

3.10. – akustyka i ultradźwięki

M. Meissner, Z. Ranachowski

**GENERACJA I PROPAGACJA WZORCOWYCH
IMPULSÓW EMISJI AKUSTYCZNYCH**

36/1992

P. 269



W A R S Z A W A 1 9 9 2

<http://rcin.org.pl>

ISSN 0208-5658

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 19 listopada 1992 r.



56701



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. 2,50 Ark.druk.3,15
Oddano do drukarni w grudniu 1992 r.

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

Mirosław Meissner
Zbigniew Ranachowski
Zakład Aeroakustyki IPPT PAN

GENERACJA I PROPAGACJA WZORCOWYCH
IMPULSÓW EMISJI AKUSTYCZNEJ

STRESZCZENIE

Zamierzeniem niniejszej pracy było przedstawienie zagadnienia powstawania i propagacji impulsów emisji akustycznej w ośrodkach sprężystych. W pierwszej części pracy przeprowadzono klasyfikację rzeczywistych źródeł emisji akustycznej pod względem rodzaju zachodzącego w ośrodku procesu a także struktury czasowej i amplitudy generowanego sygnału. W drugiej części pracy przedstawiono rozwiązanie zagadnienia propagacji impulsów emisji akustycznej w nieograniczonych płytach. Wykorzystywany w tym rozwiązaniu formalizm matematyczny umożliwia rozdzielenie poszczególnych elementów zjawiska, takich jak: charakterystyka źródła i odbiornika, wielokrotne odbicia fal, oraz przesunięcia fazowe pomiędzy poszczególnymi składowymi odbić. W części trzeciej pracy przedstawiono sposoby generacji sygnałów wzorcowych emisji akustycznej zarówno opisane w literaturze jak i przebadane doświadczalnie przez autorów pracy. Przeprowadzono symulację źródła typu "step force", źródła szumowego oraz dwóch źródeł typu "burst".

Praca wykonana w ramach grantu 33148-92-03

SPIS TRESCI

1. Źródła emisji akustycznej.....	5
2. Propagacja sygnału emisji akustycznej w nieograniczonych płytach.....	6
2.1. Rozwiązanie zagadnienia dla przestrzeni nieograniczonej.....	7
2.1.1. Płaski stan odkształceń.....	9
2.1.2. Antypłaski stan odkształceń.....	13
2.1.3. Osiowo-symetryczny stan odkształceń.....	14
2.2. Rozwiązanie zagadnienia dla półprzestrzeni.....	16
2.2.1. Odbicie i transmisja fal cylindrycznych....	17
2.2.2. Funkcje odbiornika.....	20
2.2.3. Odbicie i transmisja fal kulistych.....	23
2.3. Rozwiązanie zagadnienia dla płyty.....	25
2.3.1. Funkcje źródła.....	26
2.3.2. Promienie odbite w nieograniczonej płycie..	30
3. Źródła wzorcowe emisji akustycznej.....	33
3.1. Wprowadzenie.....	33
3.2. Prace eksperymentalne.....	34
4. Podsumowanie.....	45
5. Literatura.....	45

1. ŹRÓDŁA EMISJI AKUSTYCZNEJ.

Pod pojęciem emisji akustycznej, w skrócie EA, rozumie się wytwarzanie w ośrodku fal sprężystych. Pojęcie ośrodek należy rozumieć bardzo szeroko począwszy od gruntów, poprzez materiały stosowane w budownictwie, kompozyty, tworzywa sztuczne, a kończąc na metalach, cieczach i gazach. Pod względem struktury wewnętrznej ośrodki można podzielić na makroskopowo niejednorodne, jak ośrodki naturalne (grunty i skały), drewno, kompozyty i beton lub makroskopowo jednorodne, jak materiały plastyczne (metale), materiały kruche (szkło, ceramika), materiały półkruche oraz ośrodki ciekłe i gazowe. Źródłem EA są lokalne zmiany rozkładu wewnętrznej energii sprężystej w ośrodku na skutek bodźca zewnętrznego, którym mogą być naprężenia mechaniczne, zmiany termiczne na skutek tarcia lub reakcje chemiczne. Zapoczątkowane tym bodźcem procesy deformacyjne ośrodka powodują, że część zakumulowanej w ośrodku energii może być wypromieniowana w postaci fal sprężystych. Procesy deformacyjne przebiegają w skali mikro- i makroskopowej, powodując w efekcie emisję sygnału akustycznego w postaci ciągu impulsów o bardzo zróżnicowanej amplitudzie. Od rodzaju procesu zachodzącego w ośrodku zależy struktura czasowa sygnału EA. W przypadku tzw. emisji dyskretnej są to grupy pojedynczych impulsów o stosunkowo dużej amplitudzie, natomiast w przypadku tzw. emisji ciągłej mamy do czynienia z ciągiem impulsów o zbliżonych, ale małych amplitudach, których czas trwania jest większy niż przerwy pomiędzy poszczególnymi impulsami.

Źródła EA można sklasyfikować pod względem rodzaju zachodzącego w ośrodku procesu:

- ruch grup dyslokacji i wakansów w sieci krystalicznej. Procesowi temu towarzyszy ciągła EA o małej amplitudzie poszczególnych impulsów. W jednostkach względnych amplituda przyjmuje wartości 1-10.

- przejścia fazowe związane ze zmianą mikrostruktury materiału. Dotyczy głównie metali i charakteryzuje się

ciągłą EA, o amplitudach względnych 5-1000.

- reakcje chemiczne, którym towarzyszą lokalne zmiany faz i temperatury lub wydzielanie pęcherzyków gazu. Z reguły występuje ciągła EA.

- wyładowania elektryczne w ośrodkach ciekłych i gazowych. Proces charakteryzuje ciągła EA.

- tarcie wewnętrzne związane z przesunięciem warstw ośrodka. W zależności od rodzaju ośrodka powstaje EA o charakterze ciągłym lub dyskretnym.

- formowanie i rozprzestrzenianie się mikropęknięć i dyslokacji w materiałach plastycznych. Występuje dyskretna EA o dużej amplitudzie, w jednostkach względnych 20-1000.

- powstawanie i wydłużanie mikropęknięć i makropęknięć w materiałach kruchych. EA ma charakter dyskretny.

