

F. Witos, I. Malecki

DESKRYPTORY EMISJI AKUSTYCZNEJ

39/1993

P. 269



WARSZAWA 1993

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 7 grudnia 1993 r.



56652



N a p r a w a c h r ę k o p i s u

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN
Nakład 100 egz. Ark.wyd. 2,25 Ark.druk.3,0
Oddano do drukarni w grudniu 1993 r.

Wydawnictwo Spółdzielcze sp. z o.o.
Warszawa, ul.Jasna 1

Franciszek WITOS
Instytut Fizyki Politechniki Śląskiej

Ignacy MALECKI
Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

DESKRYPTORY EMISJI AKUSTYCZNEJ

Streszczenie

W pracy przedstawiono wybrane zagadnienia związane z emisją akustyczną (EA) traktowaną jako zjawisko fizyczne i jako metoda pomiarowa.

Rozpatrywane są punktowe źródła EA znajdujące się w izotropowych, jednorodnych liniowo-sprężystych ośrodkach o różnych kształtach. W przypadku ośrodka nieograniczonego podana jest analityczna postać pola naprężeń i pola przemieszczeń fal sprężystych EA. W przypadku ośrodka będącego nieograniczoną płytą podana jest postać rozwiązań dogodna do numerycznego wyznaczania zmian czasowych odbieranych wielkości EA.

Dla EA traktowanej jako metoda pomiarowa sygnał wyjściowy przedstawiony jest jako splot mechanicznej wielkości wejściowej opisującej źródło, funkcji przejścia ośrodka i funkcji przejścia poszczególnych elementów toru pomiarowego. Jako efekt tego zapisu wprowadzone jest rozróżnienie pomiędzy sygnałem EA i impulsem EA. Zdefiniowane są podstawowe parametry dowolnego impulsu. Szeroko omówione są funkcje sygnałowe impulsów EA i sygnałów EA określane w tej pracy jako deskryptory EA. Deskryptory podzielono na grupy: - podstawowe deskryptory EA (są to funkcje sygnałowe impulsów EA), - zaawansowane deskryptory EA (są to albo deskryptory związane z zastosowaniami EA, albo funkcje sygnałowe sygnałów EA).

W pracy zamieszczone są również wyniki badań eksperymentalnych obejmujących trzy różne zagadnienia, w których stosowano deskryptory EA związane z impulsami EA, z zastosowaniami EA i sygnałami EA. Są to odpowiednio zagadnienia: charakterystyki amplitudowo-obciążeniowe impulsów EA w próbkach węglowych w trakcie złożonego ściskania jednoosiowego, zastosowanie EA do prognozowania parametrów wytrzymałościowych taśm przenośnikowych, identyfikacja czasów narastania funkcji źródeł EA w próbkach węglowych w trakcie ściskania jednoosiowego.

Praca została wykonana w ramach projektu badawczego Komitetu Badań Naukowych nr 33148-92-3.

1 WPROWADZENIE

Emisja akustyczna (EA) jest rozumiana jako zjawiska fizyczne i jako metoda pomiarowa.

W tym pierwszym przypadku pod pojęciem EA ciał stałych rozumie się wytwarzanie w materiałach fal sprężystych, przy czym owa generacja jest spowodowana dynamiczną, lokalną przebudową struktury materiału. Pojęcie materiału należy rozumieć bardzo szeroko poczynając od gruntów, poprzez materiały geologiczne, materiały stosowane w budownictwie, a kończąc na tworzywach sztucznych czy metalach. Każdy z takich materiałów lub wykonanych z niego element posiada pierwotny lub nabyty w trakcie eksploatacji niejednorodny rozkład energii sprężystej. Jeśli pojawi się zewnętrzna przyczyna zmieniająca ten stan (bodźce mechaniczne, termiczne, chemiczne, radiacyjne ...) to w jednym lub w wielu obszarach materiału zapoczątkowane są procesy deformacyjne, w trakcie których część zakumulowanej energii może być wypromieniowana w postaci fal sprężystych. Obszar materiału, w którym zachodzi proces deformacyjny uważa się za źródło EA. Fale sprężyste wypromieniowane przez źródło rozchodzą się w objętości materiału podlegając wszelkim zjawiskom związanym z propagacją fal. Dla EA rozumianej jako zjawisko fizyczne istotny jest opis postaci tych fal w dowolnym punkcie materiału w funkcji czasu (licząc od początku procesu deformacyjnego).

W praktyce każdy materiał posiada powierzchnie ograniczające; fale sprężyste EA docierają do tych powierzchni, tam mogą być rejestrowane przez czujniki EA. Tak zarejestrowane sygnały EA są następnie poddawane obróbce elektronicznej w aparaturze pomiarowej uzyskując końcową postać impulsów EA. Dla EA rozumianej jako metoda pomiarowa istotny jest opis postaci impulsów EA.

To krótkie omówienie wskazuje na następujący łańcuch elementów EA oraz podstawowych zagadnień EA (rysunek 1), są nimi :

a/ źródła EA,

- pole naprężeń w obszarze źródła

$$F^{\bullet}(R^{\bullet}, t^{\bullet})$$

- pole odkształceń w obszarze źródła

$$\beta^{\bullet}(R^{\bullet}, t^{\bullet})$$

b/ materiał (ośrodek)

- propagacja fal EA w ośrodku

$$u(R, t), \sigma(R, t) \dots$$

c/ czujniki EA

- funkcja przejścia

$$h_T(t), H_T(\omega)$$

d/ aparatura pomiarowa

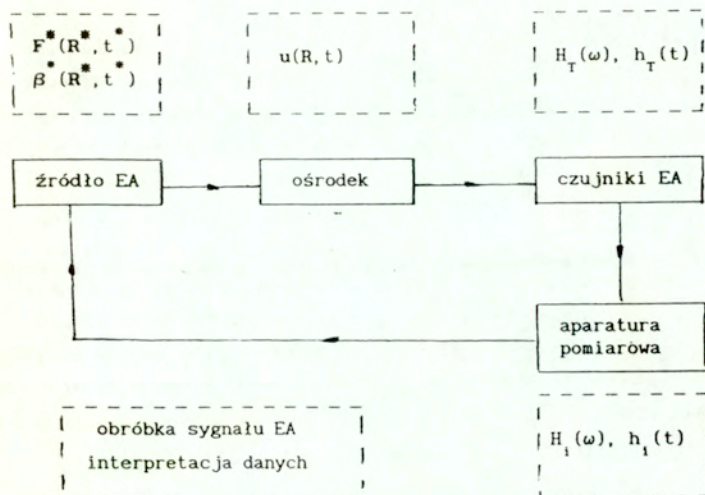
- funkcje przejścia

$$h_i(t), H_i(\omega), \quad i=1, 2, \dots, n$$

- obróbka sygnału EA

- interpretacja danych

Warto zwrócić uwagę na to, że interpretacja danych w przypadku znajomości własności całego układu pomiarowego określa źródła EA opisywane przez badane impulsy i w ten sposób zamyka się łańcuch elementów i zagadnień EA.



Rys.1 łańcuch elementów i podstawowych zagadnień EA

2. EMISJA AKUSTYCZNA JAKO ZJAWISKO FIZYCZNE

Niniejszy rozdział ma na celu zaprezentowanie kilku ważniejszych opisów matematycznych emisji akustycznej traktowanej jako zjawisko fizyczne. Opisy te składają się z następujących fragmentów :

a/ model dynamiczny źródła EA,

b/ obliczenie pola przemieszczeń, naprężeń dla fal sprężystych, wypromieniowanych przez źródło, propagujących się w badanym ośrodku,

Opisy te zawierają rozwiązania odpowiednich zagadnień elastodynamiki są używane poprzez wykorzystanie techniki funkcji Greena. Z uwagi na konieczność obliczania dynamicznych funkcji Greena, z konieczności, opisy te modelują jedynie prostsze sytuacje fizyczne. Pomimo tych ograniczeń zaprezentowane rozwiązania stanowią ważne źródło dające ogólne wyobrażenia o EA. W rozdziałach 2.1 i 2.2 przedstawiono elementy wspólne dla przedstawionych opisów. Konkretnie

ne opisy są przedstawione w rozdziałach 2.3 i 2.4

2.1 MODELE ŹRÓDEŁ EA

Typową sytuację fizyczną: materiał i źródło EA, i bodziec EA modeluje się zazwyczaj poprzez wprowadzenie ośrodka liniowo-sprężystego z dynamicznymi źródłami EA; same zaś dynamiczne źródła EA opisuje się poprzez wprowadzenie dodatkowych zlokalizowanych naprężeń lub odkształceń. Z punktu widzenia obszaru jakie zajmują dynamiczne źródła EA dzieli się je na źródła punktowe i źródła rozciągłe. W tym drugim przypadku model dynamicznego źródła EA konstruuje się w oparciu o tzw. równoważną technikę inkluzji [46]. Polega ona na tym, że obszar źródła zastępuje się strefą inkluzji, będącą materiałem o tych samych własnościach sprężystych co pozostały ośrodek, ale występują w niej bądź dodatkowe naprężenia bądź dodatkowe niesprężyste odkształcenia. Źródła punktowe wprowadza się w celach porównawczych dla testowania wyników eksperymentalnych sztucznie budowanych dynamicznych źródeł EA; modele rozciągłych źródeł EA służą do analizy rzeczywistych źródeł EA w ciałach stałych.

Jeśli liniowo-sprężysty ośrodek o gęstości ρ zajmuje obszar V , jego stałe sprężyste oznaczone są jako c_{ijkl} i w ośrodku tym nie występują siły masowe to równanie ruchu punktów tego ośrodka ma postać :

$$\rho (\delta^2 u_i / \delta t^2) - c_{ijkl} \beta_{kl} = 0 \quad (2.1)$$

gdzie u jest wektorem przemieszczeń, zaś β tensorem odkształceń.

Jeśli rozpatrujemy materiał, w którym występują dynamiczne źródła EA to jest to nowa sytuacja, którą można opisać wprowadzając albo :

a/ dodatkowe niesprężyste odkształcenia β^* ; wtedy całkowite odkształcenie $u_{m,n}$ składa się z odkształcenia sprężystego β_{nm} i z odkształcenia niesprężystego β_{nm}^* :

$$u_{m,n} = \beta_{nm} + \beta_{nm}^* \quad (2.2)$$

i wtedy równanie (2.1) ma postać

$$\rho (\delta^2 u_i / \delta t^2) - c_{ijkl} \beta_{kl,j} = -c_{ijkl} \beta_{kl,j}^* \quad (2.3)$$

b/ dodatkowe siły masowe F^* odniesione do jednostki masy; wtedy równanie (2.1) ma postać :

$$\rho (\delta^2 u_i / \delta t^2) - c_{ijkl} \beta_{kl,j} = \rho F_i^* \quad (2.4)$$

Niesprężyste odkształcenia β i siły masowe F^* są określone w obszarze V zajmowanym przez źródło EA i są funkcjami czasu. Zazwyczaj w opisie rozdziela

się te zmienne :

$$\begin{aligned}\beta^{\bullet} &:= \beta^{\bullet}(\mathbf{R}^{\bullet}, t^{\bullet}) = \beta^{\bullet}(\mathbf{R}^{\bullet})f^{\bullet}(t^{\bullet}) \\ F^{\bullet} &:= F^{\bullet}(\mathbf{R}^{\bullet}, t^{\bullet}) = F^{\bullet}(\mathbf{R}^{\bullet})f^{\bullet}(t^{\bullet})\end{aligned}\quad (2.5)$$

W początkowych opisach teoretycznych [26,39] funkcję $f^{\bullet}(t^{\bullet})$ przyjmowano jako funkcję Heaviside'a :

$$f^{\bullet}(t^{\bullet}) = \begin{cases} 0 & \text{dla } t^{\bullet} < 0 \\ 1 & \text{dla } t^{\bullet} > 0 \end{cases}\quad (2.6)$$

Funkcja ta obrazuje czas narastania funkcji źródła i w każdym rzeczywistym przypadku wielkość ta musi być różna od zera, stąd w późniejszych pracach [1,32,37,46,50,60] stosowano do opisu funkcje mające różnego typu sposoby narastania np. :

- liniowe

$$f^{\bullet}(t^{\bullet}) = \begin{cases} 0 & \text{dla } t^{\bullet} < 0 \\ t^{\bullet}/4\tau & \text{dla } 0 < t^{\bullet} < 4\tau \\ 1 & \text{dla } t^{\bullet} > 4\tau \end{cases}\quad (2.7)$$

- typu Gaussa

$$f^{\bullet}(t^{\bullet}) = (1/2)\{\text{erf}(t/2\tau) + 1\}\quad (2.8)$$

gdzie $\text{erf}(t/2\tau) = 2(\pi)^{-1/2} \int_0^{(t/2\tau)} \exp(-y^2) dy$

Wielkość $\tau (=4\tau)$ z wyrażen (2.7-2.8) jest nazywana czasem narastania dynamicznego źródła EA a jej wartość w zależności od skali zjawiska zmienia się od nanosekund do milisekund [8,25,50].

2.2 POLE PRZEMIESZCZEŃ

Równanie (2.1) jest prawdziwe w obszarze V zajmowanym przez ośrodek liniowo-sprężysty, a poszukiwana funkcja $u(\mathbf{R}, t)$ opisująca pole przemieszczeń tego ośrodka spełnia to równanie wraz z odpowiednimi warunkami brzegowymi. Dodanie źródeł określonych w obszarze V^{\bullet} sprowadza równanie (2.1) do równań (2.3,2.4). Poszukiwane w nich pole przemieszczeń można wyliczyć np.: z równoważnych równań całkowych jeśli jest znane jądro - funkcja Greena. Jeśli znana jest dynamiczna funkcja Greena dla odpowiednich zagadnień elastodynamiki określonych równaniami (2.3,2.4) (warto zwrócić uwagę, że dla modeli źródeł EA określonych w podany powyżej sposób jest to funkcja Greena dla odpowied-

niego zagadnienia bez źródeł to pole przemieszczeń można wyliczyć w następujący sposób :

$$u_k(R, t) = \int_V dt^* \int G_{km}(R-R^*, t-t^*) F_m^*(R^*, t^*) dR^* \quad (2.9)$$

$$u_k(R, t) = \int_{V^*} dt^* \int c_{pq1n} \beta_{1n}^*(R^*, t) \frac{\partial}{\partial R_p^*} \left(G_{kp,q}(R-R^*, t-t^*) \right) dR^* \quad (2.10)$$

2.3. FALE SPRĘŻYSTE EA W PRZESTRZENI NIEOGRANICZONEJ

Zagadnieniem elastodynamiki opisujące fale sprężyste EA w przestrzeni nieoograniczonej zajmowali się: Malen i Bolin [26,1], Ono[32], Shibata[46] i Takashima[50]. W pracach [1,26,31] przedstawione są obliczone pola naprężeń, zaś w pracy [50] przedstawione jest pole przemieszczeń fal sprężystych EA.

