouriera. Impuls oraz widmo amplitud są związane zależnością podaną w twierdzeniu Rayleigha. Całka kwadratu funkcji jest

równa całce kwadratu widma amplitud /65/.

$$\int_{-\infty}^{\infty} h^2/t/ dt = 2\pi a_1 \int_{-\infty}^{\infty} H/f/{}^2 df \quad /65/$$

Zależność ta określa jednoznacznie jednostki rzędnej w dziedzinie częstotliwości. Jeżeli odpowiednie współrzędne impulsu $h/t/$ podamy w μs i mV , to jednostką modułu widma amplitud $|C|$ będzie $[mV/MHz]$ lub $[mV.\mu s]$.

Na rys.24a przedstawiono impuls $h/t/$ w dziedzinie czasu oraz jego przekształcenie Fouriera $H/f/$, a na rys.24b kwadrat funkcji i widma amplitud. Pola zakreskowane są sobie równe.



Rys.24 Zależność między funkcją $h/t/$ i jej widmem $H/f/$: a/ funkcja $h/t/$ i jej widmo amplitud, b/ kwadrat funkcji $h/t/$ i kwadrat widma amplitud [37].

Wykorzystanie tej zależności pozwala zmierzyć energię impulsu rozproszoną w materiale na podstawie znajomości impulsu wyjściowego w dziedzinie czasu.

4.5 Ograniczenia analizy widmowej

Analiza widmowa impulsów ultradźwiękowych wykorzystuje Szybkie Przekształcenie Fouriera do transformacji z dziedziny czasu do dziedziny częstotliwości i ponownie do dziedziny czasu.

Każda transformacja wprowadza zniekształcenia sygnału wywołane również dyskretną aproksymacją impulsu o kształcie sinusoidalnym.

Zjawisko to jest szczególnie istotne w przypadku propagacji fal ultradźwiękowych w ośrodkach niejednorodnych charakteryzujących się niemonotoniczną zmianą struktury. Dodatkowym źródłem błędów jest ocena energii impulsu, która oprócz wpływu struktury obciążona jest wpływem geometrii wiązki, rozkładu ciśnienia w wiązce, wielokrotnymi odbiciami od powierzchni granicznej oraz niekontrolowanymi procesami transformacji na powierzchniach granicznych ziaren materiału.

Z tych względów wydaje się celowe wprowadzenie dyskretnie generowanych impulsów ultradźwiękowych oraz ocena ich zmian po przejściu przez badany materiał za pomocą funkcji binarnych. Dodatkowo wprowadzenie nieciągłego modelu ośrodka niejednorodnego pozwoli na bardziej adekwatne przedstawienie struktury i jej oddziaływania na rozchodzące się dyskretne impulsy ultradźwiękowe. Analogią tego sposobu podejścia mogą być prace teoretyczne dotyczące niesinusoidalnych fal elektromagnetycznych referowane przez Harmutha w Instytucie Łączności w Darmstadzie /RFN/ w 1968 r. Doświadczalne badania wykorzystania niesinusoidalnych fal elektromagnetycznych w telekomunikacji przedstawił Chapman w r.1976 [38].

W odróżnieniu od analizy harmoniczej impulsów rozchodzących się w ośrodkach niejednorodnych, dla której mamy znikomą przydatność widma faz, a ocena widma sprowadza się w rezultacie do oceny zmian energii impulsu, analiza sekwencyjna zajmuje się zmianami kształtu impulsu w czasie za pomocą analizy funkcji binarnych określających sygnały przestrzenne.

Przed dyskusją zastosowań analizy sekwencyjnej do impulsów ultradźwiękowych zostaną przedstawione w skrócie podstawy funkcji binarnych ze szczególnym uwzględnieniem funkcji Walsha.

5.0 BINARNE IMPULSY ULTRADŹWIĘKOWE

5.1 Funkcje binarne /Walsha, Hadamarda/

Funkcje jednowymiarowe

Analogicznie do niesinusoidalnych fal elektromagnetycznych przedstawionych po raz pierwszy stosunkowo niedawno w Darmstadt /RFN/ w r.1968, istnieje możliwość wprowadzenia niesinusoidalnych fal ultradźwiękowych wykorzystujących analizę sekwencyjną. Analiza sekwencyjna będąca alternatywą analizy harmoniczej stosuje pojęcia funkcji binarnych określających sygnały przestrzenne.

Na początku zostaną omówione typowe funkcje binarne Walsh'a i Hadamarda, Haara oraz impulsu prostokątnego, a następnie generacja fal ultradźwiękowych za pomocą funkcji binarnych. Funkcje te wchodzi w skład funkcji ortogonalnych. System funkcji ortogonalnych $f(j, x)$ w przedziale $x_0 < x < x_1$ spełnia zależność /66/. W przypadku funkcji ortogonalnych i unormowanych $X_j = 1$. Przy-

$$\int_{x_0}^{x_1} f(j, x) \cdot f(k, x) dx = X_j \delta_{jk} \delta_{jk} = \begin{cases} 1 & j = k \\ 0 & j \neq k \end{cases} \quad /66/$$

kładami takich funkcji są m.in. macierze Hadamarda zawierające tylko elementy +1 i -1, np. H_{41} . Macierze o większych wymiarach można napisać za pomocą kroneckerowskiego iloczynu macierzy. Ele-

$$H_{41} = \begin{bmatrix} +1 & +1 & +1 & +1 \\ -1 & -1 & +1 & +1 \\ -1 & +1 & +1 & -1 \\ +1 & -1 & +1 & -1 \end{bmatrix} \quad /67/$$

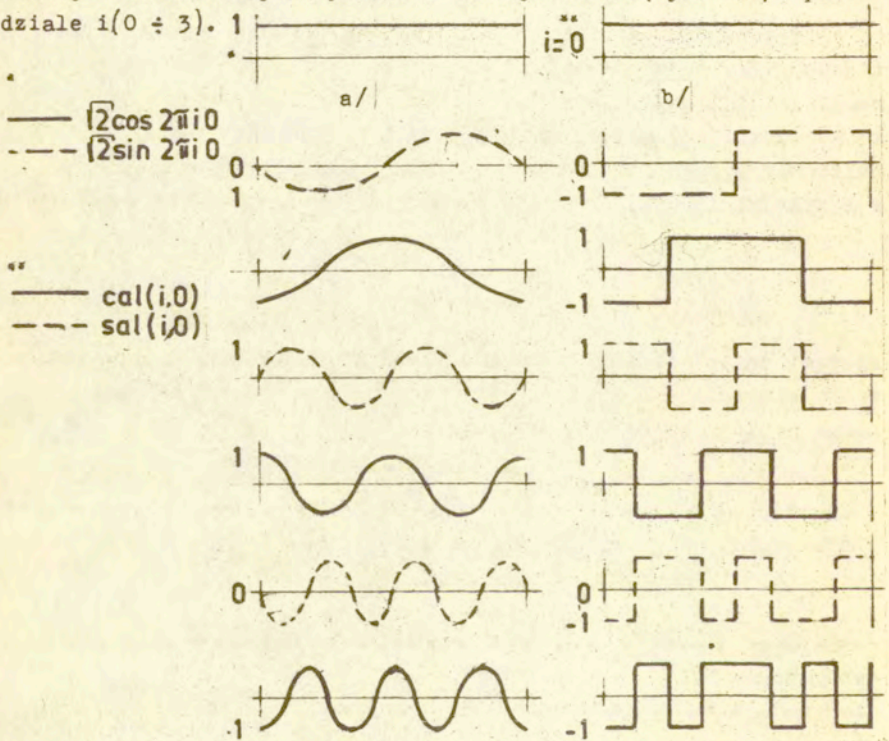
menty macierzy +1, -1 są zapisywane jako +.-. Wtedy iloczyn macierzy $H_2 \times H_2$ można przedstawić w postaci

$$H_2 \times H_2 = \begin{bmatrix} H_2 & H_2 \\ H_2 & -H_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} + & + & + & + \\ + & - & + & - \\ + & + & - & - \\ + & - & - & + \end{bmatrix} \quad /68/$$

5.2 Funkcje Walsha

Innego rodzaju funkcjami ortogonalnymi są funkcje:Haara -har I,j,0 Przyjmują one wartości 1,0,-1 pomnożone przez 2 i funkcje impulsu prostokątnego blo k,x o wartościach 0,1. Funkcje powyższe nie pozwalają na pełne przedstawienie zmian sygnału w dwóch i trzech wymiarach,co zapewniają funkcje Walsha. Z tych względów funkcje Walsha będą opisane stosunkowo dokładnie i wykorzystane do opisu impulsów ultradźwiękowych.