2. PROPAGACJA SYGNAŁU EMISJI AKUSTYCZNEJ W NIEOGRANICZONYCH PŁYTACH.

W ośrodku sprężystym impuls EA wytworzony przez źródło, którego modelem może być siła skupiona, propaguje się w postaci dylatacyjnych i ścinających fal sprężystych. Na granicy ośrodka, którym jak w przypadku nieograniczonej płyty są dwie równoległe płaszczyzny, następują wielokrotne odbicia tych fal, a także wielokrotna refrakcja. W uogólnionej teorii promieni, której rozwój został zapoczątkowany monograficznymi pracami Ewinga [1] i Brekhovskikha [2], analizuje się osobno każdą z dróg propagacji sygnału EA od źródła do punktu obserwacji (tzw. ścieżka promienia). W rozwiązaniu tego zagadnienia uzyskuje się szereg całek, z których każda reprezentuje inny promień. Przybliżone obliczenie tych całek umożliwia metoda Cagniarda'a [3].

Rozwiązanie zagadnienia propagacji sygnału EA w nieograniczonych płytach budowane jest wielostopniowo: dla przestrzeni, półpłaszczyzny i płyty (Pao, Gajewski [4], Pao, Gajewski, Caranoglu [5], Ceranoglu, Pao [6]). Wykorzystywany w tym rozwiązaniu formalizm matematyczny umożliwia

rozdzielenie poszczególnych elementów zjawiska, takich jak: charakterystyka źródła i odbiornika, wielokrotne odbicia fal, oraz przesunięcia fazowe pomiędzy poszczególnymi składowymi odbić. W modelu matematycznym zostały one opisane za pomocą funkcji źródła i odbiornika, współczynników odbicia poszczególnych rodzajów fal oraz funkcji fazowych. Taki zapis umożliwia numeryczne wyznaczenie wielkości mierzonej w punkcie obserwacji z uwzględnieniem wielokrotnych odbić i transformacji fal.

2.1. Rozwiązanie zagadnienia dla przestrzeni nieograniczonej

Rozważmy jednorodny ośrodek sprężysty, w którym wektor $u(x, t)$ opisuje przemieszczenie cząstki położonej w punkcie $x(x, y, z)$ w chwili t . Przemieszczenie u spełnia równanie ruchu

$$(\lambda + \mu)\nabla\nabla \cdot u + \mu\nabla^2 u + \rho F = \rho \partial^2 u / \partial t^2. \quad (2.1)$$

W równaniu tym ρ to gęstość ośrodka, λ i μ to stałe Lamego, natomiast F to siła na jednostkę masy. Równanie (2.1) można rozwiązać wprowadzając dwa potencjały przemieszczenia, skalarny φ i wektorowy Ψ , oraz dwa potencjały siły, skalarny b i wektorowy B . W ten sposób uzyskuje się dwa równania:

$$u = \nabla\varphi + \nabla\times\Psi, \quad (2.2)$$

$$F = \nabla b + \nabla\times B. \quad (2.3)$$

Równania te po przekształceniach można sprowadzić do postaci:

$$c^2\nabla^2\varphi + b = \partial^2\varphi/\partial t^2, \quad c = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}, \quad (2.4)$$

$$C^2\nabla^2\Psi + B = \partial^2\Psi/\partial t^2, \quad C = \sqrt{\mu/\rho}. \quad (2.5)$$

Wielkości c i C to odpowiednio prędkości rozchodzenia się

fali dylatacyjnej (fala P) oraz fali ścinającej (fala S). Z równań (2.4) i (2.5) wynika ważny wniosek dla dalszych rozważań, a mianowicie: gdy w jakimś miejscu ośrodka powstanie zaburzenie, to na ogół z tego miejsca rozchodzą się równocześnie i niezależnie od siebie dwie fale: dylatacyjna i ścinająca.

We współrzędnych kartezjańskich składowe wektorów u i F określają zależności:

$$u_x = \partial\varphi/\partial x + \partial\psi_z/\partial y - \partial\psi_y/\partial z, \quad \dots, \quad (2.6)$$

$$F_x = \partial b/\partial x + \partial B_z/\partial y - \partial B_y/\partial z, \quad \dots, \quad (2.7)$$

natomiast równanie (2.5) redukuje się do trzech równań skalarnych

$$C^2\nabla^2\psi_x + B_x = \partial^2\psi_x/\partial t^2, \quad \dots, \quad (2.8)$$

gdzie $u = [u_x, u_y, u_z]$, $F = [F_x, F_y, F_z]$, $B = [B_x, B_y, B_z]$ oraz $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$.

We współrzędnych cylindrycznych (r, θ, z) składowe wektora Ψ określają dwie niezależne funkcje ψ i χ ,

$$\Psi = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial\psi}{\partial\theta}, -\frac{\partial\psi}{\partial r}, \chi \right], \quad (2.9)$$

gdzie ψ i χ są rozwiązaniami równań falowych:

$$C^2\nabla^2\psi = \partial^2\psi/\partial t^2, \quad C^2\nabla^2\chi = \partial^2\chi/\partial t^2, \quad (2.10)$$

natomiast operator ∇^2 ma postać

$$\nabla^2 = \partial^2/\partial r^2 + r^{-1}\partial/\partial r + r^{-2}\partial^2/\partial\theta^2 + \partial^2/\partial z^2. \quad (2.11)$$

We współrzędnych cylindrycznych składowe wektora u wyrażone poprzez funkcje φ , ψ i χ mają postać:

$$u_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r \partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial \theta}, \quad u_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta \partial z} - \frac{\partial \chi}{\partial r}, \quad (2.12)$$

$$u_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}. \quad (2.13)$$

Dla przebiegów nieustalonych w czasie do przekształcenia równań (2.4) i (2.5) wykorzystuje się transformatę Laplace'a:

$$\bar{f}(x, s) = \int_0^{\infty} f(x, t) e^{-st} dt, \quad (2.14)$$

$$f(x, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{Br} \bar{f}(x, s) e^{st} ds, \quad (2.15)$$

gdzie Br oznacza kontur Bromwiche'a na płaszczyźnie zespolonej s , który jest linią równoległą do osi urojonej dla dla stałej, dodatniej, rzeczywistej wartości s .