Znalezione w tych pracach rozwiązania są ograniczone różnymi założeniami dlatego, dla większej przejrzystości, poszczególne przyjmowane przez autorów założenia będą oznaczane jako Z1,Z2,Z3 ...

2.3.1 Pole naprężeń

Dla tak postawionego zagadnienia elastodynamiki Malen i Bolin [26] obliczyli składowe harmoniczne pola naprężeń :

$$\sigma_{st}(R, \omega) = \int dR^* \{ \mu [G_{sk,t1}(R-R^*, \omega) + G_{tk,s1}(R-R^*, \omega)] + \lambda \delta_{st} G_{gk,q1}(R-R^*, \omega) \} \times \{ \mu [\beta_{1k}^*(R^*, \omega) + \beta_{kl}^*(R^*, \omega) + \lambda \delta_{kl} \beta_{nn}^*(R^*, \omega)] \} \quad (2.11)$$

gdzie λ , μ są stałymi Lame.

(Z1) W polu dalekim źródła EA rozwiązanie to w pierwszym przybliżeniu rozdziela się na czynniki opisujące wpływ ośrodka $M_{stkl}(R, \omega)$ i wpływ źródła $S_{kl}(R^*, \omega)$:

$$\sigma_{st}(R, \omega) = M_{stkl}(R, \omega) S_{kl}(R^*, \omega) \quad (2.12)$$

gdzie :

$$M_{stkl}(R, \omega) = \mu [G_{sk,t1}(R, \omega) + G_{tk,s1}(R, \omega)] + \lambda \delta_{st} G_{gk,q1}(R, \omega)$$

$$S_{kl}(R^*, \omega) = \int dR^* \{ \mu [\beta_{1k}^*(R^*, \omega) + \beta_{kl}^*(R^*, \omega) + \lambda \delta_{kl} \beta_{nn}^*(R^*, \omega)] \}$$

(Z2) Jeśli niespejzyste odkształcenia $\beta^*(R^*)$ jest jednorodne w obszarze źródła V^* a funkcja $f(t^*)$ jest funkcją Heavyside'a to wkład źródła do równania (2.12) ma postać :

$$S_{kl}(\omega) = (2\mu\Delta\epsilon_{lk}^* V^* + \lambda\delta_{kl} \Delta\epsilon_{nn}^* V^*) f(\omega) = D_{kl}^* f(\omega) \quad (2.13)$$

gdzie $2\Delta\epsilon_{lk}^* = \Delta\beta_{lk}^* + \Delta\beta_{kl}^*$, $f(\omega)$ jest transformatą Fouriera funkcji Heavyside'a;

(Z3) Jeśli dla ośrodka zostanie pominięte rozróżnienie własności kierunkowych i rodzajów modów ($v \approx v_L \approx v_T$ ($v_L^2 = [\lambda + 2\mu]/\rho$; $v_T^2 = \mu/\rho$)) to wkład ośrodka w rozwiązanie przyjmuje możliwie najprostszą postać tj. opisuje on fale kuliste rozchodzące się od źródła :

$$M(R, \omega) = M(R, \omega) = \frac{\omega^2}{4\pi R v^2} \exp(i\omega R/v) \quad (2.14)$$

Tak więc, przy założeniach (Z1+Z3) analityczna postać wygenerowanych fal sprężystych EA w dziedzinie częstotliwości jest określona jako iloczyn wyrażeń (2.13) i (2.14); w dziedzinie czasu ma ona postać :

$$\sigma(R, t) = D^* (4\pi R v^2)^{-1} \delta^*(R/v-t) \quad (2.15)$$

gdzie $\delta^*(R/v-t)$ oznacza pierwszą pochodną funkcji delta Diraca.

Rozwiązania te przedstawiają falę kulistą rozchodzącą się od źródła EA. Wynik ten zależy również od funkcji opisującej czas narastania funkcji źródła.

(Z2*) Z tego ostatniego powodu w pracach [32, 36] zamiast założenia (Z2) przyjęto bliższe rzeczywistości założenie modelujące działanie źródła EA funkcją błędu typu Gaussa (kształt tej funkcji oraz jej czas narastania τ^* są pokazane na rysunku 2)

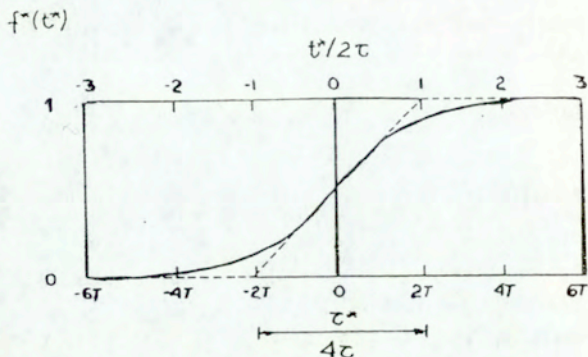
Transformata Fouriera tej funkcji ma postać :

$$f^*(\omega) = -(i\omega)^{-1} \exp(-\omega^2 \tau^2) + \pi \delta(\omega) \quad (2.16)$$

Przy takim sposobie działania źródła EA pole naprężeń ma postać elementarnej tzw. bipolarnego impulsu naprężenia [32] :

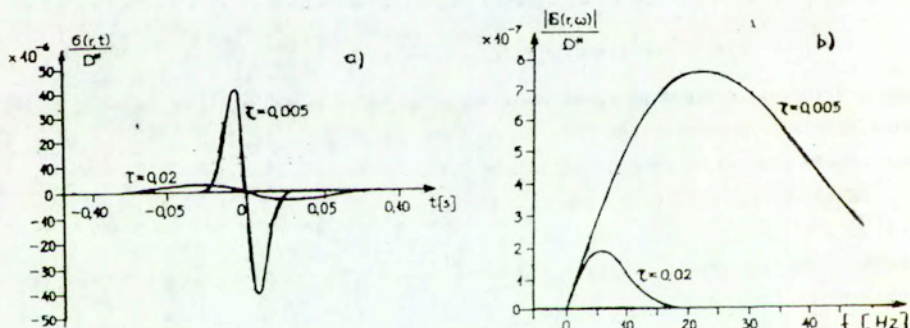
$$\sigma(R, t) = \frac{D^*}{8\pi^{3/2} R v^2 \tau^2} \frac{R/v-t}{2\tau} \exp\left(-\frac{(R/v-t)^2}{4\tau}\right) \quad (2.17)$$

Kształt tego impulsu oraz jego widmo amplitudowe są pokazane na rysunku 3. Z rysunku 3b widoczne jest podobieństwo widmowej gęstości amplitud pola naprężeń do rozkładu Raleigha.



Rys.2 Funkcja źródła określona poprzez funkcję błędu typu Gaussa

$$f(t) = (1/2)\text{erf}((t/\tau)+1) \quad \text{gdzie: } \text{erf}(t/2\tau) = \int_0^{(t/2\tau)} \exp(-y^2) dy$$



Rys.3 Przebiegi: a/ bipolarnego impulsu naprężenia normalizowanego względem D , b/ widma amplitudowego impulsów z rysunku a; w obliczeniach przyjęto wartości $r=1[m]$, $v=2000[m/s]$; [61].

Wyrażenia (2.15)+(2.17) opisują pole naprężeń wytworzone przez dynamiczne źródło EA znajdujące się w ośrodku nieograniczonym przy założeniach (Z1, Z2*, Z3). Pole to ma symetrię sferyczną. Amplituda wygenerowanego pola jest proporcjonalna do wielkości D określonej przez wartość niesprężystej deformacji obszar zajmowany przez źródło i stałe sprężyste ośrodka; amplituda ta zależy również od funkcji opisującej czas narastania funkcji źródła. Czasy narastania funkcji źródła istotnie wpływają na widmo amplitudowe wygenerowa-

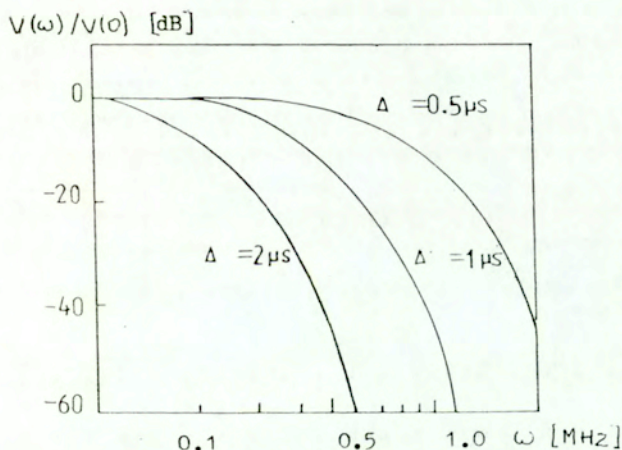
nego pola naprężeń: im większy czas wykształcania się niesprężystej deformacji tym mniej składowych harmonicznycch o wyższych częstotliwościach w widmie amplitudowym wygenerowanego pola naprężeń.

2.3.2 Pole przemieszczeń

Dla zagadnienia elastodynamiki postawionego na początku rozdziału 2.3 pole przemieszczeń związane z propagującą się falą sprężystą EA jest przedstawione w pracy [50] :

$$u_3(R, \omega) = \frac{2\mu\Delta\epsilon_{33}^{\bullet} + \lambda\Delta\epsilon_{33}^{\bullet}}{4\pi\rho Rv_L^3} V^{\bullet} \exp(-\omega^2\tau^2 - i\omega R/v_L) \quad (2.18)$$

Wynik ten jest uzyskany również przy założeniach Z1, Z2^o, Z3. Widma amplitudowe tego pola przemieszczeń dla różnych czasów narastania τ^{\bullet} funkcji źródła są przedstawione na rysunku 4. Są to krzywe typu Gaussa.



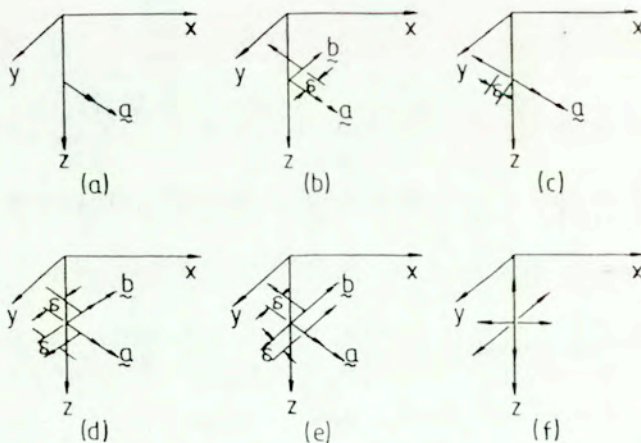
Rys.4 Znormalizowane widmo amplitudy przemieszczeń dla różnych czasów narastania τ^{\bullet} funkcji źródła

Przedstawione w tym rozdziale opisy matematyczne modelują bardzo proste sytuacje, dają jednak istotne wyobrażenia o sygnałach EA.

2.4. FALE SPRĘŻYSTE EA W NIEOGRANICZONYCH PŁYTKACH

Bliższe rzeczywistości sytuacje wymagają już obliczeń numerycznych. Za podstawową w tej dziedzinie uważa się pracę N.N. Ceranglu i Y.H. Pao [6], w której analizowane są fale sprężyste generowane przez różne punktowe źródła odkształceń [36] znajdujące się w izotropowych, jednorodnych ośrodkach sprężystych. Analiza ta jest oparta na uogólnionej teorii promieni i obliczaniu odwrotnej transformaty Laplace'a dla wyrażeń określających poszczególne promienie poprzez zastosowanie metody Cagniarda'a [37]. Rozwiązanie to jest budowane wielostopniowo (dla przestrzeni, półprzestrzeni, płyt nieograniczonych) i jest zapisane w taki sposób, że rozdzielone są wkłady poszczególnych elementów zjawiska opisywanych przez: funkcje źródła S_{ij} , funkcje odbiornika D_{ij} oraz współczynniki odbicia Π_{jk}^n i funkcje fazowe dla poszczególnych promieni. Taki zapis umożliwia numeryczne znalezienie wartości wielkości mierzonej w punkcie obserwacji w chwili czasu t z uwzględnieniem wielokrotnych odbić i transformacji fal. Daje to możliwości bezpośredniego porównania wyników e eksperymentalnych z obliczeniami numerycznymi.

Przedstawione zostaną wyniki uzyskane w przypadku występowania w ośrodku imitatora EA będącego pojedynczą siłą punktową [6]. Uzyskane rozwiązanie można uogólnić na przypadki punktowych sił wymuszających innego typu - rys.5 .



Rys.5 Modele punktowych dynamicznych źródeł EA [6]: a/ pojedyncza siła, b/ pojedyncza para sił, c/podwójna para sił, d/podwójna para sił z zerowym wypadkowym momentem sił, e/ środek obrotu, f/ środek eksplozji.

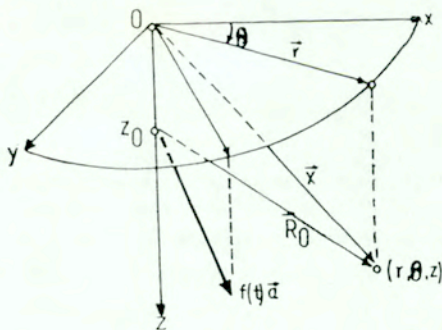
2.4.1 Diady Greena dla ośrodka nieograniczonego

W pracy [6] rozpatrywana sytuacja fizyczna opisana jest równaniami (2.1) (2.4) przy czym własności sprężyste ośrodka są określone poprzez stałe Lamé λ , μ ; zaś źródłem EA jest skupiona pojedyncza siła $\vec{F}_m = a \vec{f}(t)$ działająca w punkcie $P_0(0,0,Z_0)$ - rys.6. Rozwiązania takiego zagadnienia elastodynamiki podane w pracy [6] uwzględniają opis wygenerowanych fal w postaci różnych modów (P,SV,SH) poprzez podanie odpowiednich potencjałów akustycznych. Zwarta forma takiego rozwiązania w terminach diadowych funkcji Greena ma postać :

$$\vec{u}_N(\mathbf{R}, s; \mathbf{a}) = \vec{F}(s) \sum_{j=1}^2 \left[a_R \vec{G}_{NR}^{(j)} + a_\theta \vec{G}_{N\theta}^{(j)} + a_Z \vec{G}_{NZ}^{(j)} \right] + \vec{F}(s) \left[a_R \vec{G}_{NR}^{SH} + a_\theta \vec{G}_{N\theta}^{SH} \right] \quad (2.19\#)$$

gdzie $j=1$ odpowiada modowi P, zaś $j=2$ - modowi SV; a_R, a_θ, a_Z są składowymi wektora \mathbf{a} we współrzędnych cylindrycznych (R, θ, Z) ; postać diadowych funkcji Greena G_{kl} jest podana w uzupełnieniu A. Taka analityczna postać rozwiązania jest możliwa dzięki temu, że zależność od czasu wyeliminowana została poprzez wprowadzenie transformaty Laplace'a: dla funkcji $f(R, t)$ jej transformata Laplace'a względem czasu jest oznaczana jako $\vec{f}(\mathbf{R}, s)$.