Funkcje walsha zestawione w pracy [40] przedstawiają funkcje o dwóch wartościach +1 lub -1. Dla porównania ze znanymi funkcjami harmonicznymi /sinusoidalnymi/ na rys. 25 pokazano wartości funkcji sinusoidalnych (rys.25a) i funkcji Walsha (rys. 25b) w przedziale $i(0 \div 3)$.



Rys.25 Przykładowe funkcje sinusoidalne $(\sqrt{2} \sin 2\pi i \theta)$ i funkcje Walsha ($\text{wal } i, \theta$) w przedziale $\theta = 0, 0,5, 1$ - ilość zmian funkcji w przedziale [40].

Analogicznie jak dla funkcji harmoniczych /sinus i cosinus/ wprowadzono funkcje cal i sal , przy czym cal jest funkcją parzystą, a sal funkcją nieparzystą. Dla funkcji sinusoidalnych pojęcia okres drgań $\tau = 1/f$ oraz długość fali $\lambda = c/f$ są związane z częstotliwością f . Dla funkcji binarnych wprowadzono pojęcie sekwenty φ oznaczającą ilość przejść przez 0, w przedziale $\pm\theta$.

$$\varphi = i/T \quad /69/$$

gdzie i - ilość przejść przez 0. Normowana sekuenta i oznacza ilość przejść przez 0 w przedziale $(0-\theta)$, a nie unormowana prowadzi do pojęć - średniego okresu $\hat{\tau}$ i średniej długości fali $\hat{\lambda}$

$$\hat{\tau} = 1/\varphi \quad /70/$$

$$\hat{\lambda} = c/\varphi \quad /71/$$

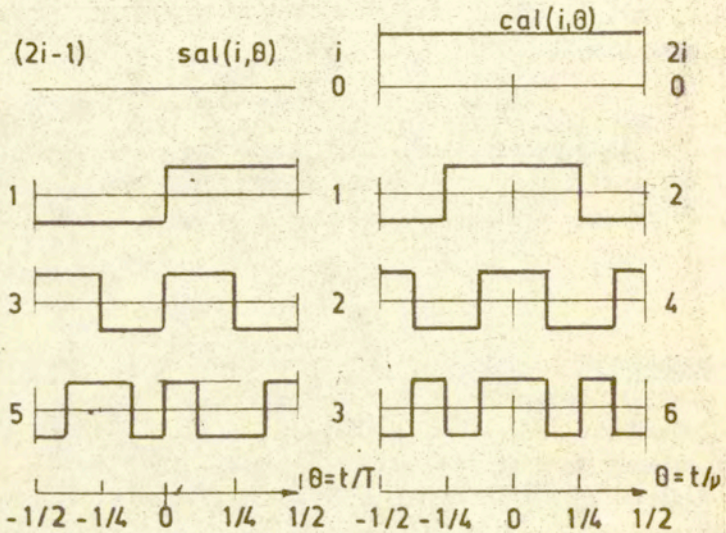
gdzie

c - szybkość propagacji punktu przejścia przez 0. Średni okres $\hat{\tau}$ jest równy średniemu czasowi między momentami przejścia przez 0, pomnożonemu przez 2, a średnia długość fali $\hat{\lambda}$ jest równa odległości punktów przecięcia 0 pomnożonej przez 2.

W porównaniu z funkcjami sinusoidalnymi występuje szereg różnic :

- 1/ pochodna lub całka funkcji sinusoidalnej jest funkcją sinusoidalną, (przesuniętą w czasie), o innej amplitudzie, funkcja walsha ulega zmianie w wyniku operacji całkowania lub różniczkowania
- 2/ suma funkcji sinusoidalnych o tej samej częstotliwości, z różnymi amplitudami i fazami jest równa funkcji sinusoidalnej o tej samej częstotliwości
- 3/ dowolna funkcja sinusoidalna może być uzyskana za pomocą trzech operacji - przesunięcia, rozciągnięcia /w czasie/ lub zwężenia, w odróżnieniu od funkcji Walsha, dla których transformacja jest możliwa o ile $c > 0,6$
- 4/ efekt Döpplera dla funkcji Walsha jest silniejszy dla pojedynczej fali niż dla zbioru fal
- 5/ zmiana znaku funkcji sinusoidalnej na przeciwny jest równoważna przesunięciu funkcji w czasie, dla funkcji Walsha zmiana znaku nie prowadzi do przesunięcia.

Relację między funkcją Walsha $wal(i, \theta)$ i funkcjami cal i sal można przedstawić za pomocą zależności /72/ i graficznie na rys.26 .



Rys. 26 Funkcje $sal(i, \theta)$ i $cal(i, \theta)$ w przedziale $-1/2 < \theta < 1/2$ dla wartości $i (0 \div 3)$ [40].

$$\begin{aligned} wal(2i, \theta) &= cal(i, \theta) & i = 1, 2, \dots & \quad /72/ \\ wal(2i - 1, \theta) &= sal(i, \theta) & & \quad /73/ \end{aligned}$$

Funkcję Walsha można przedstawić w postaci równania /74/

$$wal(2j + p, \theta) = (-1)^{\text{int}[j/2]} \left\{ \begin{aligned} &+ wal[j, 2(\theta + 1/4)] + (-1)^{j+p} \cdot \\ &wal[j, 2(\theta - 1/4)] \end{aligned} \right\} \quad /74/$$

$$p = 0 \text{ lub } 1 \quad j = 0, 1, 2, \dots$$

$$wal(0, \theta) = \begin{cases} 1 & \text{dla } \theta \text{ w przedziale } -0,5 \leq \theta \leq 0,5 \\ 0 & \text{dla } \theta < -0,5, \theta > 0,5 \end{cases}$$

gdzie $\text{int}[j/2]$ określa największą liczbę całkowitą $\leq j/2$. Zwięk-

zenie wartości argumentu oznacza zmniejszenie długości przedziału i jednocześnie zwężenie funkcji, np. zmiana funkcji $wal(j, \theta)$ na $wal(j, 2\theta)$ oznacza zmianę przedziału $-0,5 \leq \theta \leq 0,5$ na $-0,25 \leq \theta \leq 0,25$. Dodanie lub odjęcie od argumentu oznacza przesunięcie funkcji w lewo dla wartości dodatnich i w prawo dla wartości ujemnych

$wal(j, (\theta + 1/4))$ - przesunięcie w stronę lewą

$wal(j, (\theta - 1/4))$ - przesunięcie w stronę prawą

Iloczyn dwóch funkcji Walsha jest równy innej funkcji Walsha /75/ /76/. Nową wartość argumentu można uzyskać za pomocą dodawania.

$$wal(h, \theta) wal(k, \theta) = wal(r, \theta) \quad /75/$$

$$wal(h, \theta) wal(k, \theta) = wal(h+k, \theta) \quad /76/$$

Konieczne jest tu przedstawienie argumentu w postaci dwójkowej, gdzie symbol \oplus oznacza dodawanie modulo 2. Przy dodawaniu uwzględnia się znane zależności /77/

$$0 \oplus 1 = 1 \quad 1 \oplus 0 = 1 \quad (-a) \oplus (-b) = a \oplus b$$

$$0 \oplus 0 = 1 \quad 1 \oplus 1 = 0 \quad (-a) \oplus (b) = a \oplus (-b) \quad /77/$$

$$(a) \oplus (a) = 0$$

Na tej podstawie uzyskamy relacje /78/, opisujące iloczyny funkcji Walsha

$$wal(j, \theta) wal(j, \theta) = wal(0, \theta) \quad j \oplus j = 0$$

$$wal(j, \theta) wal(0, \theta) = wal(j, \theta) \quad j \oplus 0 = j \quad /78/$$