Rozwiązanie ogólne dla przemieszczenia u w przestrzeni nieograniczonej uzyskuje się z równań skalarnych (2.4), (2.8) lub (2.10). Warunki początkowe dla przemieszczenia u są postaci: $u = \partial u / \partial t = 0$ dla $t = 0$, skąd wynika, że

$$\varphi = \partial \varphi / \partial t = 0, \quad \Psi = \partial \Psi / \partial t = 0 \quad \text{dla } t = 0. \quad (2.16)$$

2.1.1. Płaski stan odkształceń

Jeżeli założymy, że $u = [u_x, 0, u_z]$ oraz brak zależności pozostałych wielkości od zmiennej y , to składowe przemieszczenia określone są przez dwie funkcje $\varphi(x, z, t)$ i $\Psi = [0, \psi(x, z, t), 0]$. Warunki te określają tzw. *płaski stan odkształceń*. Rozwiązanie tak sformułowanego zagadnienia można otrzymać stosując najpierw przekształcenie Laplace'a do równania (2.4) oraz drugiego z równań (2.8). Stąd uzyskuje się

$$c^2 \nabla^2 \bar{\varphi} - s^2 \bar{\varphi} = -\bar{b}, \quad C^2 \nabla^2 \bar{\psi} - s^2 \bar{\psi} = -\bar{B}, \quad (2.17)$$

gdzie $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2$. Po zastosowaniu do równań (2.17) przekształcenia Fouriera

$$\tilde{\varphi}(\xi, z, s) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\varphi}(x, z, s) e^{-is\xi x} dx, \quad (2.18)$$

$$\bar{\varphi}(x, z, s) = \frac{s}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varphi}(\xi, z, s) e^{-is\xi x} d\xi, \quad (2.19)$$

uzyskuje się rozwiązania dla $\tilde{\varphi}$ i $\tilde{\psi}$ w postaci:

$$\tilde{\varphi}(\xi, z, s) = A(\xi, s) e^{-s\eta z} + B(\xi, s) e^{s\eta z} + \tilde{\varphi}_0, \quad (2.20)$$

$$\tilde{\psi}(\xi, z, s) = C(\xi, s) e^{-s\zeta z} + D(\xi, s) e^{s\zeta z} + \tilde{\psi}_0, \quad (2.21)$$

gdzie $\tilde{\varphi}_0$ i $\tilde{\psi}_0$ to rozwiązania szczególne; A , B , C i D to nieznanne współczynniki oraz

$$\eta = \left[\xi^2 + c^{-2} \right]^{1/2}, \quad \zeta = \left[\xi^2 + C^{-2} \right]^{1/2}, \quad (2.22)$$

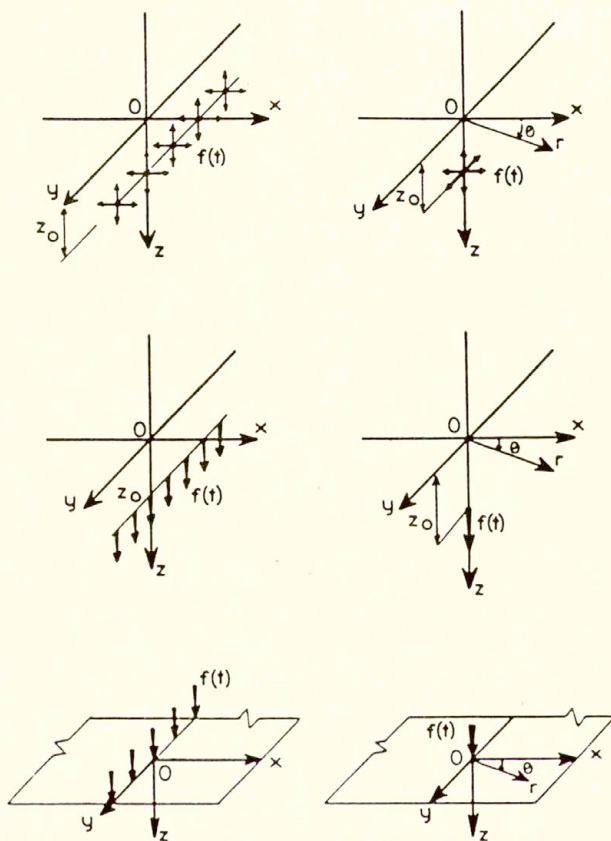
które mają wymiar odwrotności prędkości. Potencjały $\bar{\varphi}$ i $\bar{\psi}$ określają więc zależności

$$\bar{\varphi}(x, z, s) = \bar{\varphi}_0 + \frac{s}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[A e^{-s\eta z} + B e^{s\eta z} \right] e^{is\xi x} d\xi, \quad (2.23)$$

$$\bar{\psi}(x, z, s) = \bar{\psi}_0 + \frac{s}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[C e^{-s\zeta z} + D e^{s\zeta z} \right] e^{is\xi x} d\xi. \quad (2.24)$$

Wzory (2.23) i (2.24) przedstawiają ogólne rozwiązanie równań (2.17). We wzorach tych rozwiązania szczególne $\bar{\varphi}_0$ i $\bar{\psi}_0$ zależą od rodzaju siły wymuszającej drgania sprężyste,

natomiast współczynniki A , B , C i D zależą od warunków brzegowych. Rozważmy trzy różne rodzaje źródeł. Dla płaskiego stanu odkształceń będą one miały postać źródeł liniowych.



Rys. 1. Źródła liniowe i punktowe.

(A) Źródło liniowe o charakterze eksplozji w nieograniczonym ośrodku

Teoretyczny model takiego źródła określają zależności

$$b = f(t)\delta(x)\delta(z - z_0), \quad B = [0, 0, 0]. \quad (2.25)$$

We wzorze tym $\delta(\cdot)$ to funkcja delta Diraca, natomiast $f(t)$ to funkcja określająca przebieg czasowy eksplozji (Rys. 1)

(B) Źródło liniowe sił poprzecznych wewnątrz ośrodka

W przypadku takiego źródła (Rys. 1)

$$\text{dla } z \geq z_0, \quad \tau_{zz} = -\frac{1}{2} \delta(x)f(t) \quad \text{i} \quad u_x = 0 \quad \text{dla } z = z_0; \quad (2.26)$$

$$\text{dla } z \leq z_0, \quad \tau_{zz} = +\frac{1}{2} \delta(x)f(t) \quad \text{i} \quad u_x = 0 \quad \text{dla } z = z_0,$$

gdzie τ_{zz} to składowa tensora naprężeń.