Równanie (2.19#) wskazuje iż w wyniku działania punkтового źródła EA do punktu obserwacji $\mathbf{R}(R, \theta, Z)$ docierają trzy fale: P, SV, SH. Właściwości tych fal są typu przedstawionego w rozdziale 2.3.



Rys.6 Geometria zagadnienia z zaznaczoną skupioną pojedynczą siłą [6]

2.4.2 Diady Greena i fale sprężyste EA w ośrodkach ograniczonych

Półprzestrzeń. Fale powstające w dowolnym punkcie jednorodnego, izotropowego, sprężystego ośrodka zajmującego półprzestrzeń propagują się w nim tak

Jak w całej przestrzeni dopóki nie natrafiają na powierzchnię graniczną. Na tej powierzchni następuje odbicie dla każdego z modów P, SV, SH oraz sprzężanie modów P,SV. Transformaty Laplace'a potencjałów akustycznych opisujących fale odbite opisywane są poprzez zależności podobne do tych określonych dla ośrodka nieograniczonego - ich amplitudy są przemnożone przez odpowiednie współczynniki odbicia, które wyznacza się z warunków granicznych, zaś fazy zmieniają się wskutek zmiany kierunku propagacji i konwersji modów. Całkowite przemieszczenie wywołane propagującymi się falami EA w punkcie R półprzestrzeni ma postać:

$$\begin{aligned} \bar{u}_N(\mathbf{R}, s; \mathbf{a}) = & \bar{F}^*(s) \left(\sum_{j=1}^2 \left[a_{RNR}^{jJ} + a_{\theta N\theta}^{jJ} + a_{Z NZ}^{jJ} \right]_1 + \left[a_{RNR}^{SH} + a_{\theta N\theta}^{SH} \right]_1 \right) \\ & + \bar{F}^*(s) \left(\sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 \left[a_{RNR}^{jk} + a_{\theta N\theta}^{jk} + a_{Z NZ}^{jk} \right]_2 + \left[a_{RNR}^{SH} + a_{\theta N\theta}^{SH} \right]_2 \right) \end{aligned} \quad (2.20\#)$$

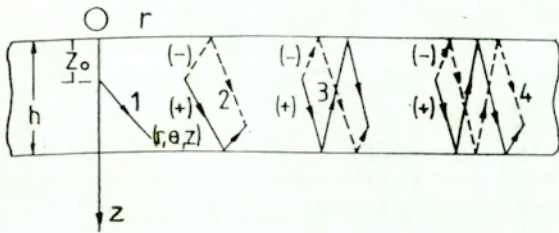
N=R, θ, Z

gdzie j, k = 1 dla modu P, zaś j, k = 2 dla modu SV; dolny indeks 1 przy nawiasach prostokątnych opisuje grupy promieni przychodzących bezpośrednio od źródła do odbiornika, zaś wyrażenia z indeksem 2 opisują grupy promieni, które odbijają się od powierzchni granicznej. W wyrażeniu (2.20#) jest osiem promieni: trzy biegnące bezpośrednio (P,SV,SH) oraz pięć odbijających się od powierzchni granicznej (P-P,P-SV,SV-SV,SV-P,SH-SH). Formalnie zapis tego faktu przedstawia równanie (2.21#), przy czym sumowanie przebiega tutaj nie jak do tej pory względem modów P,SV lecz względem różnych promieni.

$$\bar{u}_N(\mathbf{R}, s; \mathbf{a}) = \sum_{j=1}^8 \bar{u}_{Nj}(\mathbf{R}, s; \mathbf{a}), \quad N=R, \theta, Z \quad (2.21\#)$$

Płyty nieograniczone. W takim ośrodku fale generowane przez źródło mogą się propagować wzdłuż wielu dróg odbijając się od obu powierzchni granicznych. Istnieje nieskończenie wiele grup promieni, które docierają do odbiornika. Kilka z nich zaznaczono na rys.7. Są wśród nich wszystkie typy promieni występujących w półprzestrzeni i promienie powstające wskutek wielokrotnych odbić.

$$\bar{u}_N(\mathbf{R}, s; \mathbf{a}) = \sum_{j=1}^{\infty} \bar{u}_{Nj}(\mathbf{R}, s; \mathbf{a}), \quad N=R, \theta, Z \quad (2.22\#)$$



Rys. 7 Grupy promieni w płycie [6].

2.4.3 Odpowiedź impulsowa dla płyty - rozwiązanie zagadnienia

Rozwiązanie epicentralne. Punkty przestrzeni położone epicentralnie mają współrzędną radialną $r=0$. taka sytuacja upraszcza wyrażenia (2.22#) gdyż funkcje Bessela przyjmują ustalone, odpowiednie wartości dla argumentu równego zero. Wtedy każde z wyrażen opisujących poszczególne promienie jest postaci :

$$s^m F^*(s) I(Z, s)$$

gdzie
$$I(Z, s) = \int_0^Z E(\xi) \xi e^{-sg(\xi, z)} d\xi \tag{2.23#}$$

W wyrażeniu tym $g(\xi, z) = \eta z_p + \zeta z_s$ jest funkcją fazowa zaś $E(\xi)$ jest pewną znaną parzystą funkcją ξ (Uzupełnienie A). Istotne jest to, że parametr s przekształcenia Laplace'a występuje w $I(\xi, Z)$ jedynie jako wykładnik wyrażenia podcałkowego. Po wprowadzeniu nowej zmiennej $t: t=g(\xi, Z)$ równanie (2.23#) przyjmuje postać:

$$\bar{I}(Z, s) = \int_{t_A} \left(E[\xi(t)] \xi(t) (d\xi/dt) e^{-st} \right) dt \tag{2.24#}$$

t_A jest czasem przyjscia rozpatrywanego promienia do punktu obserwacji. Niezmiernie istotny jest fakt, że w równaniu (2.24#) $\bar{I}(Z, s)$ jest transformatą Laplace'a funkcji będącej wewnątrz nawiasów okrągłych przemnożonej przez funkcję Heaviside'a tj.

$$\bar{I}(Z, t) = E[\xi(t)] \xi(t) (d\xi/dt) H(t-t_A) \tag{2.25#}$$

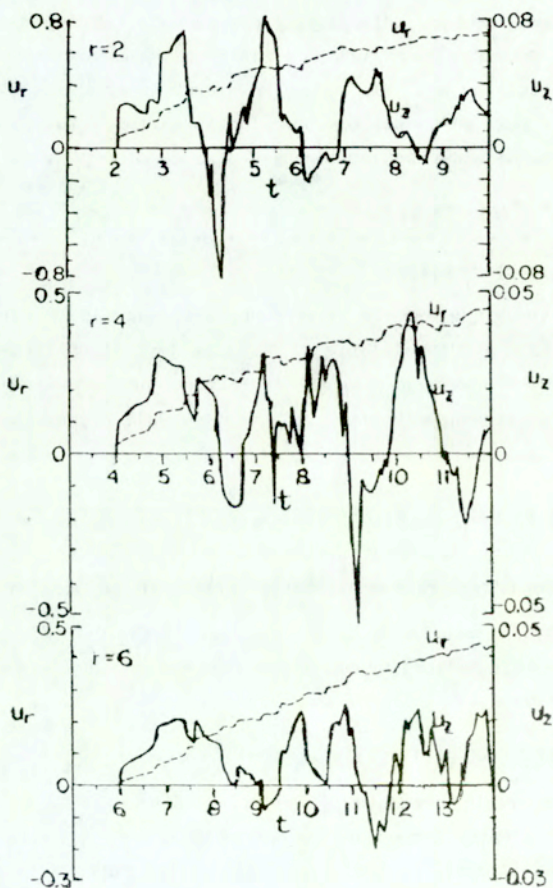
Końcowe rozwiązanie przedstawiające przemieszczenie $u(Z, t)$ wywołane przez rozpatrywany promień dochodzący do punktu obserwacji w chwili t_A można wyznaczyć z równań (2.23#), (2.25#) i właściwości splotu funkcji :

$$u(Z, t) = \int f^{(m)}(t-\tau) I(Z, \tau) d\tau + f^{(m)}(0) I(Z, t) + \dots \tag{2.26#}$$

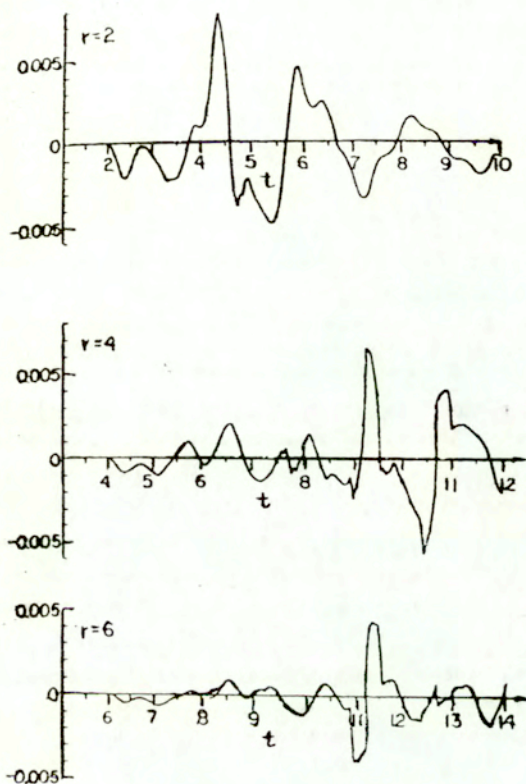
$$\dots + f(0) I^{(m-1)}(Z, t)$$

Rozwiązanie zapisane w postaci równania (2.26#) jest bardzo interesujące ponieważ wymaga ono jedynie znajomości funkcji określającej ewolucję czasową źródła oraz znajomości funkcji $I(Z,s)$, a ta ostatnia jest określona docelowo poprzez równanie (2.23#).

Rozwiązanie ogólne. Pojedyncze rozwiązania typu (2.26#) uogólnione na przypadki sił skupionych innych typów można analizować numerycznie, a zsumowane odpowiednie wielkości dla promieni faktycznie występujących w chwili t w punkcie obserwacji dają poszukiwane przemieszczenie wywołane działaniem źródła



Rys.8 Składowe przemieszczeń wytworzonych na powierzchni $z=1$ płyty spowodowane działaniem źródła EA typu pojedyncza pozioma siła znajdującego się wewnątrz płyty ($z=0.5$) [6].



Rys.9 Składowe przemieszczeń wytworzonych na powierzchni $z=1$ płyty spowodowane działaniem źródła EA typu pojedyncza para sił $c=(0,0,-1)$ znajdującego się wewnątrz płyty ($z=0.5$) [6].

Podstawową zaletą rozwiązania jest opis propagacji i detekcji impulsów wygenerowanych przez hipotetyczne źródło EA umożliwiające numeryczne znalezienie wielkości mierzonej w punkcie obserwacji, przy czym uwzględnione są wielokrotne odbicia i transformacje fal. Takie obliczenia numeryczne zostały przeprowadzone i mogą być modyfikowane, gdyż formalizm rozwiązywania umożliwia rozdzielenie wpływu różnych czynników. Rozwiązanie to posłużyło między innymi do rozstrzygnięcia jakiego typu siły wymuszające generują typowe imitatory EA [21,24].

Na rysunkach 8 - 9 zaprezentowane są przykładowe wyniki obliczeń numerycznych przeprowadzone dla różnych źródeł EA. Widoczna jest różna ewolucja cza-

sowa składowych przemieszczeń fal sprężystych EA rejestrowanych w różnych punktach przestrzeni. W porównaniu z rysunkiem 3a krzywe te mają znacznie bardziej złożoną postać. Jest to efekt związany z istnieniem powierzchni granicznych w badanym materiale i jest on określany jako "własności rezonansowe materiału".

3. EMISJA AKUSTYCZNA JAKO METODA POMIAROWA

3.1. REJESTROWANIE SYGNAŁÓW EA

Dowolny układ pomiarowy EA może być traktowany jako mechaniczno-elektrycznym przetwornik, który wejściowy mechaniczny sygnał EA zamienia na sygnał elektryczny. Sygnał wejściowy charakteryzowany jest poprzez pole przemieszczeń $u(R, t)$ lub jakąkolwiek wielkość (np.: $\sigma_{1j}(R, t)$) opisującą falę sprężystą wygenerowaną przez źródło EA a rozchodzącą się w ośrodku. Warto zwrócić uwagę na to, że obecność układu pomiarowego może zmieniać wielkości wejściowe. Włec w ogólnym przypadku należy wprowadzić rozróżnienie pomiędzy wielkościami pierwotnymi $u(R, t), \sigma(R, t)$ a wielkościami $u_T(R, t), \sigma_T(R, t)$ wywołanymi obecnością układu pomiarowego. Sygnał wyjściowy jest wielkością elektryczną, najczęściej jest to napięcie elektryczne $V(t)$. Jeśli układ pomiarowy gwarantuje liniowe przetwarzanie sygnału wejściowego na wyjściowy, to wygodne jest wprowadzenie funkcji przejścia $h(t)$ dla układu pomiarowego w następujący sposób :

$$V(t) = \int h(\tau-t) u_T(\tau) d\tau \quad (3.1)$$

Przy takim opisie układu pomiarowego wielkość wyjściowa jest splotem funkcji przejścia i wielkości wejściowej, w dalszej części pracy będzie stosowana notacja skrócona dla splotu: $V(t) = h(t) \otimes u_T(t)$. W dziedzinie częstotliwości zależność (3.1) przyjmuje postać :

$$V(\omega) = H(\omega) U_T(\omega) \quad (3.2)$$

gdzie ogólnie $F(\omega)$ jest transformatą Fouriera funkcji $f(t)$. Funkcje przejścia mogą być zatem zdefiniowane jako: a/ skalarna funkcja czasu, b/ zespolona funkcja częstotliwości, co w konsekwencji jest równoważne dwóm funkcjom skalarnym np.: funkcji widma amplitudy i funkcji widma fazy. Funkcja przejścia jest zdefiniowana dla konkretnego układu pomiarowego, o którym wiemy - jaką wielkość fizyczną rejestruje (przemieszczenie, prędkość, przyspieszenie,

naprężenie...), - jaki rodzaj modu odbiera (fale podłużne, poprzeczne, powierzchniowe...), - w jakiej konfiguracji zachodzi przetwarzanie (ośrodek, z którego dochodzą fale oraz parametry wejściowe układu pomiarowego). W praktyce pomiary są prowadzone w skończonym czasie, umożliwia to podanie funkcji $H(\omega)$ w pewnym tylko paśmie częstotliwości.