W przypadku iloczynów funkcji sal i cal należy uwzględnić zależności /79/, które umożliwiają bezpośrednie napisanie re-

$$sal(i, \theta) = cal[(i-1), \theta]; \quad cal(k, \theta) = sal[(k-1), \theta] \quad /79/$$

lacji dla iloczynów funkcji typu cal, cal i sal, sal /80/

$$cal(i, \theta) cal(k, \theta) = cal(i \oplus k, \theta)$$

$$sal(i, \theta) sal(k, \theta) = cal[(i-1) \oplus (k-1), \theta] \quad /80/$$

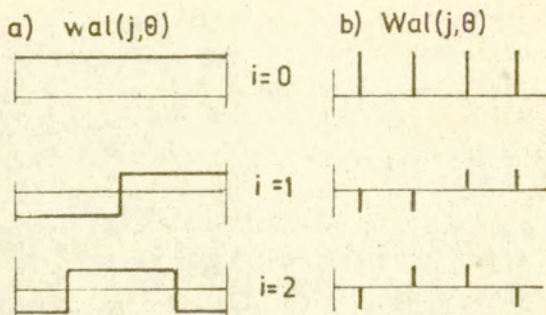
oraz iloczynów sal, cal /81/

$$sal(i, \theta) cal(k, \theta) = sal\{[k \oplus (i-1)] + 1, \theta\}$$

$$cal(i, \theta) sal(k, \theta) = sal\{[i \oplus (k-1)] + 1, \theta\} \quad /81/$$

Funkcje Walsha mogą być przedstawione graficznie w dwóch postaciach: funkcji ciągłych $wal(j, \theta)$ i dyskretnych $Wal(j, \theta)$ rys.27.

Funkcje $wal(j, \theta)$ oraz $Wal(j, \theta)$ mają jednakową ilość przejść przez zero. Różnice występują przy opóźnieniach czasowych, przy prze-



Rys.27 Funkcje Walsh'a : a/ ciągła - wal/j,θ/, dyskretna - Wal/j,θ/ dla j/0 ÷ 2/ [40].

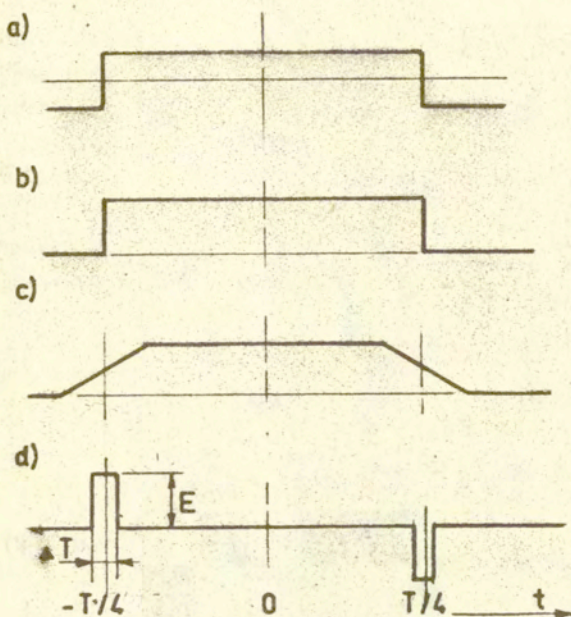
sunięciu czasowym funkcje Wal/j,θ/ zachowują ortogonalność natomiast funkcje wal/j,θ/ przestają być ortogonalne.

Funkcje Walsh'a mogą być rozwijane wg sekwenty lub wg kodu Graya. Rozwinięcie polega na zamianie argumentu zapisanego w postaci dwójkowej wg schematu: dla liczb 01 i 10 czytanych od strony lewej do prawej podaje się wartość 1, dla liczb 00 i 11 wartość 0. Ze względu na mniejszą przydatność rozwinięcia wg kodu Graya do opisu fal ultradźwiękowych przedstawiane będzie rozwinięcie wg sekwenty.

Przy obliczaniu pochodnej dla uniknięcia wartości ujemnych wprowadza się: stałe przesunięcie funkcji, rys.28b, a następnie modyfikuje skok wartości funkcji przez wprowadzenie odcinków nachylonych o długości ΔT , rys.28c. Pochodną uzyskuje się w postaci impulsów prostokątnych o szerokości ΔT i wysokości $\pm E$. Jeżeli długości prostokątów zmniejszyć do wartości $\epsilon \Delta T$, $\epsilon < 1$, to uzyskamy impulsy prostokątne o długości $\epsilon \Delta T$ i amplitudzie $\pm E/2$. Dla $\Delta T \rightarrow 0$ otrzymamy dwie funkcje Diraca δ , ujemną i dodatnią.

Powierzchnia impulsu prostokątnego $E/\epsilon \cdot \epsilon \Delta T$ nie zależy od wartości ϵ , natomiast powierzchnia impulsu o wysokości równej kwadratowi amplitudy $/82/$, rośnie ze zmniejszeniem ϵ i dąży do

$$\left(\frac{E}{\epsilon} \right)^2 \cdot (\epsilon \cdot \Delta T) = E^2 \Delta T / \epsilon \quad /82/$$



Rys.28 Obliczanie pochodnej funkcji Walsha : a/ funkcja wyjściowa, b/ funkcja po dodatnim przesunięciu, c/ modyfikacja skoku funkcji, d/ pochodna [40].

nieskończoności. Ta powierzchnia charakteryzuje energię fali. Funkcja wyjściowa Walsha i jej pierwsza pochodna są scharakteryzowane tą samą wielkością sekweny. Zamianę funkcji cal i sal można uzyskać za pomocą przesunięcia argumentu.

$$\text{cal}(i, \theta + \theta_0) = \text{sal}(i, \theta) \quad /83/$$

lub dla wartości unormowanej sekweny $i = 2$ w postaci zależności.

$$\text{cal}(2^k, \theta - 2^{-k-2}) = \text{sal}(2^k, \theta) \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

$$\text{cal}(i, \theta + \theta_0) = -\text{cal}(i, \theta - \theta_0) \quad /84/$$

$$\text{sal}(i, \theta + \theta_0) = -\text{sal}(i, \theta - \theta_0)$$

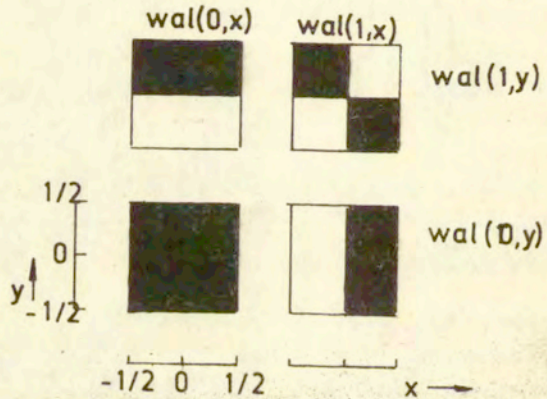
$$\text{cal}(i, \theta + \theta_0) = -\text{cal}(i, \theta)$$

Funkcje dwuwymiarowe

Wykorzystując funkcję walsha $wal(k,x)$ można określić funkcję walsha od dwóch lub trzech zmiennych za pomocą iloczynu $wal(k,x)$, $wal(m,y)$ lub $wal(k,x) wal(m,y) wal(n,z)$. Na rys.29 przedstawiono dwuwymiarową funkcję walsha $wal(k,x) wal(m,y)$. Wartości x zawierają się w zakresie $-1/2 < x < +1/2$, wartości y w zakresie $-1/2 < y < +1/2$. Czarne pola przedstawiają wartości $+1$, a pola białe -1 . Rozłożenie funkcji $F(x,y)$ w szereg funkcji walsha :

$$F(x,y) = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} a(k,m) \cdot wal(k,x) \cdot wal(m,y)$$

$$a(k,m) = \int_{-1/2}^{1/2} \int_{-1/2}^{1/2} F(x,y) \cdot wal(k,x) \cdot wal(m,y) dx dy \quad /85/$$



Rys.29 Dwuwymiarowa funkcja walsha : $wal(k,x) \cdot wal(m,y)$ [40].