(C) Źródło liniowe sił poprzecznych na powierzchni ośrodka

Dla takiego źródła (Rys. 1) warunki brzegowe są następujące ($z \geq 0$)

$$\tau_{zz} = -\delta(x)f(t) \quad \text{i} \quad \tau_{zx} = 0 \quad \text{dla } z = 0. \quad (2.27)$$

Rozwiązania dla potencjałów $\bar{\varphi}$ i $\bar{\psi}$ w przypadku wszystkich trzech rodzajów źródeł można przedstawić w postaci:

$$\bar{\varphi}(x, z, s) = s \int_{-\infty}^{\infty} \bar{F}(s) S_p(\xi) e^{s(i\xi x - \eta_1 z - z_0)} d\xi, \quad (2.28)$$

$$\bar{\psi}(x, z, s) = s \int_{-\infty}^{\infty} \bar{F}(s) S_V(\xi) e^{s(i\xi x - \xi_1 z - z_0)} d\xi, \quad (2.29)$$

gdzie S_p i S_V to odpowiednio funkcje źródła dla fali dylatacyjnej P i fali ścinającej o polaryzacji poprzecznej (fala typu SV). Funkcje S_p i S_V oraz funkcję $\bar{F}(s)$ dla wszystkich trzech rodzajów źródeł zestawiono w Tablicy I.

TABLICA I

FUNKCJE $S_p(\xi)$, $S_V(\xi)$ i $\bar{F}(s)$ DLA ŹRÓDEŁ LINIOWYCH I PUNKTOWYCH^a

Rodzaj źródła	$\bar{F}(s)$	$S_p(\xi)$	S_V
Linia lub punkt eksplozji	$\frac{\bar{f}(s)}{4\pi c^2 s}$	$\frac{1}{\eta}$	
Linia lub punkt siły poprzecznej:			
- w objętości ośrodka	$\frac{\bar{f}(s)}{4\pi s^2 \rho}$	$-\epsilon$	
- na powierzchni ośrodka	$\frac{\bar{f}(s)}{2\pi s^2 \mu}$	$\frac{\xi^2 + \zeta^2}{\Delta_r(\xi)}$	$-\frac{i}{\Delta}$

^a $\epsilon = \pm 1$, jeżeli promień jest w kierunku $\pm z$.

$$\Delta_r(\xi) = 4\eta\xi\xi^2 - (\xi^2 + \zeta^2)^2.$$

$\bar{f}(s)$ to transformata Laplace'a funkcji $f(t)$.

^b Współczynnik i należy pominąć dla źródła punktowego.

2.1.2. Antypłaski stan odkształceń

Wektor przemieszczenia w takim przypadku posiada tylko jedną składową $u = [0, u_y, (x, z, t), 0]$ oraz $\varphi = 0$ i $\Psi = [0, 0, \psi_z(x, z, t)]$. W rozwiązaniu pojawia się fala ścinająca typu SH, która w przeciwieństwie do fali typu SV posiada polaryzację poziomą. Własności tej fali zostaną dokładniej

omówione w rozdziale 2.3.

2.1.3. Osiowo-symetryczny stan odkształceń

Dla ruchu falowego symetrycznego względem osi z , składowe przemieszczenia w układzie współrzędnych cylindrycznych (r, θ, z) są niezależne od zmiennej θ . Przy braku rotacji wektor $u = [u_r, 0, u_z]$ określają dwa potencjały $\varphi(r, z, t)$ i $\psi(r, z, t)$ oraz $\chi = 0$, występujące we wzorach (2.12) i (2.13). Transformaty Laplace'a tych wielkości: $\bar{\varphi}$ i $\bar{\psi}$, spełniają równania falowe (2.17), w których $\nabla^2 = \partial^2/\partial r^2 + (1/r)\partial/\partial r + \partial^2/\partial z^2$. Po zastosowaniu do tych równań przekształcenia Hankela:

$$\hat{\varphi}(\xi, z, s) = \int_0^{\infty} \bar{\varphi}(r, z, s) J_0(s\xi r) r dr, \quad (2.30)$$

$$\bar{\varphi}(r, z, s) = s^2 \int_0^{\infty} \hat{\varphi}(\xi, z, s) J_0(s\xi r) \xi d\xi, \quad (2.31)$$

gdzie $J_0(\cdot)$ to funkcja Bessela zerowego rzędu, uzyskuje się rozwiązania w postaci:

$$\hat{\varphi}(\xi, z, s) = A(\xi, s) e^{-s\eta z} + B(\xi, s) e^{s\eta z} + \hat{\varphi}_0, \quad (2.32)$$

$$\hat{\psi}(\xi, z, s) = -\frac{C(\xi, s)}{s\xi} e^{-s\xi z} - \frac{D(\xi, s)}{s\xi} e^{-s\xi z} + \hat{\psi}_0, \quad (2.33)$$

gdzie η i ξ to wielkości ze wzoru (2.22), $\hat{\varphi}_0$ i $\hat{\psi}_0$ to rozwiązania szczególne oraz A , B , C i D to nieznanne współczynniki. Po zastosowaniu odwrotnej transformaty Hankela uzyskuje się

$$\bar{\varphi}(r, z, s) = \bar{\varphi}_0 + s^2 \int_0^{\infty} [A e^{-s\eta z} + B e^{s\eta z}] J_0(s\xi r) \xi d\xi, \quad (2.34)$$

$$\bar{\psi}(r, z, s) = \bar{\psi}_0 - s^2 \int_0^{\infty} \frac{1}{s\xi} \left[C e^{-s\xi z'} + D e^{s\xi z} \right] J_0(s\xi r) \xi \, d\xi. \quad (2.35)$$

Rozwiązania szczególne $\bar{\psi}_0$ i $\bar{\psi}$, tak jak poprzednio, zależą od rodzaju siły wymuszającej drgania sprężyste, natomiast współczynniki A , B , C i D od warunków brzegowych. Rozważmy trzy różne rodzaje źródeł. Dla osiowo-symetrycznego stanu odkształceń będą one miały postać źródeł punktowych.