W praktyce układ pomiarowy EA składa się z czujnika EA oraz zależnie od wymagań pomiarowych (rys.10) różnej ilości elementów elektronicznych. Jeśli funkcje przejścia czujnika EA oraz elementów elektronicznych oznaczymy odpowiednio jako $h_T(t)$, $h_i(t)$, $i=1,2,\dots,n$ to sygnał wyjściowy można wyrazić przez te funkcje :

$$V(t)=h_n(t)\otimes\dots\otimes h_2(t)\otimes h_1(t)\otimes h_T(t)\otimes u_S(t) \quad (3.3)$$

$$V(\omega)=H_n(\omega)\dots H_2(\omega)H_1(\omega)H_T(\omega)U_S(\omega) \quad (3.4)$$

Pod względem formalnym do wymienionego łańcucha elementów pomiarowych EA można dodać ośrodek i źródło EA (rys.1) i wtedy wielkość wyjściową $V(t)$ wprost powiązać z wielkością $u_S(t)$ wytworzoną w źródle EA :

$$V(t)=h_n(t)\otimes\dots\otimes h_2(t)\otimes h_1(t)\otimes h_T(t)\otimes h_M(t)\otimes u_S(t) \quad (3.5)$$

$$V(\omega)=H_n(\omega)\dots H_2(\omega)H_1(\omega)H_T(\omega)H_M(\omega)U_S(\omega) \quad (3.6)$$

W rozdziale 2 przedstawiono funkcje przejścia dla ośrodka $h_M(t)$ dla kilku prostszych sytuacji fizycznych. Funkcje przejścia $h_T(t)$, $h_i(t)$, $i=1,2,\dots,n$ określa się w trakcie kalibracji układu pomiarowego. Idealna kalibracja winna się opierać na wytworzeniu sygnału wejściowego w postaci funkcji delty-Diraca, gdyż wtedy sygnał wyjściowy jest proporcjonalny do funkcji przejścia. W praktyce tylko dla czujnika EA wytworzenie i sprawdzenie poprawności takiego sygnału jest dość trudne i typowy system pomiarowy do kalibracji czujnika EA prócz badanego czujnika posiada symulowane źródło EA i ośrodek, w którym zachodzi transmisja fal sprężystych od źródła do przetwornika [3,5,13,14,18,23,28].

Wyrażenia (3.5), (3.6) wyraźnie rozróżniają wielkości $u_S(t)$ i $V(t)$. Dla podkreślenia tej istotnej różnicy autorzy pracy proponują pierwszą z nich nazwać **sygnałem EA**, zaś drugą **impulsem EA**. W efekcie tego rozróżnienia sygnał EA zawiera wyłącznie informacje o źródle EA, zaś impuls EA zawiera sumaryczne informacje o wszystkich elementach w łańcuchu EA kształtujących sygnał wyjściowy. Wyrażenia (3.5), (3.6) wskazują jak w przypadku ogólnym różnią się sygnały EA od impulsów EA. Sygnały EA w prostszych sytuacjach fizycznych zostały opisane w rozdziale 2 i są przedstawione na rysunkach 3,4. Impulsy EA nie różnią się jakościowo od sygnałów EA tylko w przypadku gdy charakterys-

tyki częstotliwościowe wszystkich elementów łańcucha EA z rysunku 1 są płaskie. To wymaganie jest trudne do spełnienia przede wszystkim z uwagi na rezonansowe własności układu ośrodek (próbka) - warstwy pośrednie - czujnik EA [4,15,16]. W praktyce więc impulsy EA różnią się jakościowo i ilościowo od sygnałów EA. W najprostszym przypadku, gdy w układzie pomiarowym występuje jeden element o własnościach rezonansowych dla częstotliwości ω_0 ($h_1 = A \exp[-1/2((\omega - \omega_0)/\sigma)^2]$), charakterystyka częstotliwościowa impulsu EA nie ma już prostej postaci krzywych z rysunków 3b,4; podobnie na przebiegach czasowych impulsów EA pojawiają się oscylacje o częstotliwości rezonansowej ω_0 zanikające w sposób eksponencjalny :

$$V(t) = \sum_1 V_1 g(t-t_1) , \quad g(t) = \begin{cases} \exp(-t/\tau) \sin(\omega_0 t) & t > 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases} \quad (3.7)$$

gdzie V_1, t_1 amplitudy i czasy przyjscia pojedynczych impulsów EA. W przypadkach bardziej złożonych (kilka własności rezonansowych, rejestracja kilku modów) obwiednia nie zanika już w sposób eksponencjalny lecz w sposób bardziej złożony [28] również charakterystyka częstotliwościowa może mieć jeszcze bardziej złożony charakter [7,10,51,58].

Wyrażenie (3.7) opisuje EA jako zbiór pojedynczych impulsów EA i wskazuje że podział: dyskretna EA i ciągła EA ma charakter wyłącznie fenomenologiczny. Zaklasyfikowanie wybranego fragmentu EA do którejś z grup jest sprawą czysto formalną i zależy wyłącznie od relacji pomiędzy czasami wystąpienia pojedynczych impulsów oraz czasami zanikania tych impulsów.

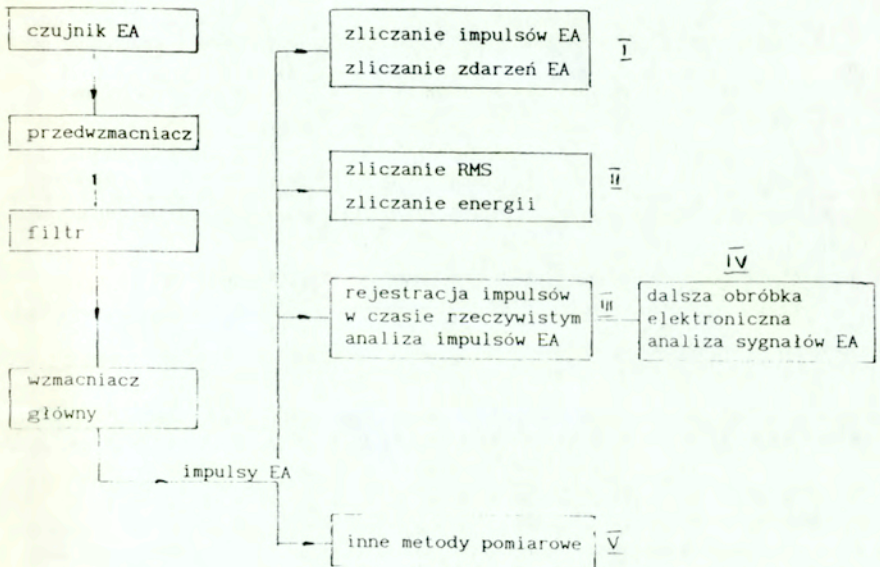
Naturę zjawisk EA podkreśla natomiast wprowadzenie pojęcia: zdarzenie EA. Jest to fragment impulsów EA, który opisuje uaktywnienie jednego źródła EA. Ideą wprowadzenia tej wielkości jest podział impulsów EA na poszczególne "pojedyncze akty EA". W praktyce takie rozróżnienie jest możliwe dla EA dyskretnej przy dużej znajomości źródeł EA występujących w badanym materiale (elemencie) i przy pełnej znajomości własności układu pomiarowego.

3.2. DESKRYPTORY EMISJI AKUSTYCZNEJ

W dodatku B przedstawione są podstawowe wielkości charakteryzujące impuls $x(t)$ i jego transformatę Fouriera $X(\omega)$. Wielkości te nazwano parametrami impulsu. W przypadku EA impulsy i ich charakterystyki częstotliwościowe są zazwyczaj punktem wyjścia do dalszej obróbki elektronicznej zapewniającej

pożądaną analizę danych. W efekcie sygnał wyjściowy z aparatury pomiarowej EA może być określony poprzez parametry w rozumieniu z dodatku B, ale także poprzez wiele innych wielkości będących funkcjami sygnałowymi wielkości wyjściowej. Wielkościom z tej szerokiej grupy autorzy proponują nadać nazwę **deskryptory EA**.

Zestawienie stosowanych metod pomiarowych EA przedstawione na rys. 10 jest tak zrobione, że wymagania stawiane aparaturze pomiarowej rosną wraz ze wzrostem numeru grup od I do IV. Aparatura z grupy V stanowi rozwiązania specjalne związane z zastosowaniami EA. Metody pomiarowe wymagające aparatury pomiarowej z grup I, II, III uważa się za podstawowe; zatem można uważać, że wielkości wyjściowe aparatury pomiarowej należącej do grup I, II, III to podstawowe deskryptory EA, zaś wielkości pochodzące z pozostałych grup to zaawansowane deskryptory EA.



Rys. 10 Zestawienie metod pomiarowych EA

3.2.1 Podstawowe deskryptory EA

Deskryptorami EA będącymi wielkościami wyjściowymi aparatury pomiarowej spełniającej wymagania pomiarowe aparatury grupy III są wszystkie podstawowe parametry impulsów EA określone w dodatku B.

W dziedzinie czasu są to :

- amplituda maksymalna: U_{max}
- amplituda RMS: U_{rms}
- współczynnik szczytowy: $W\{U(t)\}$

W dziedzinie częstotliwości dla impulsu EA definiuje się funkcje będące widmowymi gęstościami: amplitudy, fazy, energii, mocy. Dla każdej z tych funkcji $X(\omega)$ istnieją następujące deskryptory:

- wartość maksymalna: X_{max}
- częstotliwość dla maksimum gęstości widmowej: ω_{max}
- wartość średnia: \bar{X}
- wartość RMS: X_{rms}
- współczynnik szczytowy: $W\{X(\omega)\}$
- częstotliwość średnia: $E\{X(\omega)\}$
- częstotliwość środkowa: ω_{med}
- wariancja: $\sigma^2\{X(\omega)\}$

Pozostałe podstawowe deskryptory EA (wielkości wyjściowe z aparatury pomiarowej należącej do grup II, I) :

- RMS impulsu EA: RMS ; $RMS = (T)^{-1} \int u^2(\tau) d\tau$
- energia impulsu EA: E ; $E = \int u^2(\tau) d\tau$
- suma zliczeń N : liczba amplitud EA, posiadających wartość większą od progu dyskryminacji, zliczona w trakcie pomiaru; dla pomiaru przedstawionego na rysunku 11 suma zliczeń EA wynosi 7;
- tempo zliczeń n : suma zliczeń w jednostkowym czasie pomiaru;
- suma zdarzeń N_e : liczba zdarzeń EA posiadających amplitudę większą od progu dyskryminacji;
- tempo zdarzeń n_e : suma zdarzeń EA w jednostkowym czasie pomiaru;

Ostatnie cztery deskryptory zależą od progu dyskryminacji. Wielokrotne pomiary którejkolwiek z tych wielkości dla kolejnych rosnących wartości progu dyskryminacji $U_{g1} < U_{g2} < \dots < U_{gn}$ prowadzą do nowych deskryptorów EA będących rozkładami amplitudowymi :

- rozkład amplitudowy sumy zliczeń EA: $\Delta N = \{f_i = N(U_{g1+i}) - N(U_{g1}); i=1, 2, \dots, n\}$
- rozkład amplitudowy tempa zliczeń EA: $\Delta n = \{f_i = n(U_{g1+i}) - n(U_{g1}); i=1, 2, \dots, n\}$
- rozkład amplitudowy sumy zdarzeń EA: $\Delta N_e = \{f_i = N_e(U_{g1+i}) - N_e(U_{g1}); i=1, 2, \dots, n\}$
- rozkład amplitudowy tempa zdarzeń EA: $\Delta n_e = \{f_i = n_e(U_{g1+i}) - n_e(U_{g1}); i=1, 2, \dots, n\}$

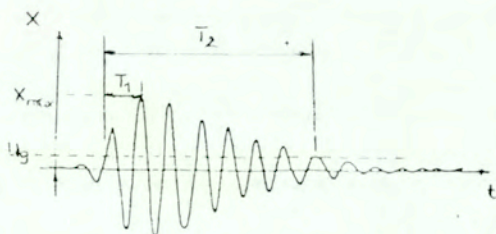
Zagadnienie rozkładów amplitudowych było przedmiotem licznych prac eksperymentalnych oraz badań teoretycznych w zakresie emisji sejsmoakustycznej. Zbiorcze przedstawienie wyników tych prac zostało zaprezentowane w pracy [61]. Jeśli przez x oznaczymy amplitudę impulsów EA to rozkłady amplitudowe

najczęściej aproksymuje się równaniami :

$$i(x) dx = Ka^{-m} dx ; \quad I(x) = K_1 a^{-(m-1)} \quad (3.8)$$

gdzie K, K_1, m są parametrami rozkładów. Pierwsze równanie opisuje liczbę amplitud mieszczących się w przedziale $(x, x+dx)$ zaś drugie liczbę amplitud o wartości większej od x . W układzie bilogarytmicznym rozkłady te są opisywane przez proste o współczynnikach kierunkowych wynoszących odpowiednio: $-m$ oraz $-(m-1)$. Takie rozkłady opisują przebieg emisji sejsmoakustycznej dla zjawisk w bardzo różnych skalach - od mikropekań próbek, poprzez pękanie skał w warunkach naturalnych "in situ", aż do pękania w megaskali (trzęsienia Ziemi). Wykładnik potęgowy m jest ważną cechą ośrodka i charakteryzuje przebieg procesu deformacji. Parametr ten jest funkcją prędkości odkształcenia, rozkładu naprężeń w ośrodku, charakteru niejednorodności, struktury mechanicznej. Oczywiście wyższe wartości wykładnika m oznaczają wyższą zawartość sygnałów o mniejszych amplitudach. Parametr ten może być bardzo pomocny w rozpoznawaniu różnych procesów deformacyjnych i w materiałach geologicznych, i w metalach; stąd w wielu pracach eksperymentalnych prezentowane rozkłady amplitud impulsów EA wprost w skali bilogarytmicznej [29,30,40,41].