Typowym przykładem funkcji dwuwymiarowej $F(x,y)$ może być czarno-biała fotografia. Składowe $a(0,0) \cdot wal(0,x) \cdot wal(0,y)$ rozłożenia w szereg przedstawiają średnią wartość $F(x,y)$ lub średnią jasność, albo stałą składową obrazu $F(x,y)$. Pozostałe składowe szeregu $a(k,m) wal(k,x) wal(m,y)$ przedstawiają zmienne składowe obrazu.

5.3 Szybkie przekształcenie Walsha-Hadamarda

Analogicznie do algorytmu SPF /Szybkiego Przekształcenia Fouriera/ opracowano algorytm SPW-F /Szybkiego Przekształcenia Walsha-Fouriera/. Algorytm powyższy opracował Green [42], a aktualizację jego dla funkcji dwuwymiarowych Pratt [43]. Dla funkcji $F(\theta)$ zadanej w przedziale podzielonym na 2^n jednakowych podprzedziałów np. $2^3 = 8$ /A,B,....,H/. Obrazy funkcji Walsha-Fouriera $a_c(i)$ i $a_s(i)$ otrzymamy po pomnożeniu przez $1/2^n$, sumowaniu wyników i podzieleniu sum cząstkowych przez ilość podprzedziałów

$$\begin{aligned}
 & a(j) \\
 a(000) &= A + B + C + D + E + F + G + H = a(0) \\
 a(001) &= -A - B - C - D + E + F + G + H = a_s(1) \\
 a(010) &= -A - B + C + D + E + F - G - H = a_c(1) \\
 a(011) &= A + B - C - D + E + F - G - H = a_s(2) \\
 a(100) &= A - B - C + D + E - F - G + H = a_c(2) \quad /86/ \\
 a(101) &= -A + B + C - D + E - F - G + H = a_s(3) \\
 a(110) &= -A + B - C + D + E - F + G - H = a_c(3) \\
 a(111) &= A - B + C - D + E - F + G - H = a_s(4)
 \end{aligned}$$

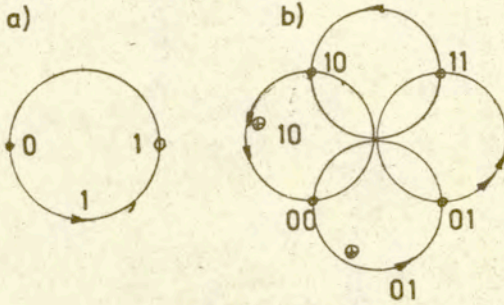
Dla określenia 2^n współczynników $a_c(i)$ oraz $a_s(i)$ konieczne jest $2^3(2^3 - 1)$ operacji dodawania. W odróżnieniu od Szybkiego Przekształcenia Fouriera, które wymaga czasochłonnych operacji mnożenia, tutaj są one zastąpione przez operacje dodawania. Ten sam algorytm może być wykorzystywany do Szybkiego Przekształcenia Walsha-Fouriera i przekształcenia odwrotnego. Współczynniki przekształcenia $a(j)$ mogą być rozwinięte wg sekwenty lub kodu Graya.

Fale stojące

Stojąca fala sinusoidalna może być uzyskana za pomocą superpozycji fal sinusoidalnych rozchodzących się w przeciwnych kierunkach

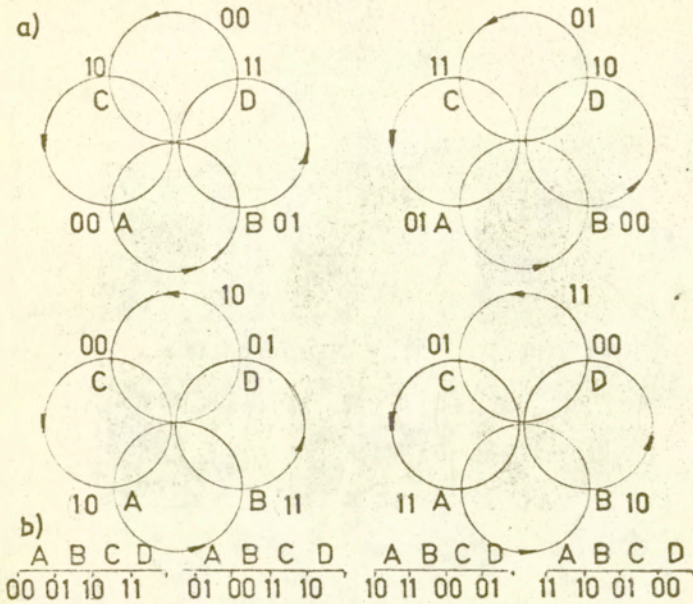
$$\sin(2\pi kx/X) \cdot \sin(2\pi kct/X) = 1/2 \cos[2\pi k(x - ct)/X] - 1/2 \cdot \cos 2\pi k \cdot (x + ct)/X \quad /87/$$

Stojące fale Walsha są przedstawiane za pomocą przesunięcia binarnego dla grupy topologicznej z metryką Hamminga. Schematycznie przesunięcie grupy diadycznej w układzie jedno i dwuwymiarowym pokazano na rys.30. Jeżeli usytuujemy dwie cyfry z układu dwójkowego 0,1 na jednostkowym okręgu, to dodając 1 do dowolnej cyfry uzyskamy inną cyfrę. Dodawanie oznaczone strzałką wg kierunku przeciwnego do ruchu wskazówek zegara. W zbiorze dwuwymiarowego układu znajdują się cztery liczby 00,01,10 i 11. Operację dodawania modulo 2 liczby 1 = 01 przedstawiają pojedyncze strzałki, a dodawanie liczby 10 podwójne strzałki. Odległość między punktem 00 a punktami 10 i 01 /mierzona wzdłuż obwodów kół/ jest

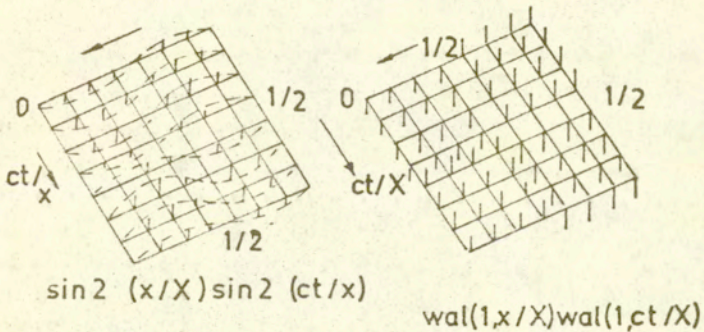


Rys. 30 Topologia grup diadycznych :a/ w układzie jednowymiarowym, b/ w układzie dwuwymiarowym [40].

równa połowie obwodu koła. Natomiast odległość między punktem 00 a punktem 11 jest równa całemu obwodowi koła. Przesunięcie w układzie dwuwymiarowym pokazano na rys.31. Na rysunku zaznaczono cztery komórki pamięci z adresami 00,01,10 i 11, którym odzwia- dają cztery liczby A,B,C,D. Przesunięcie diadyczne można uzyskać dodając liczby 01,10 lub 11 modulo 2 do każdego z adresów. Na rys.31b przedstawiono przesunięcia w skali liniowej. Jednostką skali jest unormowany czas t/T . Na rys.32 przedstawiono stojącą falę sinusoidalną oraz stojącą falę Walsha w układzie dwuwymiarowym. Współrzędną czasu jest ct/X , a przestrzeni x/X . Skalę

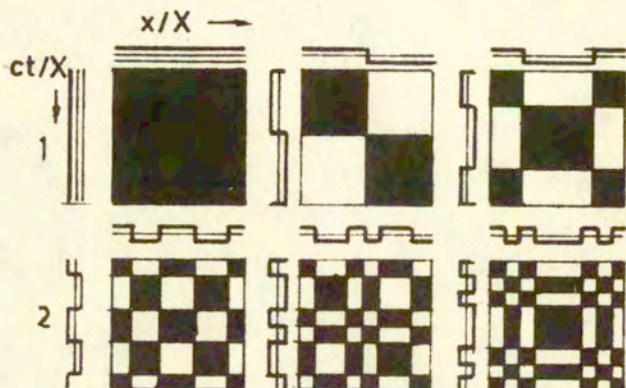


Rys. 3. Przesunięcie-diadyczne w układzie dwuwymiarowym [40].