(A) Źródło punktowe o charakterze eksplozji w nieograniczonym ośrodku

Teoretyczny model takiego źródła określają zależności (Rys. 1)

$$b = f(t)\delta(z - z_0)\delta(r)/2\pi r, \quad B = [0, 0, 0]. \quad (2.36)$$

(B) Źródło siły skupionej wewnątrz ośrodka

W przypadku takiego źródła (Rys. 1)

$$\text{dla } z \geq z_0, \quad \tau_{zz} = -\frac{1}{2} f(t)\delta(r)/2\pi r \text{ i } u_r = 0 \text{ dla } z = z_0; \quad (2.37)$$

$$\text{dla } z \leq z_0, \quad \tau_{zz} = \frac{1}{2} f(t)\delta(r)/2\pi r \text{ i } u_r = 0 \text{ dla } z = z_0.$$

(C) Siła poprzeczna na powierzchni ośrodka

$$\tau_{zz} = -f(t)\delta(r)/2\pi r \quad \text{i} \quad \tau_{rz} = 0 \quad \text{dla} \quad z = 0. \quad (2.38)$$

Rozwiązania dla potencjałów $\bar{\varphi}$ i $\bar{\psi}$ w przypadku wszystkich trzech rodzajów źródeł można przedstawić w postaci:

$$\bar{\varphi}(r, z, s) = s^2 \int_0^{\infty} \bar{F}(s) S_p(\xi) e^{-s\eta_1 z - z_0} J_0(s\xi r) \xi \, d\xi, \quad (2.39)$$

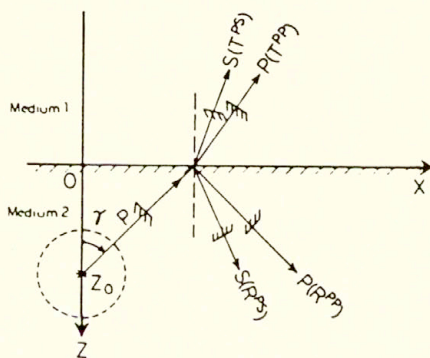
$$\bar{\psi}(r, z, s) = -s^2 \int_0^{\infty} \frac{\bar{F}(s)}{s\xi} S_V(\xi) e^{-s\xi|z - z_0|} J_0(s\xi r) \xi d\xi, \quad (2.40)$$

gdzie S_p i S_V to funkcje źródła zestawione w Tabelicy I.

Przedstawione w tym rozdziale teoretyczne rozważania dotyczące emisji i propagacji fal sprężystych dla płaskiego i osiowo-symetrycznego stanu naprężeń w nieograniczonym ośrodku są klasycznymi zagadnieniami elastodynamiki. Uzyskane rozwiązania mają postać transformat Laplace'a potencjałów przemieszczenia φ i ψ . Transformaty odwrotne można wyznaczyć wykorzystując metodę Cadniarde'a [3]. Rozwiązania te zostaną wykorzystane przy analizie propagacji fal sprężystych w półprzestrzeni i nieograniczonej płycie.

2.2. Rozwiązanie zagadnienia dla półprzestrzeni

Rozważmy dwa graniczące ze sobą ośrodki sprężyste (Rys. 2).



Rys. 2. Odbicie i transmisja fali płaskiej na granicy ośrodków.

Założmy, że w ośrodku 2 w miejscu określonym przez współrzędne $x = 0$ i $z = z_0$ występuje źródło liniowe, czyli

płaski stan odkształceń (Zob. podrozdział 2.1.1) Rozwiązanie zagadnienia propagacji fali sprężystej w ośrodku 2 polega na wyznaczeniu współczynników A , B , C i D z równań (2.28) i (2.29) przy warunkach brzegowych

$$(u_x)_1 = (u_x)_2, \quad (u_z)_1 = (u_z)_2, \quad \text{dla } z = 0, \quad (2.41)$$

$$(\tau_{zx})_1 = (\tau_{zx})_2, \quad (\tau_{zz})_1 = (\tau_{zz})_2, \quad \text{dla } z = 0, \quad (2.42)$$

gdzie indeksy określają numer ośrodka, u_x i u_z to składowe wektora przemieszczenia, natomiast τ_{zx} i τ_{zz} to składowe tensora naprężeń. Jedną z metod stosowanych do obliczenia tych współczynników jest uogólniona teoria promieni (Knopoff [7], Spencer [8]).

2.2.1. Odbicie i transmisja fal cylindrycznych

Załóżmy, że źródło liniowe wytwarza równocześnie falę dylatacyjną P i falę ścinającą typu SV . Zgodnie z (2.28) i (2.29) transformaty Laplace'a potencjałów fal bezpośrednich ψ_0 i ψ_0 są postaci:

$$\bar{\psi}_0(x, z, s) = s\bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} S_{P2}(\xi) e^{s(i\xi x - \eta_2 |z - z_0|)} d\xi, \quad (2.43)$$

$$\bar{\psi}_0(x, z, s) = s\bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} S_{V2}(\xi) e^{s(i\xi x - \zeta_2 |z - z_0|)} d\xi, \quad (2.44)$$

gdzie $\eta_2 = (\xi^2 + c_2^{-2})^{1/2}$ i $\zeta_2 = (\xi^2 + C_2^{-2})^{1/2}$ oraz $\bar{F}(s)$, S_{P2} i S_{V2} to funkcje zestawione w Tablicy I. Rozwiązania powyższe reprezentują fale cylindryczne rozchodzące się równoległe do osi y z prędkościami c_2 i C_2 ze źródła położonego dla $z = z_0$. Wyrażenia podcałkowe we wzorach (2.43) i (2.44) odpowiadają bowiem transformacie Laplace'a funkcji opisujących rozchodzenie się fal płaskich o amplitudach $S_P(\xi)$ i $S_V(\xi)$. Superpozycja fal płaskich

propagujących się równocześnie we wszystkich kierunkach (całkowanie względem ξ), daje więc w efekcie falę cylindryczną.

Załóżmy, że źródło wytwarza tylko falę cylindryczną typu P. Składowa płaska tej fali odbijając się od granicy ośrodków powoduje wytworzenie dwóch płaskich fal odbitych typu P i SV w ośrodku 2 oraz dwóch płaskich fal wnikających typu P i SV w ośrodku 1 (Rys. 2). Jeżeli zdefiniujemy współczynnik odbicia jako stosunek potencjału fali odbitej do potencjału fali padającej, to w analizowanym przypadku mamy dwa współczynniki: R^{PP} (fala odbita jest falą P) i R^{PV} (fala odbita jest falą SV). Analogiczne wielkości dla fal wnikających to współczynniki transmisji T^{PP} i T^{PV} .