Należy dodać, że jawna zależność deskryptorów od czasu może być zastąpiona zależnie od warunków pomiarowych zależnością od: siły, ciśnienia, temperatury.



Rys.11 Parametry impulsu EA: U_g - próg dyskryminacji, X_{max} - amplituda maksymalna, T_1 - czas narastania, T_2 - czas trwania T_2 .

3.3.2 Zaawansowane deskryptory EA

Zaawansowane deskryptory EA opisują albo własności impulsów EA charakterystyczne dla zastosowań EA, albo opisują wprost źródła EA.

Deskryptory związane z zastosowaniami EA. Zastosowania EA są bardzo rozległe - z punktu widzenia deskryptorów opisujących ilościowo zjawiska te można podzielić na następujące klasy zagadnień :

- a/ monitorowanie i testowanie urządzeń lub materiałów,
- b/ przewidywanie czasu życia materiałów lub urządzeń,
- c/ rozróżnianie źródeł EA.

W przypadku a/ badanie polega na porównaniu bieżących danych EA z danymi wzorcowymi; przy czym dla danej sytuacji (badany przedmiot plus aparatura pomiarowa) arbitralnie jest ustalana wartość krytyczna danego deskryptora EA. Uogólniona metoda postępowania zaproponowana została w pracy [54] i jest ona opisem EA poprzez deskryptory opóźnienia EA.

W przypadku b/ wymagane jest zaproponowanie modelu niszczenia danego materiału lub przedmiotu, przeprowadzenie odpowiednich badań EA w zakresie nieniszczącym oraz wybranie stosownego deskryptora.

W przypadku c/, kiedy w praktyce występuje jednocześnie wiele źródeł EA, wymagane jest kompleksowe badanie kształtu impulsów EA mające na celu rozróżnienie źródeł takie kompleksowe badanie deskryptorów impulsów EA znane jest pod nazwą "pattern recognition" [44].

Deskryptory opisujące źródła EA. Deskryptory te są określone poprzez własności funkcji źródeł EA. Wydzielenie tych funkcji z całego łańcucha elementów EA daje nową postać równań (3.5) i (3.6) :

$$V(t)=h(t) \otimes u_s(t), \quad V(\omega)=H(\omega)U_s(\omega) \quad (3.9)$$

gdzie $h(t)$, $H(\omega)$ są funkcjami przejścia układu pomiarowego. Równania te wskazują na możliwość eksperymentalnego wyznaczenia funkcji źródeł EA, co z kolei umożliwi badanie zgodności różnych modeli źródeł EA z praktyką. Zatem dla wyznaczenia funkcji źródeł EA w dziedzinie częstotliwości potrzebna jest znajomość transformaty Fouriera impulsu EA oraz funkcji przejścia układu pomiarowego. W dziedzinie czasu funkcje źródeł EA można wyznaczyć albo poprzez obliczenie odwrotnej transformary Fouriera dla funkcji źródła EA określonej w dziedzinie częstotliwości, albo jako wynik dekonwolucji pierwszego z równań (3.9).

Deskryptory opisujące źródła EA są ściśle związane z odpowiednimi modelami rozpatrywanego źródła. W przypadku rozpatrywanych w p.2.3 modeli źródeł punktowych tymi deskryptorami są:

- czas narastania funkcji źródła τ
- wartość niesprężystej deformacji w źródle $\Delta \epsilon$
- obszar zajmowany przez źródło V

Dla porównania w modelach źródeł Sato i Savage'a [60] deskryptorami są tzw. slip funkcje oraz częstotliwości nodalne.

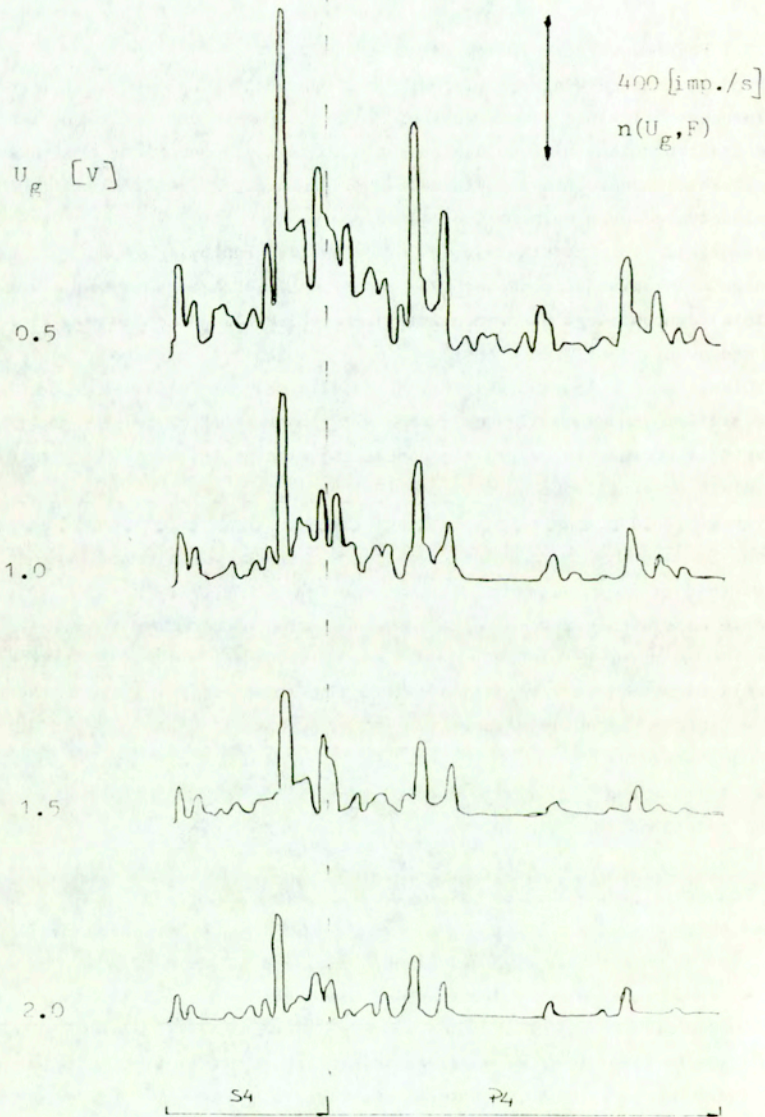
3.3 DESKRYPTORY EMISJI AKUSTYCZNEJ - PRZYKŁADOWE WYNIKI POMIARÓW

3.3.1 Podstawowe deskryptory EA

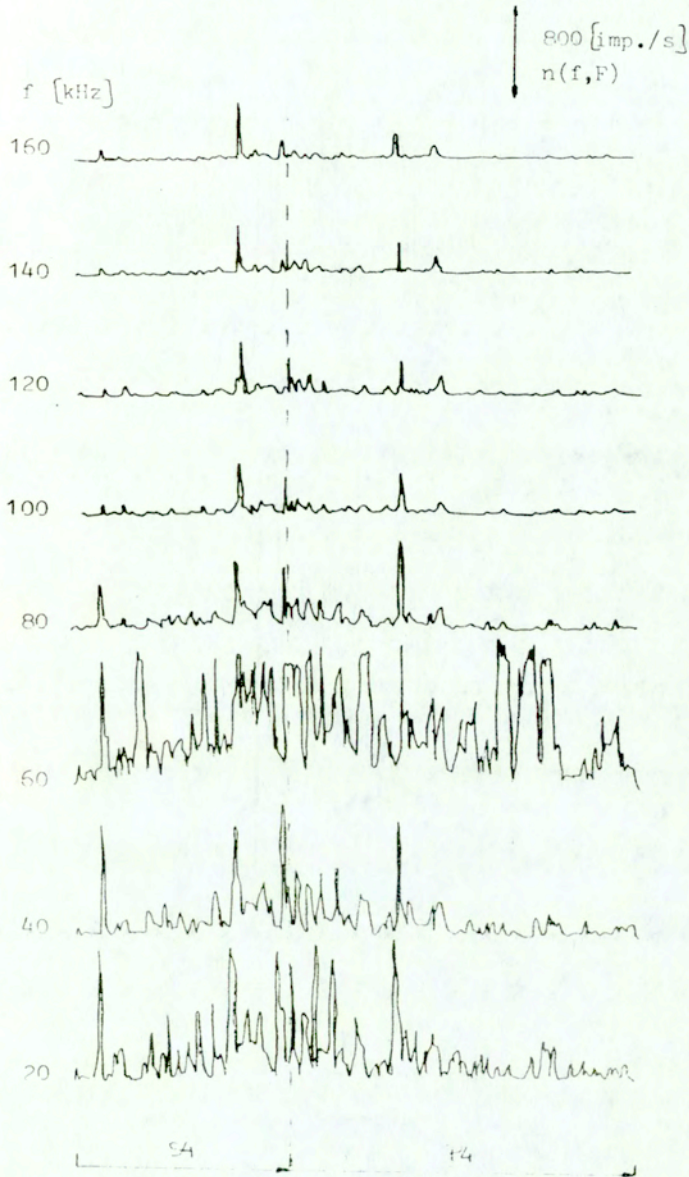
Przedstawione są wyniki pomiarów EA dla wybranej próbki węglowej w trakcie złożonego ściskania jednoosiowego. Pod pojęciem złożone ściskanie jednoosiowe jest rozumiane następujące po sobie ściskanie jednoosiowe oraz pulsacyjne ściskanie jednoosiowe powtarzane wielokrotnie przy coraz większym zakresie przykładanych do próbki obciążeń.

Rysunki 12, 13 przedstawiają wyniki ściskania jednoosiowego S4 oraz pulsacyjnego ściskania jednoosiowego P4, zaś rysunki 14, 15 przedstawiają wyniki ściskania jednoosiowego S5 oraz pulsacyjnego ściskania jednoosiowego P5. Zakresy stosowanych obciążeń w poszczególnych etapach były następujące: a/ S4: 160-190[kN], b/ P4: 150-190[kN], c/ S5: 190-215[kN], d/ P5: 174-215[kN]. Każde ze ściskań pulsacyjnych następowało bezpośrednio po uzyskaniu maksymalnej wartości obciążenia, w trakcie poprzedzającego go ściskania jednoosiowego, i miało częstotliwość pulsacji 4.2[Hz].

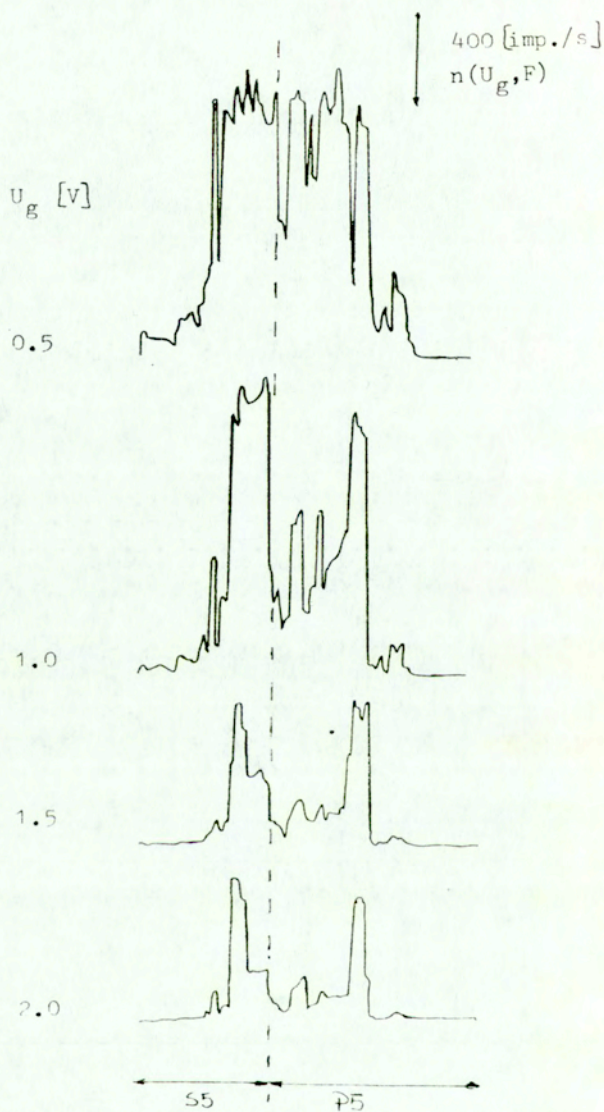
Rysunki 12, 14 przedstawiają rodziny charakterystyk amplitudowo-obciążeniowych. Są to zatem rodziny deskryptorów - tempa zliczeń gdzie parametrem jest wartość progu dyskryminacji U_g (=0.5; 1.0; 1.5; 2.0 [V]). Poprzez odjęcie od siebie kolejnych krzywych można uzyskać rozkład amplitudowy tempa zliczeń EA: Δn . Na rysunku 12 widoczny jest wzrost aktywności EA próbki w trakcie ściskania S4 a następnie powrót próbki do stanu równowagi w sposób relaksacyjny w trakcie pulsacyjnego ściskania P4. Na rysunku 14 widoczny jest wzrost aktywności EA próbki w trakcie ściskania S5, natomiast zachowanie próbki w trakcie pulsacyjnego ściskania P5 jest jakościowo inne niż w przypadku poprzednich ściskań. W zakresie sygnałów o większych wartościach amplitud, w początkowym okresie ściskania P5 widoczny jest relaksacyjny powrót próbki do stanu równowagi, jednak dalsze pulsacyjne obciążanie P5 prowadzi do kolejnego wzrostu aktywności EA próbki. W miarę zmniejszania wartości progu dyskryminacji czas przebywania próbki w stanie dynamicznej równowagi w próbce jest coraz krótszy. Makroskopowo ściskanie P5 doprowadziło do zniszczenia próbki. Jakościowe spostrzeżenia dotyczące kształtu krzywych z rysunków 12, 14 są następujące: w trakcie ściskań S4, P4, S5 kształt wszystkich krzywych jest podobny (są nawzajem przemnożone przez pewne stałe współczynniki). Można się spodziewać, że występują wtedy stabilne procesy niszczenia; parametr m jest stały lub zmienia się nieznacznie. W trakcie ściskania P5 poszczególne krzywe różnią się także jakościowo - w początkowym okresie ściskania P5 dominują impulsy EA o mniejszych amplitudach, pod koniec znacznie wzrasta względna