Rys. 32 Stojąca fala sinusoidalna oraz stojąca fal Walsha w układzie dwuwymiarowym [40].

czasu i przestrzeni dla obydwu fal wybrano jednakową.



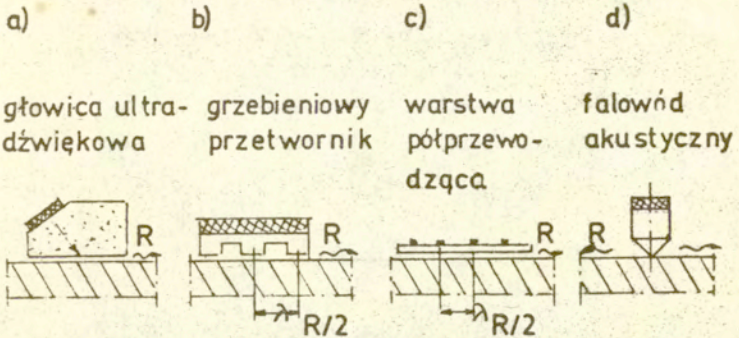
Rys.33 Stojąca fala Walsha [40].

Na rys.33 pokazano stojące fale Walsha, ciemne pola oznaczają wartości +1, a białe -1.

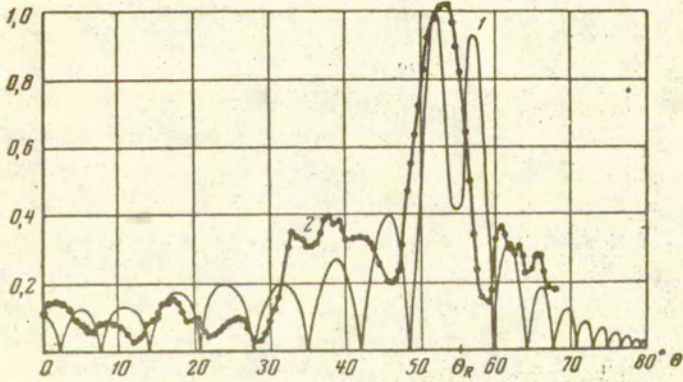
5.4 Binarna generacja fal Rayleigha

Praktyczną realizacją funkcji binarnych mogą być binarnie generowane fale ultradźwiękowe. Dyskretna generacja fal ultradźwiękowych znalazła zastosowanie przede wszystkim w odniesieniu do fal powierzchniowych Rayleigha, rozchodzących się na powierzchni swobodnej ciała stałego. Na rys.34 pokazano najczęściej spotykane sposoby generacji ultradźwiękowych fal powierzchniowych. W odróżnieniu od generacji ciągłej, która powoduje zniekształcenia fali powierzchniowej wywołane przesunięciami fazowymi w wiązce fal ultradźwiękowych (w osłonie głowicy) jak również asymetrią rozkładu ciśnienia na powierzchni granicznej ciała stałego. Wad tych pozbawione są dwa dyskretne sposoby generacji fal powierzchniowych (rys.34b,c).

Jeden z nich, a mianowicie generacja za pomocą przetworników cienkowarstwowych, został powszechnie wykorzystany w liniach opóźniających [12], [13] oraz układach pomiarowych do analizy rozkła-

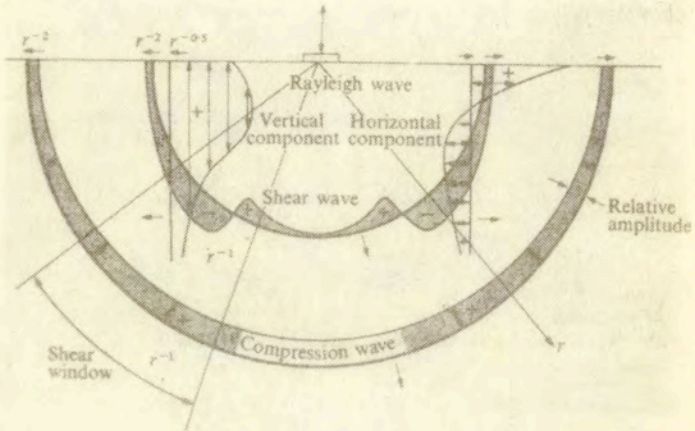


Rys.34 Sposoby generacji ultradźwiękowych fal Rayleigha na powierzchni swobodnej ciała stałego : a/ generacja ciągła za pomocą głowicy skośnej fal powierzchniowych, b/ generacja dyskretna za pomocą przetworników grzebieniowych, c/ generacja za pomocą falowodu akustycznego napylonego na warstwę półprzewodnikową, d/ generacja za pomocą punktowego falowodu akustycznego



Rys.35 Rozkład amplitud ciśnienia fali powierzchniowej, na powierzchni ośrodka stałego Q, w funkcji kąta padania θ , $\nu = 0,25$; — przebieg teoretyczny, —•— krzywa doświadczalna [44].

dów drgań na powierzchniach przetworników [4] oraz oddziaływań akustooptycznych [14]. Generacja fal powierzchniowych za pomocą punkowego falowodu akustycznego wywołuje powstanie oprócz fal powierzchniowych również fal poprzecznych i podłużnych.

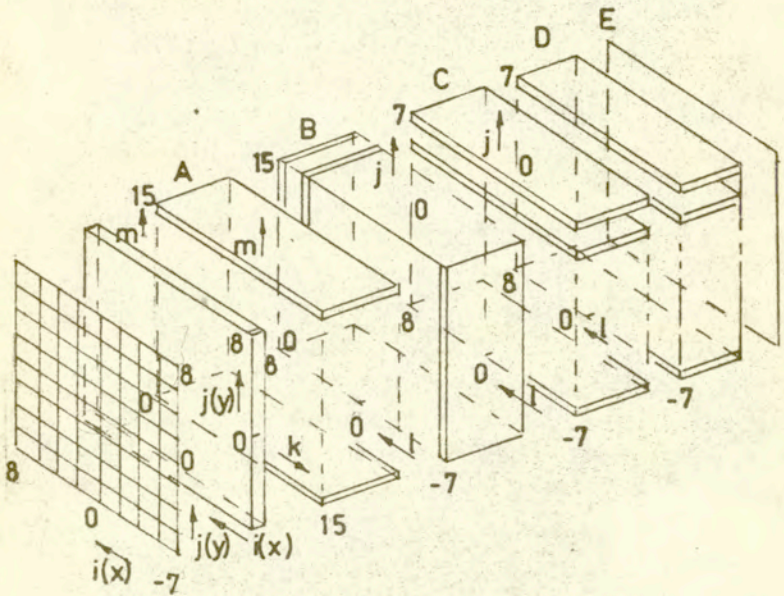


Rys.36 Rozkład przemieszczeń fal sprężystych przy generacji za pomocą źródła punkowego, na półprzestrzeni ośrodka stałego; $\nu = 0,25$ [45].