Dla cylindrycznej fali padającej $\bar{\varphi}_0$, fale odbite typu P i SV o potencjałach $\bar{\varphi}_2$ i $\bar{\psi}_2$ są superpozycją składowych płaskich:

$$\bar{\varphi}_2 = s\bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} S_{P2} R^{PP} e^{s(i\xi x - \eta_2 z - \eta_2 z_0)} d\xi, \quad (2.45)$$

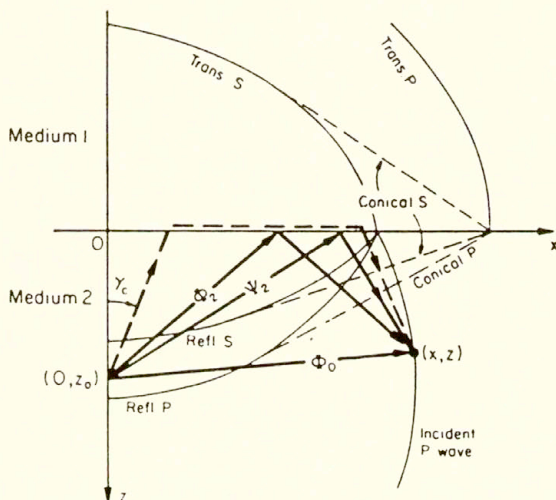
$$\bar{\psi}_2 = s\bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} S_{P2} R^{PV} e^{s(i\xi x - \zeta_2 z - \eta_2 z_0)} d\xi, \quad (2.46)$$

zatem w ośrodku 2 potencjały dla fal typu P i SV to odpowiednio $\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_2$ oraz $\bar{\psi}_2$. Dla fal wnikających do ośrodka 1 superpozycja składowych płaskich daje dwie fale cylindryczne o potencjałach $\bar{\varphi}_1$ i $\bar{\psi}_1$:

$$\bar{\varphi}_1 = s\bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} S_{P2} T^{PP} e^{s(i\xi x + \eta_1 z - \eta_2 z_0)} d\xi, \quad (2.47)$$

$$\bar{\psi}_1 = s\bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} S_{P2} T^{PV} e^{s(i\xi x + \zeta_1 z - \eta_2 z_0)} d\xi. \quad (2.48)$$

W uogólnionej teorii promieni każda całka występująca we wzorach (2.43-2.48) jako superpozycja wszystkich składowych płaskich nazywana jest "promieniem". Zgodnie z tą zasadą potencjał $\bar{\varphi}_0$ to tzw. "promień padający" lub "promień źródła", potencjały $\bar{\psi}_2$ i $\bar{\psi}_1$ to "promienie odbite", natomiast $\bar{\varphi}_1$ i $\bar{\psi}_1$ to "promienie wnikające". Jak wykazał Spencer [8], rozwiązania (2.45-2.48) spełniają na granicy warunki brzegowe. Współczynniki odbicia R^{PP} i R^{PV} oraz współczynniki transmisji T^{PP} i T^{PV} pomnożone przez $s\bar{F}(s)S_{P2} \exp(-s\eta_2 z_0)$, to odpowiednio współczynniki A_2 i C_2 oraz B_1 i D_1 w równaniach (2.23) i (2.24). Wielkości B_2 , D_2 , A_1 i C_1 są równe zero, ponieważ ośrodek 2 jest nieograniczony w kierunku osi z , natomiast ośrodek 1 w kierunku $-z$.



Rys. 3. Fale padające, odbite i refrakcyjne w przypadku, gdy $c_1 > c_2 > c_1 > c_2$, wg [4].

W przypadku, gdy źródło emituje tylko falę ścinającą typu SV, w równaniach (2.45-2.48) należy podstawić ζ_2 zamiast ξ_2 , S_{V2} zamiast S_{P2} (Tablica I) oraz zmienić

współczynniki R^{PP} , R^{PV} , T^{PP} i T^{PV} na: R^{VV} (fala odbita SV), R^{VP} (fala odbita P), T^{VV} (fala wnikająca SV) i T^{VP} (fala wnikająca P).

Jeżeli w ośrodku 2 w miejscu (x, z) znajduje się punkt obserwacji (obiornik) to dla każdego promienia można określić najkrótszą z dróg propagacji pomiędzy źródłem a odbiornikiem (Rys. 3).

W sytuacji, gdy prędkości rozchodzenia się fal typu P i SV w ośrodku 1 są większe niż w ośrodku 2 ($c_1 > c_2 > C_1 > C_2$), to na granicy następuje refrakcja składowych płaskich fal wnikających dla kątów padania większych niż kąt krytyczny γ_c

$$\begin{aligned} \gamma_c &= \sin^{-1}(c_2/c_1) && \text{dla fali P,} \\ & && (2.49) \\ \gamma_c &= \sin^{-1}(C_2/C_1) && \text{dla fali SV.} \end{aligned}$$

Fale refrakcyjne rozchodzące się wzdłuż "promienia refrakcji" do odbiornika (na Rys. 3 odcinki oznaczone za pomocą linii przerywanej) mają większą prędkość propagacji niż fale w ośrodku 2, i mogą dla pewnych kątów γ_c docierać prędzej do odbiornika niż fale odbite. W przypadku ogólnym istnienie "promienia refrakcji" zależy nie tylko od stosunku prędkości rozchodzenia się fal w obu ośrodkach, ale także od położenia źródła i odbiornika.

2.2.2. Funkcje odbiornika

Znając postacie funkcji $\bar{\varphi}$ i $\bar{\psi}$ dla każdego typu fali można wyznaczyć przemieszczenia i naprężenia dla danego promienia. Przykładowo, przemieszczenia wzdłuż promieni odbitych typu P-P i P-SV są postaci:

$$\bar{u}_{x2} = s\bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} s S_{P2} R^{PP} e^{-s(\eta_2 z_0 + \eta_2 z) + i s \xi x(i\xi)} d\xi$$

$$+ s\bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} s S_{P_2} R^{PV} e^{-s(\eta_2 z_0 + \zeta_2 z) + i s \xi x(\zeta_2)} d\xi. \quad (2.50)$$

$$\bar{u}_{z2} = s\bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} s S_{P_2} R^{PP} e^{-s(\eta_2 z_0 + \eta_2 z) + i s \xi x(-\eta_2)} d\xi$$

$$+ s\bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} s S_{P_2} R^{PV} e^{-s(\eta_2 z_0 + \zeta_2 z) + i s \xi x(i\xi)} d\xi.$$

Wielkości $i\xi$, ζ_2 i $-\eta_2$ umieszczone w nawiasach określają tzw. *funkcje odbiornika* dla przemieszczeń w przypadku, gdy odbiornik położony jest wewnątrz ośrodka 2. Podobne funkcje można również wyznaczyć dla innych wielkości np. prędkości czy naprężeń. Niektóre z tych funkcji zestawiono w Tabelicy II.