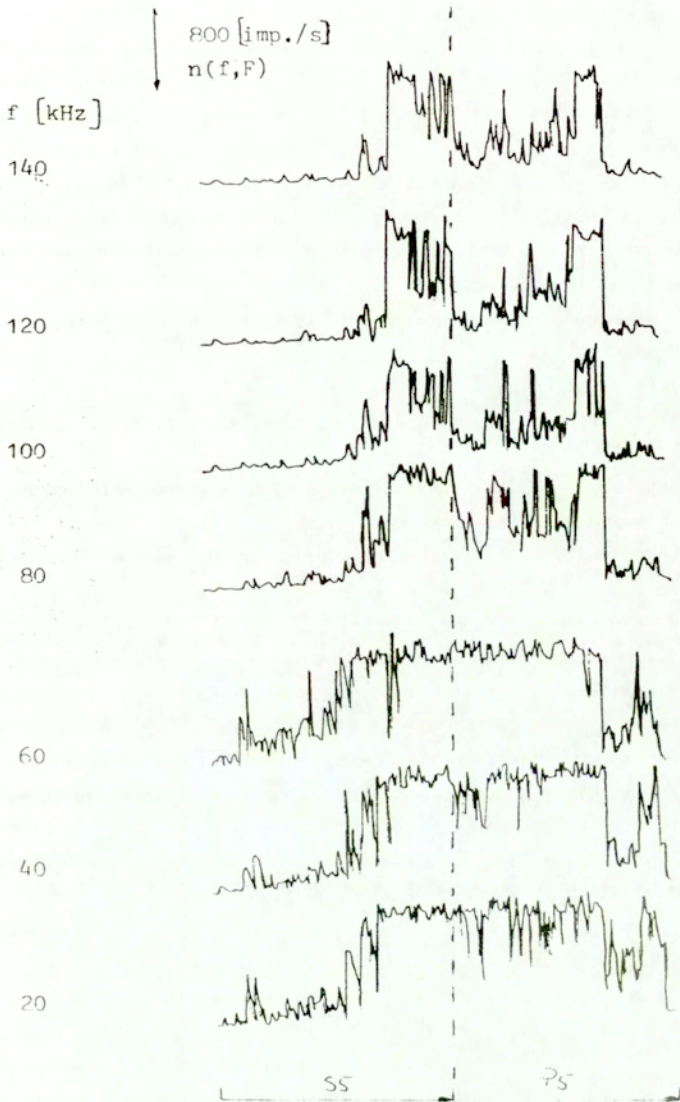
Rys.12 Rodziny charakterystyk amplitudowo-obciążeniowych EA zarejestrowane w trakcie złożonego ściskania jednoosiowego (ściskanie jednoosiowe S_4 oraz pulsacyjne ściskanie jednoosiowe P_4).



Rys.13 Rodziny charakterystyk amplitudowo-obciążeniowych EA zarejestrowane w trakcie złożonego ściskania jednoosiowego (ściskanie jednoosiowe S4 oraz pulsacyjne ściskanie jednoosiowe P4).



Rys.14 Rodziny charakterystyk amplitudowo-obciążeniowych EA zarejestrowane w trakcie złożonego ściskania jednoosiowego (ściskanie jednoosiowe S_5 oraz pulsacyjne ściskanie jednoosiowe P_5).



Rys.15 Rodziny charakterystyk amplitudowo-obciążeniowych EA zarejestrowane w trakcie złożonego ściskania jednoosiowego (ściskanie jednoosiowe S5 oraz pulsacyjne ściskanie jednoosiowe P5).

ilość impulsów o większych amplitudach -maleje wartość parametru m , odpowiada to zaawansowaniu procesów niszczenia.

Rysunki 13, 15 przedstawiają rodziny charakterystyk amplitudo-obciążeniowych gdzie parametrem jest częstotliwość f ; poszczególne krzywe dla tak wybranych częstotliwości opisują impulsy EA przepuszczone dodatkowo przez filtry środkowoprzepustowe o paśmie $(f-\Delta f, f+\Delta f)$, gdzie $\Delta f=4$ [kHz]. Widoczne jest podobieństwo krzywych o częstotliwościach środkowych 20, 40 [kHz] z krzywymi tempa zliczeń EA dla progu dyskryminacji $U_0=0.5$ [V], podobne są również krzywe opisujące impulsy EA o większych amplitudach ($U_0=2.0$ [V]) i krzywe tempa zliczeń EA z pasma 100-140 [kHz].

Inne właściwości podstawowych deskryptorów EA analizowane w pracach autorów są następujące:

- uogólniony efekt Kaisera w próbkach węglowych [33],
- wartości szczytowe amplitud EA w próbkach węglowych poddanych jednoosiowemu ściskaniu [35],
- parametry charakterystyk częstotliwościowych impulsów EA w trakcie różnych procesów niszczenia próbek węglowych [9,35],
- identyfikacja procesów niszczenia nadprzewodzących ceramik YBaCuO [57].

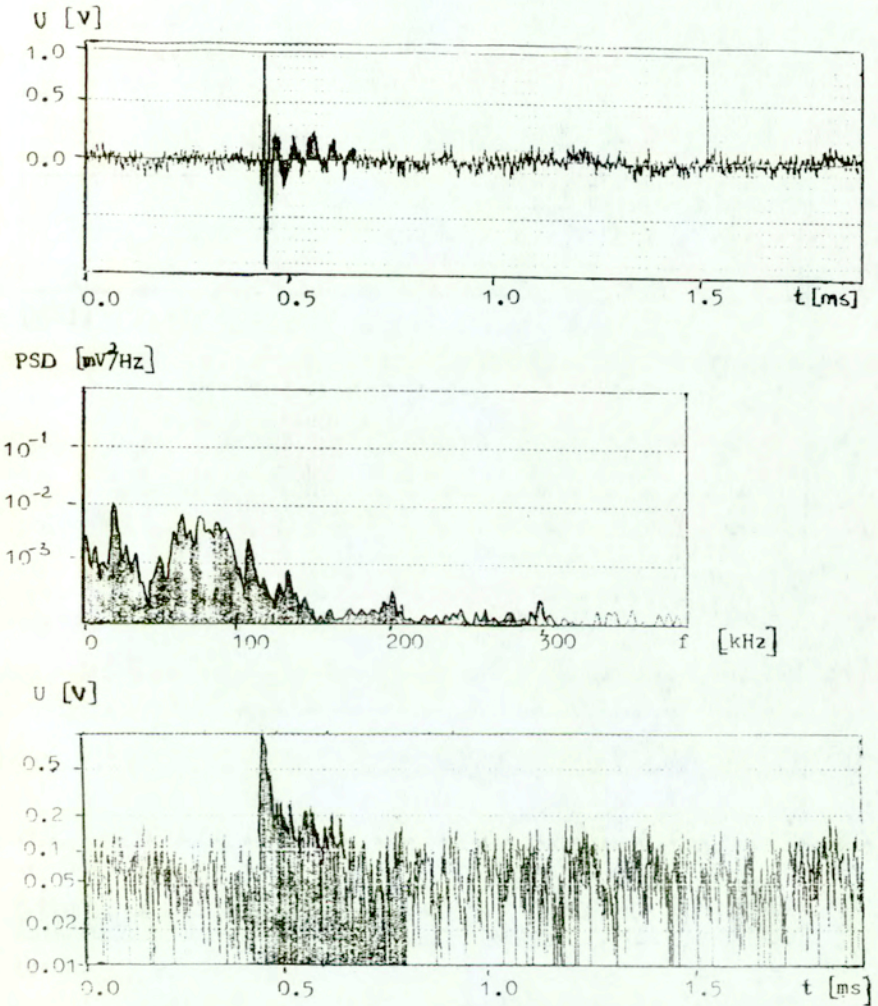
3.3.2 Zaawansowane deskryptory EA

Deskryptory związane z zastosowaniami EA.

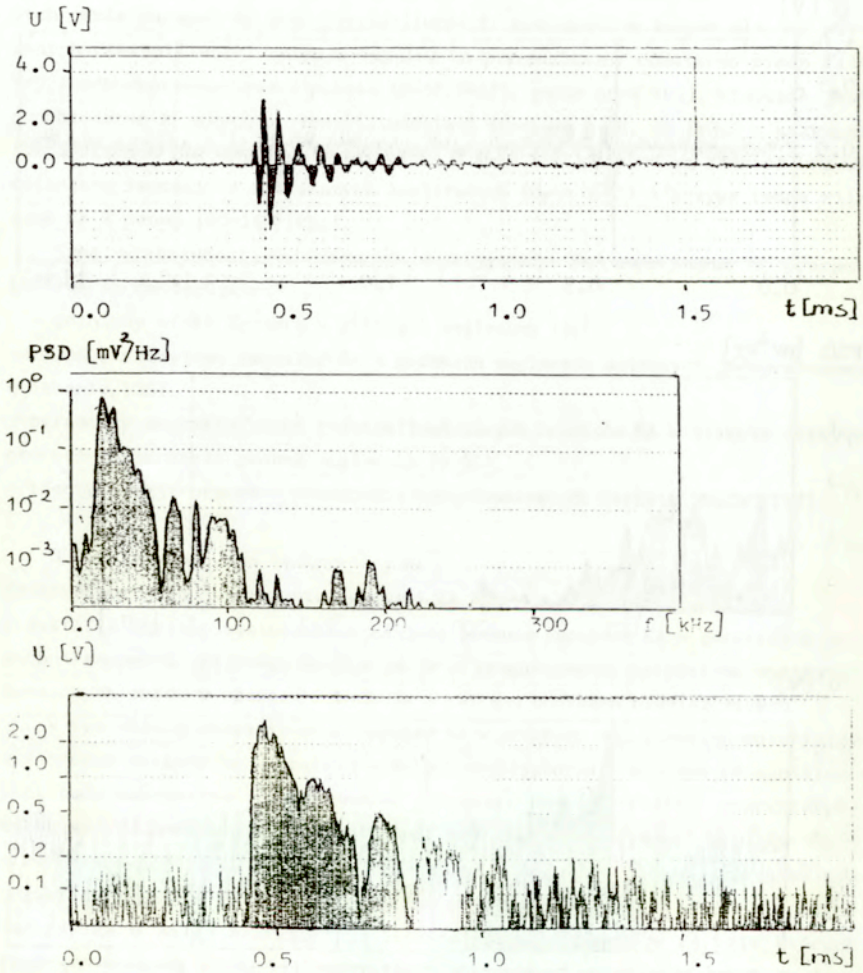
Przykładem takiego zastosowania EA jest badanie impulsów EA w górniczych pasach transportu poziomego mające na celu prognozowanie parametrów wytrzymałościowych pasów w oparciu o badania z zakresu obciążeń nieniszczących.

W tym celu przeanalizowano impulsy EA w próbkach odpowiednich materiałów w zakresie niszczącym. W oparciu o zespół deskryptorów - pattern recognition: amplituda maksymalna, czas trwania, charakter impulsu, kształt charakterystyk częstotliwościowych, wartości pól pod charakterystykami impulsów EA - przeprowadzono klasyfikację impulsów EA [55]. Rys. 16-18 przedstawiają przykłady impulsów EA należących do poszczególnych grup.

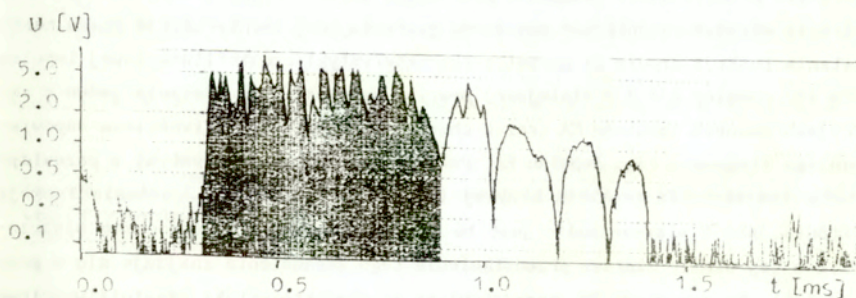
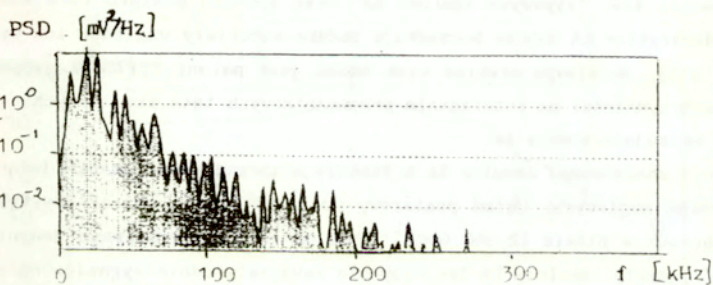
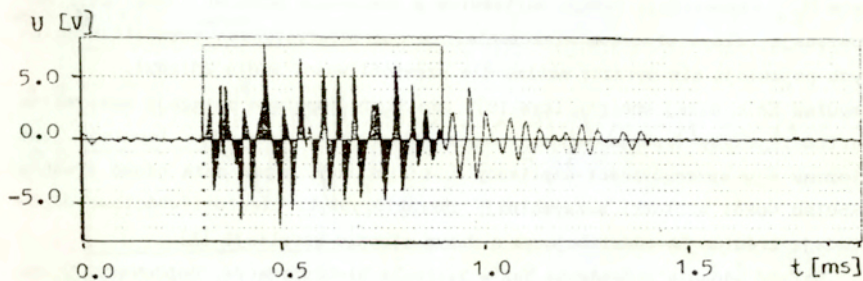
Impulsy EA o małej energii (rys.16): należą tutaj impulsy EA, dla których czasy trwania są rzędu kilkudziesięciu mikrosekund; charakter impulsów jest jednolity - błyskawiczne osiągnięcie amplitudy maksymalnej i monotoniczny, a następnie relaksacyjny spadek do poziomu szumów (na wykresie zmian czasowych modułu amplitudy impulsu U_F^{-1} policzonej według odwrotnej transformaty Fouriera - rys.16c, daje to liniową zależność przy zastosowanej skali logarytmicznej); na charakterystykach częstotliwościowych występują lokalne maksima określające poszczególne zjawiska.



Rys.16 Impuls EA o "małej energii" oraz jego charakterystyki.



Rys.17 Impuls EA o "średniej energii" oraz jego charakterystyki.



Rys.18 Impuls EA o "dużej energii" oraz jego charakterystyki.