Na rys.36 przedstawiono obliczone przez Woodsa [46] rozkłady przemieszczeń przy generacji fal ultradźwiękowych na powierzchni sprężystej półprzestrzeni, dla $\nu = 0,25$ za pomocą pobudzanego harmonicznie źródła fal akustycznych. Wycinek przedstawiony na rysunku obrazuje zakres fal poprzecznych o największej energii. Porównanie energii generowanych fal sprężystych wykazało, że największy udział mają fale powierzchniowe /67 %/ oraz fale poprzeczne /26 %/, stosunkowo znikomy fale podłużne /7 %/. Na korzyść fal powierzchniowych przemawia również zmiana energii w funkcji odległości /współczynnik tłumienia w funkcji odległości $r^{-0,5}$, natomiast dla fal objętościowych wynosi on r^{-1} , gdzie r - promień fali generowanej przez źródło/.

5.5 Binarna generacja fal podłużnych

Analogicznie do dyskretnej generacji fal powierzchniowych można zrealizować układ do dyskretnej generacji fal podłużnych. Jest to zagadnienie odwrotne do procesu generacji fal ultradźwiękowych za pomocą tzw. przetworników mozaikowych, gdzie celem jest uzyskanie jednorodnego pola akustycznego za pomocą układu oddzielnych przetworników wytwarzających sinusoidalne fale ultradźwiękowe. W tym przypadku układ przetworników, wchodzących w skład przetwornika mozaikowego, wysyła wiązkę fal generowanych binarnie o rozkładzie czasowym zdeterminowanym przez funkcję Walsha. Jest to konsekwentne rozwinięcie schematu analizy dwuwymiarowej pola akustycznego w wodzie za pomocą dwuwymiarowych filtrów elektrycznych [40], pokazanego na rys.37. Układ składa się z pięciu bloków /A - E/.



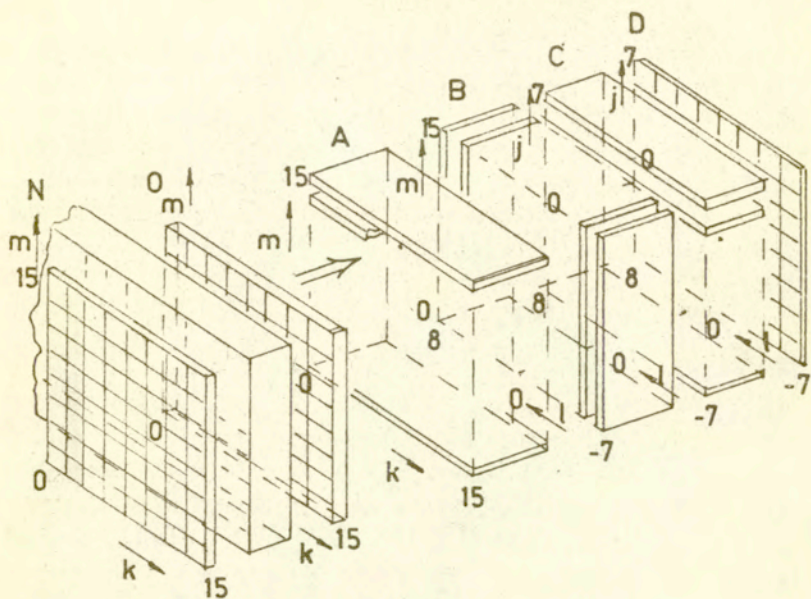
Rys.37 Analiza pola akustycznego w wodzie za pomocą dwuwymiarowych filtrów elektrycznych [40].

Blok A składa się z 16x16 hydrofonów akustycznych, wysyłających wiązkę fal ultradźwiękowych do badanego obiektu, które po odbiciu wracają do zestawu hydrofonów. Jeżeli pominąć efekty nieliniowe wywołane propagacją w wodzie, to między czołem fali w płaszczyźnie obiektu oraz czołem fali w płaszczyźnie układu odbiorczego występuje zależność liniowa. Jeżeli znamy tę zależność oraz wykonamy przekształcenie odwrotne, to można odtworzyć czoło fali w płaszczyźnie obiektu, a tym samym scharakteryzować reflektor. Dla realizacji przekształcenia odwrotnego czoło fali akustycznej, odbitej od badanego obiektu zamienia ciśnienie akustyczne na dwuwymiarowy, proporcjonalny rozkład napięcia elektrycznego $a/k, m/ = u/k, m/$. Dwuwymiarowy filtr elektryczny dokonuje przekształcenia odwrotnego /bloki A, B/.

Blok A realizuje przekształcenie odwrotne $W/l/$ lub $W/\beta_x/$, a blok B przekształcenie $W/j/$ lub $W/\beta_y/$. Na wyjściu filtru przestrzennego uzyskujemy napięcie $F/l, j/\sin/2\pi ct/\lambda /$, które zasila blok filtrów czasowych C oraz prostownik z pamięcią. Impulsy elektryczne z prostownika zostają przesyłane do przetwornika obrazu w formie $F/i, j/$. Przetwornikiem obrazu może być konwencjonalny monitor telewizyjny.

Filtry czasowe stosowane dla poprawienia stosunku sygnału do szumów są filtry wąskopasmowymi, o szerokości pasma 1 kHz. Hydrofony akustyczne, które przeważnie pracują na częstotliwości 100 kHz, są przetwornikami szerokopasmowymi, ze względu na konieczność wiernego przekazywania sygnałów akustycznych do dalszego przetwarzania numerycznego. Wadą powyższego układu jest numeryczne przetwarzanie fali sinusoidalnej, która w przypadku ośrodków niejednorodnych wnosi dodatkowe zniekształcenia przy próbkowaniu i obróbce numerycznej sygnału. Z tych względów w pracy Mazurka [46] zaproponowano układ, w którym generacja i obróbka sygnału akustycznego jest realizowana za pomocą funkcji walsha. Schemat układu pokazano na rys.38.

Nadawcza głowica mozaikowa, pobudzana binarnie zgodnie ze zmianami napięcia funkcji walsha $wal/i, \theta/$ wysyła fale ultradźwiękowe do badanego obiektu, elementu o równoległych ściankach i grubości ścianek kilkakrotnie większej od długości



Rys. 38 Schemat układu do binarnej generacji podłużnych fal ultradźwiękowych : N - nadawczy przetwornik mozaikowy, 0 - przetwornik odbiorczy, A,B - układ filtrów elektrycznych, C- układ filtrów czasowych, D - układ rejestracji pola ultradźwiękowego.

fali ultradźwiękowej w badanym materiale. Odbiorcza głowica mozaikowa o tej samej ilości przetworników co głowica nadawcza, usytuowanych na przeciwko siebie przesyła impulsy elektryczne do układu filtrów elektrycznych A,B. Po przejściu przez układ filtrów czasowych c eliminujących szumy, dwuwymiarowy rozkład pola ultradźwiękowego jest przesyłany do układu rejestracji D. Dla ułatwienia wykonywania operacji matematycznych ilość poszczególnych przetworników w głowicy mozaikowej powinna być wielokrotnością liczby 2. Przykładowo przetwornik mozaikowy o rozmiarach 40x40 mm może zawierać 16x16 przetworników o rozmiarach

2x2 mm.

Dwuwymiarowe rozkłady pola akustycznego generowanego przez przetwornik nadawczy ulegają modyfikacji podczas przejścia fali ultradźwiękowej przez badany ośrodek. Sygnał uzyskany na przetworniku odbiorczym może być poddany wielostronnej analizie dla charakteryzowania struktury ciała stałego. Przykłady powyższej analizy numerycznej zastosowane do kamieni budowlanych zostaną przedstawione w następnym rozdziale.