Jeżeli źródło emituje równocześnie fale typu P i SV to mamy cztery promienie odbite: P-P, P-SV, SV-P i SV-SV. Funkcje odbiornika są jednak takie same dla obu rodzajów fal, z wyjątkiem sytuacji gdy odbiornik leży na powierzchni swobodnej. W takim przypadku wszystkie promienie wnikające do ośrodka 1 znikają, a promienie odbite pokrywają się z promieniem źródła. Po podstawieniu $z = 0$ w równaniach (2.50) i uwzględnieniu składowych przemieszczenia fali bezpośredniej uzyskuje się

$$\bar{u}_x(x, 0, s) = s^2 \bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} S_{P_2} [i + i\xi R^P + \zeta_2 R^{PV}] e^{s(i\xi x - \eta_2 z_0)} d\xi \quad (2.51)$$

$$\bar{u}_z(x, 0, s) = s^2 \bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} S_{P_2} [-\eta_2 R^P + i\xi R^{PV}] e^{s(i\xi x - \eta_2 z_0)} d\xi,$$

dla źródła liniowego emitującego tylko falę typu P oraz

$$\bar{u}_x(x, 0, s) = s^2 \bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} S_{V2} [-i\xi R^V + \zeta_2 R^{VV}] e^{s(i\xi x - \zeta_2 z_0)} d\xi, \quad (2.52)$$

$$\bar{u}_z(x, 0, s) = s^2 \bar{F}(s) \int_{-\infty}^{\infty} S_{V2} [-\eta_2 R^V + i\xi R^{VV}] e^{s(i\xi x - \zeta_2 z_0)} d\xi,$$

dla źródła liniowego emitującego tylko falę typu SV. Wyrażenia w nawiasach kwadratowych określają tzw. *funkcje odbiornika na powierzchni*. Funkcje te dla obu rodzajów fal zestawiono w Tabelicy II.

TABLICA II
FUNKCJE ODBIORNIKA DLA PŁASKIEGO STANU NAPRĘŻEN^a

Przemieszczenie lub naprężenie	Fala P	Fala SV
Odbiornik wewnątrz ośrodka		
\bar{u}_z	$-\epsilon\eta$	$i\xi$
\bar{u}_x	$i\xi$	$\epsilon\xi$
$\bar{\tau}_{zz}$	$\mu(\zeta^2 + \xi^2)$	$-2\mu\epsilon(i\xi)\zeta$
$\bar{\tau}_{xx}$	$\mu(\zeta^2 - \xi^2 - 2\eta^2)$	$2\mu\epsilon(i\xi)\zeta$
$\bar{\tau}_{zx}$	$-2\mu\epsilon(i\xi)\eta$	$-\mu(\zeta^2 + \xi^2)$
Odbiornik na powierzchni		
\bar{u}_z	$\eta - \eta R^{PP} + i\xi R^{PV}$	$i\xi - \eta R^{VP} + i\xi R^{VV}$
\bar{u}_x	$i\xi + i\xi R^{PP} + \zeta R^{PV}$	$-\zeta + i\xi R^{VP} + \zeta R^{VV}$

^a $\epsilon = \pm 1$, jeżeli promień jest w kierunku $\pm z$, przy wielkościach η , μ i ζ pominięto indeks 2.

2.2.3. Odbicie i transmisja fal kulistych

Dla ruchu falowego symetrycznego względem osi z , wszystkie wielkości opisujące pole sprężyste są niezależne od zmiennej θ . Jak wynika z rozważań w podrozdziale 2.1.3, wektor przemieszczenia $u = [u_r, 0, u_z]$ zależy w tym przypadku od dwóch potencjałów $\varphi(r, z, t)$ i $\psi(r, z, t)$. Transformaty Laplace'a tych potencjałów: $\bar{\varphi}(r, z, s)$ i $\bar{\psi}(r, z, s)$, są rozwiązaniami równań (2.34) i (2.35), w których współczynniki A, B, C i D zależą od warunków brzegowych. Dla płaskiej granicy rozdziału pomiędzy ośrodkami 1 i 2 warunki te mają postać (2.43) i (2.44), gdzie zamiast τ_{zx} i u_x należy podstawić τ_{zx} i u_x . Ponieważ z równań (2.30), (2.31), (2.20) i (2.21) wynika, że zależność od współrzędnej z potencjałów $\hat{\varphi}$ i $\hat{\psi}$ jest taka sama jak potencjałów $\tilde{\varphi}$ i $\tilde{\psi}$, więc w przypadku osiowo-symetrycznym występują dokładnie takie same promienie co dla płaskiego stanu naprężeń (Rys. 2). Przykładowo dla źródła w punkcie $z = z_0$ emitującego falę kulistą typu P i granicy rozdziału dla $z = 0$:

$$\bar{\varphi}_i(r, z, s) = s^2 \int_0^{\infty} \hat{\varphi}_i(\xi, z, s) J_0(s\xi r) \xi d\xi, \quad i = 1, 2, \quad (2.53)$$

$$\bar{\psi}_i(r, z, s) = -s^2 \int_0^{\infty} \frac{1}{s\xi} \hat{\psi}_i(\xi, z, s) J_0(s\xi r) \xi d\xi, \quad i = 1, 2, \quad (2.54)$$

gdzie

$$\hat{\varphi}_2 = \bar{F}(s) S_P(\eta_2) \left[e^{-s\eta_2 |z - z_0|} + R^{PP} e^{s(-\eta_2 z - \eta_2 z_0)} \right], \quad (2.55)$$

$$\hat{\psi}_2 = \bar{F}(s) S_P(\eta_2) R^{PV} e^{s(-\eta_2 z - \eta_2 z_0)}, \quad (2.56)$$

oraz

$$\hat{\varphi}_1 = \bar{F}(s) S_P(\eta_2) T^{PP} e^{s(-\eta_1 z - \eta_2 z_0)}, \quad (2.57)$$

$$\hat{\psi}_1 = \overline{F}(s) S_p(\eta_2) T^{PV} e^{S(-\zeta_1 z - \eta_2 z_0)}. \quad (2.58)$$

Pierwszy i drugi składnik we wzorze (2.55) to odpowiednio promień źródła i promień odbity dla fali typu P. Pozostałe równania reprezentują promień odbity dla fali typu SV oraz promienie wnikające. Wprowadzenie współczynnika $-1/s\xi$ w zależności (2.54) powoduje, że współczynniki odbicia i transmisji są takie same jak dla płaskiego stanu naprężeń.