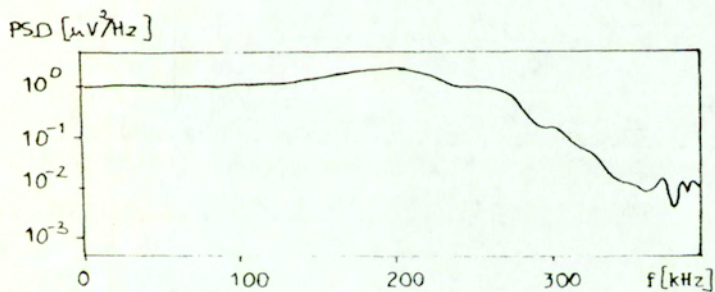
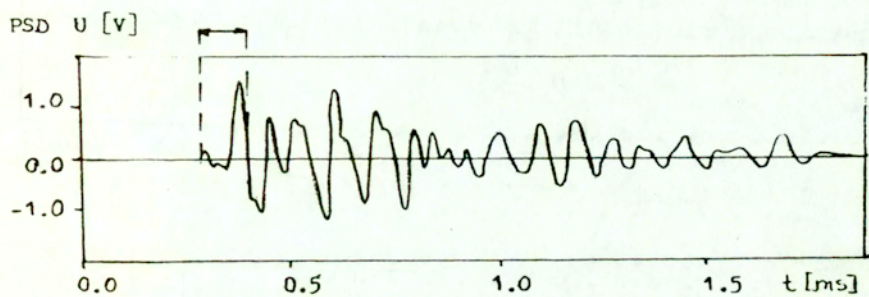
Impulsy EA o średniej energii (rys.17): amplitudy impulsów rosną; czasy trwania impulsów osiągają wartości kilkudziesiątych części milisekundy; charakter impulsów jest taki jak w poprzedniej grupie lub ze znacznie wolniejszym czasem narastania - impulsy akceleracyjne [19]; charakter impulsów jest bardziej złożony (fragmenty impulsów EA mające różne nachylenia na charakterystyce U_{F-1} odpowiadają różnym wartościom μ zanikania impulsu - $\exp(-\mu t)$, odpowiadają różnym procesom niszczenia); w charakterystykach częstotliwościowych pojawiają się wyraźne maksima dla częstotliwości około 20[kHz].

Impulsy EA o dużej energii (rys.18): amplitudy impulsów osiągają maksymalne wartości; czasy trwania wynoszą około milisekundę; charakter impulsów jest złożony - w szczególności amplitudy U_{F-1} fluktuują przez dużą część trwania impulsu wokół wartości maksymalnej; charakterystyki częstotliwościowe odpowiadają źródłom EA oddziałującym o dużym stopniu korelacji [2].

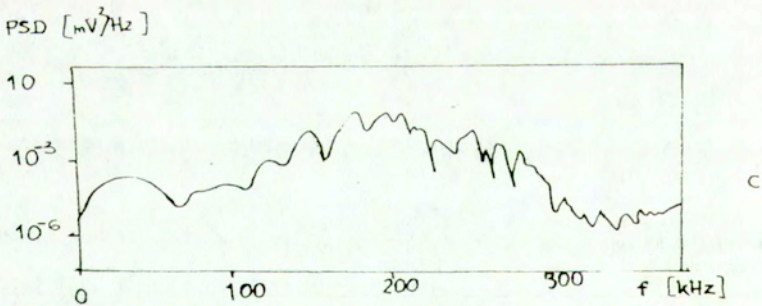
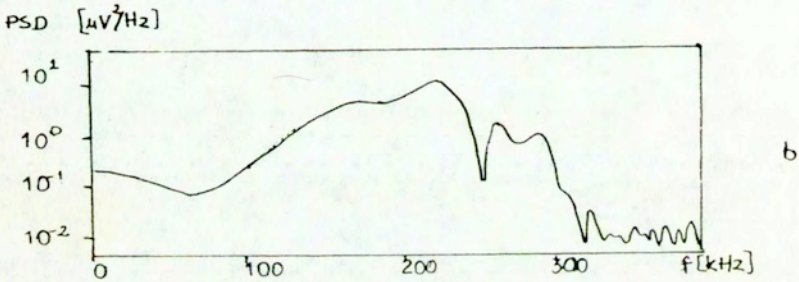
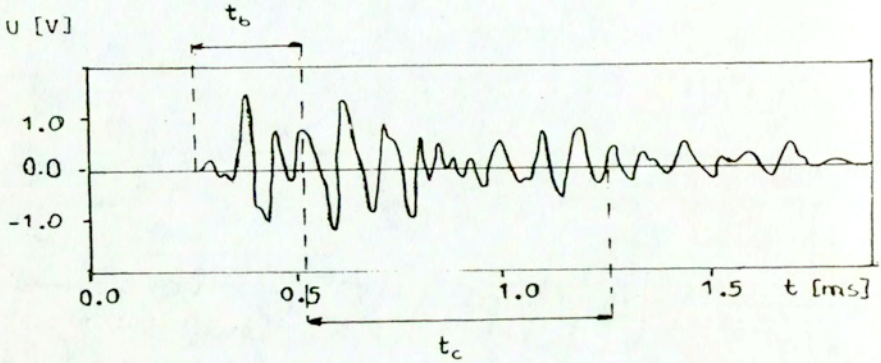
Dalsze badania prowadzono już w zakresie nieniszczącym, doprowadziły one do zdefiniowania tzw. "typowych zdarzeń EA" oraz sposobu pomiaru tych zdarzeń. Taki deskryptor EA dobrze porządkuje badane materiały względem ich wytrzymałości [56]. Docelowym efektem tych badań jest patent P277560: sposób oznaczania wytrzymałości na rozciąganie przenośnikowych taśm tkaninowych.

Deskryptory opisujące źródła EA.

Rejestrowano i analizowano impulsy EA w trakcie niszcącego ściskania jednoosiowego próbek węglowych. Układ pomiarowy posiadał płaską charakterystykę częstotliwościową w paśmie [2,160 000] [kHz]. Do analizy wybierano jedynie początkowe fragmenty impulsów EA tak, aby nie zawierały odbić sygnałów EA od brzegów próbki. Takie wymagania gwarantują uzyskanie specjalnej konfiguracji źródło-ośrodek-czujnik-tor pomiarowy gwarantującej identyfikację czasu narastania funkcji źródła EA wprost z charakterystyki częstotliwościowej impulsu EA [50, również p.2.2.2 niniejszej pracy]. Rysunek 19 przedstawia jeden z zarejestrowanych impulsów EA wraz z charakterystyką częstotliwościową odpowiedniego fragmentu tego impulsu EA. Porównanie tej charakterystyki z przewidywaną teoretycznie postacią krzywej (rys.4) określa czas narastania funkcji źródła jako 9 mikrosekund - jest to wartość odpowiadająca procesom niszczenia w tej skali. Szersze przedstawienie tego zagadnienia znajduje się w pracy [25]. Na rysunkach 20, przedstawione są charakterystyki częstotliwościowe fragmentów impulsów EA, które zawierają już odbicia sygnału EA wewnątrz próbki tj. uwzględniają własności rezonansowe badanej próbki. Porównanie charakterystyk częstotliwościowych z rysunków 19 i 20 potwierdza oczekiwania faktu, że własności rezonansowe próbki zmieniają w istotny sposób postać charakterystyki częstotliwościowej.



Rys. 19 Impuls EA oraz charakterystyka częstotliwościowa PSD jego początkowego fragmentu.



Rys.20 Impuls EA oraz charakterystyki częstotliwościowe PSD jego początkowych fragmentów zaznaczonych jako t_b - rys.b, t_b+t_c - rys.c.

DODATEK A: FALE SPRĘŻYSTE W PŁYTACH NIEOGRANICZONYCH

A.1 Funkcje źródła S_j

Podane są postaci funkcji źródła dla źródeł punktowych typu pojedyncza siła w przypadku umieszczenia źródła w objętości materiału lub na powierzchni (gdy źródło znajduje się na powierzchni $z=0$ wtedy $\gamma=1$; gdy $z=1$ wtedy $\gamma=-1$) W zależności od kierunku propagacji promienia względem osi z przyjęto oznaczenia $s=\pm 1$

Funkcja	S_j	S'_j
w objętości P (j=1)	- u	- ξ/η
SV (j=2)	ξ/ζ	u
SH (j=H)	k^2/ζ	
na powierzchni P (j=1)	$\gamma 2k^2(\xi^2 + \zeta^2)/\Delta_r$	$4k^2\xi\zeta/\Delta_r$
SV (j=2)	$-4k^2\xi\eta/\Delta_r$	$-\gamma^2 k^2(\xi^2 + \zeta^2)/\Delta_r$
SH (j=H)	k^2/ζ	
$\bar{F}(s)$	$[F_0 \bar{f}(s)] / (4\pi k^2 \mu h^2 s^2)$	

$$\Delta_r = 4\xi^2\eta\zeta - (\xi^2 + \zeta^2)^2, \quad \eta^2 = \zeta^2 + 1, \quad \zeta^2 = \xi^2 + k^2, \quad k^2 = (v_L/v_T)^2,$$

A.2 Funkcje Greena $\bar{G}(r, \theta, z)$

Podane są składowe transformat Laplace'a diad Greena. Dla uproszczenia zapisu pominięto granice całkowania, wynoszą one odpowiednio $0, \infty$. Indeks n dla każdej składowej \bar{G} oznacza liczbę odcinków na drodze danego promienia, pierwszy wskaźnik górny j określa rodzaj modu (P, SV) dla pierwszego odcinka drogi promienia (tego prowadzącego bezpośrednio od źródła), drugi wskaźnik górny k określa rodzaj modu (P, SV) dla ostatniego odcinka drogi promienia (tego połączonego bezpośrednio z odbiornikiem). Indeksy dolne r, θ, z określają składowe diady w taki sposób, że $G_{\alpha\beta}$ opisuje składową przemieszczenia wzdłuż współrzędnej α wywołaną przez składową β źródła.

Składowe dla modów P, SV (j, k=1 dla modu P, j, k=2 dla modu SV)

$$(\bar{G}_{zz}^{jk})_n = s \int S_j \Pi_{jk}^n D_{zk} e^{-sg_n} J_0(s\xi r) \xi d\xi$$

$$(\bar{G}_{zr}^{jk})_n = s \int S_j \Pi_{jk}^n D_{zk} e^{-sg_n} J_1(s\xi r) \xi d\xi$$

$$(\bar{G}_{z\theta}^{jk})_n = 0$$

$$(\bar{G}_{rr}^{jk})_n = -s \int S_j \Pi_{jk}^n D_{rk} e^{-sg_n} J_0(s\xi r) \xi d\xi + \frac{1}{r} \int S_j \Pi_{jk}^n D_{rk} e^{-sg_n} J_1(s\xi r) d\xi$$

$$(\bar{G}_{r\theta}^{jk})_n = 0$$

$$(\bar{G}_{rz}^{jk})_n = s \int S_j \Pi_{jk}^n D_{rk} e^{-sg_n} J_1(s\xi r) \xi d\xi$$

$$(\bar{G}_{\theta\theta}^{jk})_n = -\frac{1}{r} \int S_j \Pi_{jk}^n D_{\theta k} e^{-sg_n} J_1(s\xi r) d\xi$$

$$(\bar{G}_{\theta r}^{jk})_n = (\bar{G}_{\theta z}^{jk})_n = 0$$

gdzie $g_n = (z_p \eta + z_s \zeta)_n$,

z_p, z_s są sumami rzutów prostopadłych dla wszystkich fragmentów drogi promienia składającego się z n fragmentów. S_j i $D_{\alpha k}$ są funkcjami źródła i odbiornika podanymi w tym dodatku, zaś Π_{jk}^n jest iloczynem (n-1) współczynników odbicia dla promienia składającego się z n fragmentów.

Składowe dla modu SH

$$(\bar{G}_{zz}^H)_n = (\bar{G}_{zr}^H)_n = (\bar{G}_{r\theta}^H)_n = (\bar{G}_{z\theta}^H)_n = (\bar{G}_{\theta z}^H)_n = (\bar{G}_{r\theta}^H)_n = (\bar{G}_{\theta r}^H)_n = 0$$

$$(\bar{G}_{rr}^H)_n = \frac{1}{r} \int S_H \Pi_{Hr}^n D_{rH} e^{-sg_n} J_1(s\xi r) d\xi$$

$$(\bar{G}_{\theta\theta}^H)_n = s \int S_H \Pi_{H\theta}^n D_{\theta H} e^{-sg_n} J_0(s\xi r) \xi d\xi - \frac{1}{r} \int S_H \Pi_{H\theta}^n D_{\theta H} e^{-sg_n} J_1(s\xi r) d\xi$$

Warto zwrócić uwagę, że składowe SH występują jedynie w promieniach, dla których wszystkie fragmenty są modami SH.

A.3 Funkcje odbiornika D_{zj}

Podane są funkcje dla odbiornika umieszczonego w objętości ośrodka oraz na jego powierzchni w przypadkach gdy odbiornik rejestruje przemieszczenia

jakie wywołuje propagująca się fala.

Mod		k	Punkt w objętości	Na powierzchni
u_r	P	1	$-\xi$	$4k^2 \zeta \eta \xi / \Delta_r$
	SV	2	$-\eta \zeta$	$-2k^2 \gamma \zeta (\xi^2 + \zeta^2) / \Delta_r$
u_θ	SH	H	1	2
	P	1	$-\eta \eta$	$-2k^2 \gamma \eta (\xi^2 + \zeta^2) / \Delta_r$
u_z	SV	2	$-\xi$	$4k^2 \eta \zeta \xi / \Delta_r$

DODATEK B. PARAMETRY IMPULSÓW

B.1 Podstawowe parametry impulsów określone w dziedzinie czasu

Przyjmujemy, że $x(t)$ przedstawia zależność amplitudy od czasu. Przy określaniu parametrów impulsu istotną rolę odgrywa arbitralnie określona wartość amplitudy tzw. próg dyskryminacji U_g .

Wprost z rysunku 11 wynikają definicje następujących wielkości :

amplituda maksymalna x_{\max} , czas narastania T_1 , czas trwania T_2 .