6.0 MODEL "SZEŚCIENNY" OŚRODKA NIEJEDNORODNEGO

6.1 Model "sześcienny"

Do analizy propagacji fal ultradźwiękowych w ośrodkach niejednorodnych wybrano kamienie budowlane, które w odróżnieniu od metali mają składniki umieszczone w spoiwie o wielkościach zawierających się od ułamka milimetra np. aleuryty (0,1 mm) do kilku milimetrów np. psefity (2 mm) [18]. W odróżnieniu od szeregu modeli stosowanych w badaniach akustycznych ośrodka stałego, gdzie nieciągłości aproksymuje się za pomocą kul lub wałców umieszczonych w jednorodnym ośrodku stałym, wydaje się celowe wprowadzenie modelu "sześciennego".

Model ten zakłada, że ośrodek jednorodny składa się z szeregu kostek elementarnych o kształcie sześcianu, o parametrach akustycznych jednakowych dla każdego elementarnego sześcianu. W tym przypadku przedmiotem analizy nie jest rozproszenie lub zmiana energii pola akustycznego podczas przejścia przez ośrodek niejednorodny, ale zmiany fazowe fal dyskretnie generowanych przez mozaikową głowicę ultradźwiękową. Wymiary elementarnych przetworników ultradźwiękowych są identyczne albo równe wielokrotnościom sześcianów badanego ośrodka. Dla ułatwienia weryfikacji ośrodka można wprowadzić próbki w kształcie prostopadłościanów, o grubości równej kilkukrotnej długości fali ultradźwiękowej. Wysokość próbki powinna być równa wysokości głowicy mozaikowej - rys. 38.

Można przyjąć, że dla metody przepuszczania /dwie głowice mozaikowe umieszczone na przeciwko siebie/ uzyskamy w przybliżeniu

niu płaski, dwuwymiarowy rozkład pola ultradźwiękowego, o powierzchni równej powierzchni powierzchni głowicy mozaikowej.

Ponieważ analizowane są tylko zmiany fazowe, a nie zmiany energii fal akustycznych można przyjąć, że rozkład fazowy pola ultradźwiękowego będzie uzależniony jedynie od zmian struktury badanego ośrodka.

6.2 Analiza ośrodka niejednorodnego za pomocą binarnych impulsów ultradźwiękowych

Do badań akustycznych ośrodka niejednorodnego, przedstawionego za pomocą modelu "sześciennego" wygodnie jest wprowadzić fale ultradźwiękowe generowane dyskretnie, które odróżnieniu od harmonicznym fal sinusoidalnym nie wprowadzają zniekształceń sygnału odbieranego przez głowicę mozaikową podczas wielokrotnych odbić w badanym materiale, jak również przy próbkowaniu lub przetwarzaniu numerycznym.

W porównaniu z dwuwymiarową prezentacją sygnału za pomocą iloczynu dwóch funkcji Walsha $wal/i, 0/wal/k, 0/$, która jest wykorzystywana głównie do przetwarzania czarno-białego obrazu, tutaj wprowadzimy obraz izofazowy, tzn. wszystkie elementy składowe głowicy nadawczej - (rys.38), będą pobudzone w tej samej fazie, natomiast zmiana napięcia będzie zachodzić zgodnie z funkcją Walsha $wal/i, 0/$, gdzie 0 - oznacza zmianną czasową.

Rozkład dwuwymiarowy napięcia $u/k, m/$ jest jednakowy dla wszystkich przetworników składowych głowicy nadawczej. Układ powyższy umożliwia analizę struktury ośrodka, a mianowicie: ujawnienie makrodefektów i lokalnej zmiany struktury i wtrąceń oraz określenie dwuwymiarowego rozkładu zmian struktury. W przypadku wystąpienia dużych zmian własności badanego ośrodka, np. w segmencie $k=3 m=4$, zmiany powyższe zostaną ujawnione w segmencie $k=3 m=4$ odbiorczej głowicy ultradźwiękowej.

Przedmiotem analizy sygnału jest ustalenie przyczyn powodujących zmianę sygnału $wal(1, 0)$ wysyłanego do sygnału odbieranego $wal/p, 0/$.

Wady w postaci makrodefektów /porów, pęknięć lub rozwarstwień wypełnionych gazem / powodują powstanie dużego opóźnie-

nia sygnału. Lokalna zmiana struktury powoduje zmianę sygnału, natomiast wtrącenia charakteryzują się stosunkowo nieznacznym opóźnieniem /dodatnim lub ujemnym/. Analiza sygnału za pomocą filtrowania lub korelacji umożliwi ustalenie przyczyn wywołujących zmianę sygnału. Analiza ta może być dokonana dwustopniowo. W pierwszym etapie ustala się elementy o dużych odchyleniach struktury od struktury porównawczej, przyjętej za wzorcową. W drugim etapie przeprowadza się numeryczną analizę sygnałów celem podania przyczyn powodujących powyższe zmiany.

Oczywiście powyższe rozważania mają charakter teoretyczny, w oparciu o "sześcienny" model struktury i wymagają weryfikacji doświadczalnej dla różnych struktur materiałów budowlanych.

7.0 WNIOSKI

Na podstawie zebranego materiału można przedstawić następujące wnioski :

- 1/ Konwencjonalne badania ultradźwiękowe nie zapewniają dostatecznych informacji koniecznych do charakteryzowania niejednorodnych ośrodków stałych zarówno od strony teoretycznej jak i doświadczalnej.
- 2/ Dodatkowe informacje mogą być w ograniczonym zakresie uzyskane za pomocą analizy widmowej impulsów ultradźwiękowych wykorzystującej algorytm Szybkiego Przekształcenia Fouriera.
- 3/ Dalszym krokiem dla pełniejszego charakteryzowania struktur ośrodka niejednorodnego mogą być generowane binarnie impulsy ultradźwiękowe.
- 4/ Numeryczna analiza binarnie generowanych impulsów ultradźwiękowych umożliwia ujawnienie skupisk makrodefektów, lokalnych zmian struktury, jak również pojedynczych, izolowanych wtrąceń.
- 5/ Metoda ta w oparciu o "sześcienny", dyskretny model struktury pozwala charakteryzować ośrodek jak również zlokalizować miejsca o dużych odchyłkach od struktury porównawczej.

- 6/ Wprowadzenie binarnie generowanych impulsów ultradźwiękowych ułatwia numeryczną rejestrację rozkładu pola ultradźwiękowego, jak również przetwarzanie numerycznego sygnału.

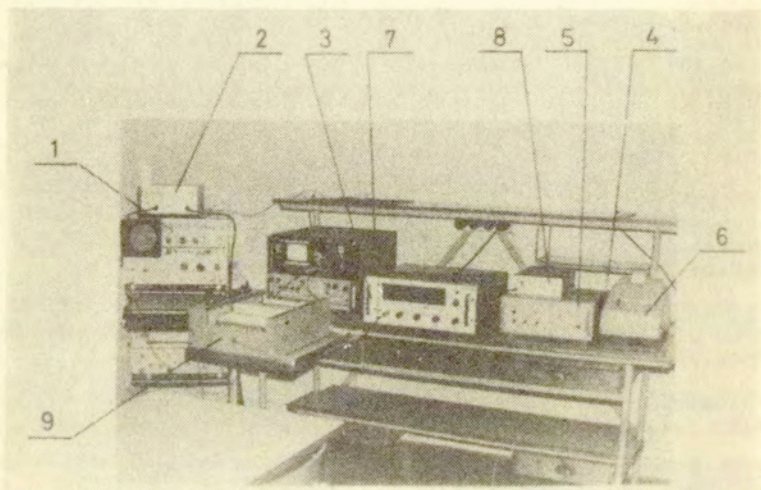
8.0 LITERATURA

1. MAŁECKI I.: Teoria fal i układów akustycznych, PWN, Warszawa 1964
2. HARMUTH H.F.: Sequence theory, Academic Press, 1977 /tłum. ros. Izd. Mir, 1980/
3. RANACHOWSKI J., MIKIEL W., REJMUND F., LIBRANT Z.: Akustyczne metody badania własności tworzyw elektroceramicznych, mat. Sem. "Elektryczne i akustyczne metody badań materiałów" IPPT PAN - SEP, warszawa-Jabłonna 13-16.12.1981, WDN Warszawa, 7-35
4. PAJEWSKI W.: Excitation et selection des ondes transversales de surface, mat. II Colloque sur les Ultrasons, Warszawa-Jabłonna 19-23.05.1980, WDN, Warszawa 1981, 231-264
5. RANACHOWSKI J.: Propagation of ultrasonic waves in porous ceramics, Ultrasonics, 1975, 13, 9, 203
6. MACKENZIE I.J.: The elastic constants of a solid containing spherical holes, Proc. Phys. Soc., 1950, B 63, 2
7. MASON W.P.: Physical acoustics and the properties of solids, Van-Nostrand, N.Y. 1958
8. KRAUKRÄMER J.H., Werkstoffprüfung mit Ultraschall, Springer Verlag, Berlin, 1982
9. MAZUREK J., AZOU P., STASI M., GANTCHENKO J.: Etude des proprietes structures non homogenes par vibrations et ondes ultrasonores. spraw. ze stażu w ISMCM, Paris, 1976
10. MAZUREK J.: Niektóre aspekty analizy widmowej impulsów ultradźwiękowych w zastosowaniu do badań makrodefektów struktury i wytrzymałości niejednorodnych ciał stałych, praca dok. 8.04.1983, IPPT PAN Warszawa
11. DOBRZAŃSKI M.: Les conditions de quantisation des champs ultrasonores, mat. II Colloque sur les Ultrasons Warszawa-Jabłonna 19-23.05.1980, WDN Warszawa 1981, 257-264
12. DIEULESAINT E.: Transducteurs a couche de selenium mat. II Colloque sur les Ultrasons, warszawa 13-23.05.1980, IPPT PAN 1981, 221-230

13. ADAMOU A., ALIPPI A., PALMA A., PALMIERI L., SOCINO G.: Parametric mixing of surface acoustic waves. *Journ. of Appl. Phys.* 1979, 50, 6, 4120-4127
14. ŚLIWIŃSKI A., KUREK P., MARKIEWICZ A., WOJCIECHOWSKA J.: Rejestracja cyfrowa fal różnego typu w ośrodkach złożonych. *mat. Sem. Elektryczne i Akustyczne metody badań materiałów IPPT PAN, SEP, Warszawa Jabłonna 5-7.12.1983, 51-67*
15. RYS J.: *Metalografia ilościowa* AGH Kraków, 1982
17. DeHOFF R.T., RHINES F.N. : *Quantitative microscopy*, McGraw Hill 1968
18. BOLEWSKI A., PARACHONIAK N.; *Petrografia*, Wyd. Geolog. Warszawa, 1982
19. BOLEWSKI A., ŻABIŃSKI W.: *Metody badań minerałów i skał*, Wyd. Geolog., Warszawa 1979
20. PN-74/13 -06 261. *Nieniszczące badania konstrukcji z betonu. Metoda ultradźwiękowa badania wytrzymałości betonu na ściskanie.*
21. BRUNARSKI L., RUNKIEWICZ L.: *Podstawy i przykłady stosowania metod nieniszczących w badaniach konstrukcji z betonu.* ITB Warszawa 1978
22. POHL F.; *Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung und Messmethoden für Beton.* Verlag für Bauwesen, Berlin 1969
23. VOLKWEIN A., *Zerstörungsfreie Prüfung von Naturwerkstein durch Ultraschall-Schwächungsmessungen, Materialprüfung, 1982, 24, 4, 119-124*
24. KOŁTOŃSKI W.; *Propagacja fal ultradźwiękowych w skałach i jej praktyczne zastosowanie* PWN, Warszawa, 1964.
25. KLIMA K., KULHANEK O.: *Relation between elastic anisotropy and preferred orientation of marble, Journ. of Physics of Earth 1968, 16, 165-167*
26. KLIMA K., BABUSKA V.: *A comparison of measured and calculated elastic anisotropies of marble, Studia geophys. and geo 1968, 12, -, 377-384*
27. LAMB H.; *Hydrodynamics*, Univ. Press, Cambridge 1932
28. LIFSZYC J.M., PARCHOMIENKO G.D.: *K teorii rozprzestrzeniania ultrazwukowych wóln w polikryształach, ŻTF, 1950, 20, 2, 175-182*
29. EVANS A.G., TITMAN B.R., AHLBERG L., *Journ. of Appl. Phys. 1978, 49, 5, 26-69*

30. MAZUREK J., GUTKIEWICZ P.: Ocena dezintegracji próbek ceramicznych na podstawie badań ultradźwiękowych, mat. IX EKBN Frombork 20-22.09.1979 ref.K-22, 115-116
31. GUTKIEWICZ P., MAZUREK J.: Układ do numerycznej rejestracji kształtu impulsów ultradźwiękowych, Zgłoszenie patentowe Nr P-239349, PAN-3.12.1982
32. GILMORE R.S., CZERW G.J.: The use of radiation field theory to determine the size and shape of unknown reflectors by ultrasonic spectroscopy. Materials Evaluation 1977, 35, 1, 37-45
33. ADLER L., LEWIS D.K.: Diffraction model for ultrasonic frequency analysis and flaw characterisation, Materials Evaluation 1977, 35, 1, 51-6
34. ADLER L., COOK K.V., SIMPSON W.A.: Ultrasonic frequency analysis, in: Research Techniques in Nondestructive Testing vol.3 Academic Press, London 1977
35. MAZUREK J.: Evaluation of the shape of defects and local strength changes in metals with spectral analysis of ultrasonic pulses, Proc. 2-nd Int. Conf. "On-Line surveillance and monitoring Venice, 12-14.05.1986, 558-567
36. MAZUREK J., PAWŁOWSKI Z., GUTKIEWICZ P.: Ultrasonic parameters of qualitative characterisation of material structure Proc. IX WCNDT, 18-23.11.1979 Melbourne, 4E-1
37. BRACEWELL R.: Przekształcenie Fouriera i jego zastosowanie tłum.polskie WNT Warszawa 1965
38. CHAPMAN T.C.: Experimental results with a Walsh wave radiator, IEEE Trans., C-22, 669-672 /1973/
39. HARMUTH H.F.: Sequence theory / tłum.ros. Izd.Mir 1980, Moskwa Academic Press 1977 N.Y.
40. BRIGHAM O.: Fast Fourier transform, Prentice-Hall 1974
41. HARMUTH H.F.: Generation of image by means of two dimensional, spatial electric filters Advan. Electron Electron. Phys. 1976, 40-167-242
42. GREEN R.R.: A serial orthogonal decoder, Space Progr. Summary Jet Prop. Lab. Cal. 1966, 4, 37-39, 247-251
43. PRATT W.K., KANE J., ANDREWS W.C.: Hadamard Transform Image Coding, Proc. IEEE, 1969, 57, -, 58-68
44. WIKTOROW J.A.: Rayleigh and Lamb waves: physical theory and applications, Plenum-Press, N.Y. 1967

45. WOODS R.D.: Screening of surface waves in soils, J. Soil Mech. Found. Div. Am. Soc. Civ. Eng. 1968, 94, 7, 951 - 979
46. MAZUREK J.: The ultrasonic examination of structure changes in the stone historical monuments, Proc. International Congress on Deterioration and Conservation of Stones, Lausanne 25-27.09.1985



Rys.6 Schemat układu laboratoryjnego do numerycznej rejestracji kształtu impulsu ultradźwiękowego: 1/ oscylograf OSA, 2/ konwerter próbujący KP 1-20, 3/ woltomierz cyfrowy, 4/ układ dopasowujący, 5/ układ drukarki, 6/ drukarka, 7/ aparat ultradźwiękowy UNIPAN-511, 8/ układ dopasowujący konwertera, 9/ pisak X-Y