Inne ważniejsze parametry impulsu :

$$\text{- RMS amplitudy } x_{\text{rms}} : \quad x_{\text{rms}}^2 = (T_2)^{-1} \int_0^{T_2} x^2(t) dt \quad (\text{B.1})$$

$$\text{- współczynnik szczytowy amplitudy } W(x(t)) : \quad W(x(t)) = x_{\max} / x_{\text{rms}} \quad (\text{B.2})$$

$$\text{- energia impulsu } E : \quad E = \int_0^{T_2} x^2(t) dt \quad (\text{B.3})$$

B.2 Podstawowe parametry impulsów określone w dziedzinie częstotliwości

W ogólnym przypadku transformata Fouriera funkcji $x(t)$ jest wielkością zespoloną i do jej określenia stosuje się kilka wielkości rzeczywistych :

$$X(\omega) = \text{Re}\{X(\omega)\} + j\text{Im}\{X(\omega)\} = A(\omega) \exp(j\phi(\omega)) \quad (\text{B.4})$$

$$E(\omega) = V(\omega)V^*(\omega) = A^2(\omega), \quad P(\omega) = E(\omega)/T_2 \quad (\text{B.5})$$

Praktyczne znaczenie mają wielkości $A(\omega), \phi(\omega), E(\omega), P(\omega)$. Są one zwane widmowymi gęstościami odpowiednio amplitudy, fazy, energii, mocy dla impulsu $x(t)$. Wymienione wielkości są a/ funkcjami częstotliwości, b/ traktuje się je również jako rozkłady zmiennej ciągłej ω ; stąd podstawowe parametry to parametry

try: a/ typowe dla funkcji oraz b/typowe dla rozkładów. Każda z wymienionych wielkości $A(\omega)$, $\phi(\omega)$, $E(\omega)$, $P(\omega)$ posiada zatem następujące podstawowe parametry:

a/ wartość maksymalna, częstotliwość dla maksimum widma, wartość średnia, wartość RMS, współczynnik szczytowy;

b/ wartość oczekiwana (częstotliwość średnia), wariancja, mediana (częstotliwość środkowa).

Dla lepszego zobrazowania podamy te wielkości dla widmowej gęstości energii $E(\omega)$. Całki występujące poniżej są całkami oznaczonymi od ω_1 do ω_2 (zakładamy, że $\omega \in [\omega_1, \omega_2]$).

- wartość maksymalna P_{\max}
- częstotliwość dla maksimum widma

- wartość średnia $P(\omega)$:
$$\overline{P(\omega)} = \int P(\omega) d\omega / \int d\omega \quad (B.6)$$

- wartość RMS P_{rms} :
$$P_{\text{rms}}^2 = \int P^2(\omega) d\omega / \int d\omega \quad (B.7)$$

- współczynnik szczytowy $W\{P(\omega)\}$:
$$W\{P(\omega)\} = P_{\max} / P_{\text{rms}} \quad (B.8)$$

- częstotliwość średnia ω_{xx} :
$$\omega_{\text{xx}} = \int \omega P(\omega) d\omega / \int P(\omega) d\omega \quad (B.9)$$

- wariancja $\sigma^2\{P(\omega)\}$:
$$\sigma^2(\omega) = \int (P(\omega) - P(\omega_{\text{xx}}))^2 d\omega / \int P(\omega) d\omega \quad (B.10)$$

- częstotliwość środkowa ω_{med} :
$$2 \int_{\omega_1}^{\omega_{\text{med}}} P(\omega) d\omega = \int_{\omega_1}^{\omega_2} P(\omega) d\omega \quad (B.11)$$

SPIS LITERATURY

- [1] Bolin L., *A model for estimating the signal from an AE sources*, Ultrasonics, march 1979, 67-70.
- [2] Braginskij i in., *Rozpoznawanie defektów po spektralnym charakterystykam AE*, Defektoskopia 1984 (1) 47-54
- [3] Breckenridge F.R., Schlegg C.E., Greenspan M. *AE: some applications of Lamb's problem*, J.A.S.A., 57 (3) 626-631 (1975).
- [4] Canella G., *Resonances & effect of couplant layers in ultrasonics contact testing*, Mat.Eval. 31 (4) 61-67 (1973).
- [5] Brown A.E., Liptai R.G., *Round Robin testing of AE sources*, ASTM STP 505, Amer.Soc. for Testing & Materials, 318-331 (1972).
- [6] Ceranoglu A.N., Pao Y.H., *Propagation of elastic pulses & AE in a plate. I-Theory, II-Epicentral responses, III-General responses*, J. App. Mechan. 48 (3) 125-147 (1981)
- [7] Chang C., Sachse W., *Frequency division method for AE source characterization*, J.A.S.A., 79 (5) 1307-1316 (1986).
- [8] Chodyń L., Kornowski J., Zuberek W.M., *Widmo częstotliwościowe sygnałów sejsmoakustycznych*, Mat. II Krajowej Konf. Nauk.-Techn. "Zastosowanie Metod Geofizycznych w Górnictwie Kopalni Stalych, Wisła 1988, 187.
- [9] Chudek M., Opilski A., Witos F., Zakrzewski T., *Wpływ obciążenia jednoosiowego na kształt i charakterystyki częstotliwościowe impulsów EA w węglu kamiennym*, Prace XXXIII OSA, Rzeszów 1985, 109-114 (1986).
- [10] Gorman M.R., *Plate wave AE*, J. A. S. A., 90 (1) 358-364 (1991).
- [11] Grabec I., *Relation between development of defects in materials and AE*, Ultrasonics, January 1980, 9-12.
- [12] Harris R.W., Wood B.R.A., *The detection, transmission & interpretation of AE signals*, Metals Forum, 5 (4) 210-216 (1982).
- [13] Hatano H., *Quantitative measurements of AE related to its microscopic mechanism*, J.A.S.A., 57 (3) 639-645 (1975).
- [14] Hatano H., Mori E., *AE transducer and its absolute calibration*, J.A.S.A., 59 (2) 344-349 (1976).
- [15] Hill R., El-Dardiry S.M.A., *A theory for optimization in the use of AE transducer*, J.A.S.A. 67 (2) 673-683 (1980).
- [16] Hill R., El-Dardiry S.M.A., *Variables in the use & design of AE transducers*, Ultrasonics, Jan. 1981, 9-16.
- [17] Hsu N.N., Breckenridge F.R., *Characterization and calibration of AE sensors*, Materials Evaluation, 39 (1) 60-68 (1981).

- [18] Hsu N.N., Simmons J.A., Hardy S.C., *An approach to AE signal analysis*, Materials Evaluation, 35 (11) 100-106 (1977).
- [19] Iwanow W.I., *O wozmoznyh formah signalow AE*, Defektoskopiya, 1979 (5), 93-101.
- [20] Iwanow W.I., *AE some problems tasks & solutions*, NDT Internat. 17 (6), 323-328 (1984).
- [21] Kim Y.H., Kim H.C., *Source fuction determination of glass capillary breaks*, J. of Phys. D: Appl. Phys., 26, 253-258 (1993)
- [22] Kline R.A., Green R.E. Jr., Palmer C.H., *AE waveforms from cracking steel: experiment & theory*, J. Appl. Phys. 52 (1) 141-146, (1981).
- [23] Leschek W.G. *AE transducer calibrator*, Mat. Eval. 33 (2) 41-48, (1975)
- [24] Lord A.E. Jr., *Acoustic Emission - an update*, Physical Acoustics, vol. XV, 296-360, W.P. Mason, Academic Press, (1981)
- [25] Malecki I., Witos F., Opilski A., *AE sources parameters in coal samples*, Acoustica 79, 112-116 (1993).
- [26] Malen K., Bolin L., *A theoretical estimate of AE stress amplitudes*, Phys. Status Solidi (B), 61, 637-645 (1974).
- [27] Michaels J.E., Michaels T.E., Sachse W., *Application of deconvolution to AE signal analysis*, Mat. Eval. 39, 1032-1036 (1981).
- [28] McBride S.L., Hutchison S., *Absolute calibration of the helium gas jet noise source*, Canadian J. of Physics, 56 (9) 504-507 (1978).
- [29] Mitrakovic D., Grabec T., Sedmak S., *Simulation of AE signals & signal analysis system*, Ultrasonics, Sept. 1985, 227-232.
- [30] Nakamura Y., Veach C.L., McCauley B.O., *Amplitude distribution of AE signals*, ASTM STP 505, American Soc. for Testing & Materials, 164-186 (1972).
- [31] Ohtsu M., *Determination of crack orientation by AE*, Material Eval. 45, 1070-1082 (1987).
- [32] Ono K. *AE arising from plastic deformation and fracture* [w:] Fundamentals of AE, Univer. of California, Los Angeles 1979, 167-207.
- [33] Opilski A., Witos F., Ranachowski J., Ranachowski Z., *Applications of AE for the investigations of streesses in geological materials*, Acoust. Let. 8 (7) 109-114, (1985).
- [34] Opilski A., Witos F., *Application of AE method to stress growth & relaxation monitoring in the coal seam*, Ultrasonics'85 678-681 (1985).
- [35] Opilski A., Witos F., *L'emission acoustique du carbone*, Colloque sure les ultra-sons et acoustique, Paris 1987, 137-173 (1987).
- [36] Pao Y.H., Gajewski R.R., *The generalized ray theory & transient responses of layered elastic solid*, [in:] Physical Acoustic, vol. 13, chap. 6, 183-265, W.P. Mason, Academic Press, New York 1977.

- [37] Pao Y.H., Gajewski R.R., Ceranoglu A.N., *AE & transient waves in an elastic plates*, J.A.S.A. 65 (1) 96-105 (1979).
- [38] Pardee W.J., *Elastic wave invariants for AE*, J.A.S.A., 70 (1) 110-115 (1981).
- [39] Pekeris C.L., Lifson H., *Motion of the surface of a uniform elastic half-space produced by buried pulse*, J.A.S.A. 29, 1233-1238 (1957).
- [40] Pollock A.A., *AE-2: Ae amplitudes*, NDT Testing, Oct. 1973, 264-269.
- [41] Proceedings of second conference on AE/microseismic activity in geologic structures & materials, H.R. Hardy Jr & F.W. Leighton, Trans Tech Pub. 1980.
- [42] Proctor T.M. Jr, *An improved piezoelectric transducer*, J.A.S.A., 71 (5) 1163-1168 (1982).
- [43] Sachse W., Kim K.Y., *Quantitative AE & failure mechanics of composite materials*, Ultrasonics, 25 (7) 195-203 (1987).
- [44] Scala C.M., Coule R.A., *Pattern recognition & AE*, NDT Internat. 16 (6) 339-343 (1983).
- [45] Scruby C.B., Collingwood J.C., Wadley H.N.G., *A new technique for the measurement of AE transient and their relationship to crack propagation* Journal of Physics, 11, 2359-2369 (1978).
- [46] Shibata M., *A theoretical evaluation of AE signals-the rise time effect of dynamic forces*, Materials Evaluation, 42 (1) 107-115 (1984).
- [47] Sinclair J.E., *Epicentre solutions for multipole sources in an elastic half-space*, J. of Appl. Physics, 12, 1309-1315 (1979).
- [48] Stephens R.W.B., Pollock A.A., *Waveforms & frequency spectra of AE*, J.A.S.A., 50 (part 2) (3) 904-910 (1971).
- [49] Stone D.E.W., Dingwall O.F., *AE parameters & their interpretation*, NDT Internat., April 1977, 51-62.
- [50] Takashima T., Higo Y., Nunomura S., *Determination of the duration of transient phenomena by frequency-domain analysis of AE*, Philosophical Magazine A, 49 (2) 221-229 (1984).
- [51] Wade A.P., Salsbury K.A., Chow P.Y.T., Brack I.H., *Strategies for characterization of chemical AE signals near the conventional detection limit*, Anal. Chim. Acta 246, 23-42 (1991).
- [52] Wadley H.N.G., Mehrabian R., *AE for material processing: a review*, Mater. Science & Engineering, 65, 245-263 (1984).
- [53] Weaver R., Pao Y.H., *Spectra of transient waves in elastic plates*, J.A.S.A., 72 (6) 1933-1941, (1982).
- [54] Williams J.H., Egan D.M., *AE characterization using AE [parameter] delay* Materials Eval., 41 (July) 961-966 (1983).

- [55] Witos F., Opilski A., Lutyński A., *Investigations of AE pulses in horizontal transport belts, used in mining, subject to uniaxial stresses*, Ultrasonics, 27 (5) 182-185 (1989).
- [56] Witos F., *Analiza procesów niszczenia materiałów górniczych poprzez pomiary parametrów AE*, praca doktorska, IPPT PAN, 1989.
- [57] Witos F., Opilski A., *Investigation of deformational processes in superconducted Y-Ba-Cu-O samples by means AE method*, Proc. 14 ICA congress, paper L1-4, Beijing 1992.
- [58] Yuyama S., Ohtsu M., *Quantitative evaluation of microfracture due to disbonding by waveform analysis of AE*, J.A.S.A., 83 (3) 976-983 (1988).
- [59] Woodward B., *Identification of AE sources mechanisms by energy spectrum analysis*, Ultrasonics, Nov. 1976, 249- 255.
- [60] Yu Z., Clapp P.C., *Quantitative analysis of AE signals*, J. of Appl. Physics 62 (6) 2212-2220 (1987).
- [61] Zuberek W., *Wykorzystanie efektu emisji sejsmoakustycznej w geotechnice*, PWN, Warszawa-Lódź 1988.

SPIS TREŚCI

1. WPROWADZENIE	4
	5
2. EMISJA AKUSTYCZNA JAKO ZJAWISKO FIZYCZNE	
2.1 Modele źródeł emisji akustycznej	6
2.2 Pole przemieszczeń	7
2.3 Fale sprężyste emisji akustycznej w ośrodku nieograniczonym	8
2.3.1 Pole naprężeń	8
2.3.2 Pole przemieszczeń	11
2.4 Fale sprężyste emisji akustycznej w nieograniczonych płytach	12
2.4.1 Diady Greena dla ośrodka nieograniczonego	13
2.4.2 Diady Greena i fale sprężyste EA w ośrodkach ograniczonych	13
2.4.3 Odpowiedź impulsowa dla płyty - rozwiązanie zagadnienia	15
3. EMISJA AKUSTYCZNA JAKO METODA POMIAROWA	18
3.1 Rejestrowanie sygnałów emisji akustycznej	18
3.2 Deskryptory emisji akustycznej	20
3.2.1 Podstawowe deskryptory EA	21
3.2.2 Zaawansowane deskryptory EA	23
3.3 Deskryptory emisji akustycznej - przykładowe wyniki pomiarów	25
3.3.1 Podstawowe deskryptory EA	25
3.3.2 Zaawansowane deskryptory EA	28
DODATEK A	
A.1 Funkcje źródła S_j	37
A.2 Funkcje Greena $G(r, \theta, z)$	37
A.3 Funkcje odbiornika D_z	38
DODATEK B: PARAMETRY IMPULSÓW	
B.1 Podstawowe parametry impulsów określone w dziedzinie czasu	39
B.2 Podstawowe parametry impulsów określone w dziedzinie częstotliwości	39
SPIS LITERATURY	45