Analogiczną postać mają równania dla źródła emitującego falę typu SV. Funkcje odbiornika dla przemieszczeń i naprężeń dla obu rodzajów fal zestawiono w Tablicy III.

TABLICA III

FUNKCJE ODBIORNIKA DLA OSIOWO-SYMETRYCZNEGO STANU NAPRĘŻEN^a

Przemieszczenie lub naprężenie	Fala P	Fala SV
\overline{u}_z	$-\epsilon\eta$	$-\xi$
\overline{u}_r	$-\xi$	$-\epsilon\xi$
$\overline{\tau}_{zz}$	$\mu(\zeta^2 + \xi^2)$	$2\mu\epsilon\xi\zeta$
$\overline{\tau}_{zr}$	$2\mu\epsilon\xi\eta$	$\mu(\zeta^2 + \xi^2)$
τ	$(3\lambda + 2\mu)/3c^2$	0

^a $\epsilon = \pm 1$, jeżeli promień jest w kierunku $\pm z$,
przy wielkościach c , η , μ i ζ pominięto indeks 2.

W Tablicy III wielkość τ oznacza naprężenie średnie

$$\tau = \frac{1}{3} (\tau_{rr} + \tau_{\theta\theta} + \tau_{zz}) = \left[\lambda + \frac{2}{3} \mu \right] \nabla^2 \varphi, \quad (2.59)$$

gdzie

$$\tau_{\theta\theta} = \frac{3\lambda}{3\lambda + 2\mu} \tau + 2\mu \frac{u_r}{r}, \quad \tau_{rr} = 3\tau - \tau_{\theta\theta} - \tau_{zz}. \quad (2.60)$$

2.3. Rozwiązanie zagadnienia dla płyty

Pole sprężyste wytwarzane w ośrodku przez dowolnie skierowaną siłę skupioną lub punktowe źródła niesymetryczne takie jak dipol, podwójna siła itp. wyznaczają trzy potencjały φ , ψ i χ [wzory (2.9-2.13)]. Na powierzchni rozdziału pomiędzy ośrodkami 1 i 2 dla dowolnych r i θ muszą być spełnione warunki ciągłości naprężeń τ_{zz} , τ_{zr} , $\tau_{z\theta}$ oraz ciągłości przemieszczeń u_r , u_θ i u_z . Oznacza to, że na granicy musi zachodzić ciągłość sześciu następujących wielkości:

$$\tau_{zz}: \quad \frac{\lambda}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + 2\mu \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^3 \psi}{\partial z \partial t^2} \right], \quad (2.61)$$

$$\tau_{zr}, \tau_{z\theta}: \quad \mu \left[2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \right], \quad \mu \frac{\partial \chi}{\partial z};$$

$$u_z: \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (2.62)$$

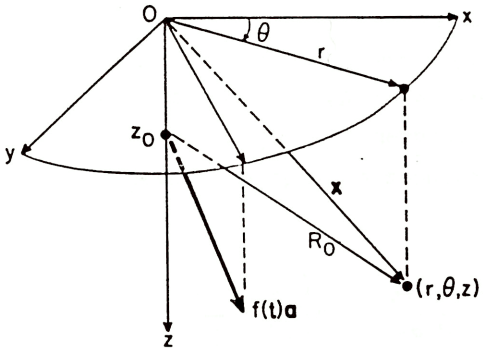
$$u_r, u_\theta: \quad \varphi + \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad \chi.$$

Na powierzchni swobodnej wszystkie wielkości występujące w (2.61) muszą być równe zero.

Jak wynika z równań (2.12) i (2.13), wektor przemieszczenia związany z potencjałem χ ma składowe $[r^{-1} \partial \chi / \partial \theta, -\partial \chi / \partial r, 0]$, czyli jest równoległy do powierzchni $z = \text{const.}$ Ruch falowy wynikający z istnienia tego wektora, to fala ścinająca SH o polaryzacji poziomej.

Na powierzchni rozdziału potencjał χ , co widać ze warunków brzegowych (2.61) i (2.62), jest niezależny od potencjałów φ i ψ . Oznacza to, że fala ścinająca typu SH po odbiciu od powierzchni rozdziału jest również falą typu SH. Podobną własność ma także fala wnikająca do ośrodka 1.

Załóżmy, że w punkcie $(0,0,z_0)$ wewnątrz ośrodka 2 występuje siła skupiona, której zależność od czasu określa funkcja $f(t)$. Kierunek tej siły jest zgodny z kierunkiem wektora jednostkowego \mathbf{a} (Rys. 4).



Rys. 4. Siła skupiona $f(t)\mathbf{a}$ położona w punkcie $(0,0,z_0)$.

Jeżeli przez \mathbf{e}_i ($i = 1,2,3$) oznaczymy wektory jednostkowe w układzie współrzędnych (x,y,z) a przez \mathbf{e}_r , \mathbf{e}_θ , \mathbf{e}_z wektory jednostkowe we współrzędnych cylindrycznych (r,θ,z) , to

$$\mathbf{a} = a_1\mathbf{e}_1 + a_2\mathbf{e}_2 + a_3\mathbf{e}_3 = a_r\mathbf{e}_r + a_\theta\mathbf{e}_\theta + a_z\mathbf{e}_z, \quad (2.63)$$

gdzie

$$a_r = a_1\cos\theta + a_2\sin\theta \quad a_\theta = -a_1\sin\theta + a_2\cos\theta, \quad a_z = a_3.$$

2.3.1. Funkcje źródła

Jeżeli $f(t)$ jest funkcją harmoniczną, $f(t) = \exp(-i\omega t)$, to równanie Helmholtza dla fal sprężystych przyjmuje postać:

$$\nabla^2\zeta(\mathbf{x}|\mathbf{x}_0, \omega) + k^2\zeta(\mathbf{x}|\mathbf{x}_0, \omega) = -4\pi\zeta\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0), \quad (2.64)$$

gdzie k to liczba falowa, $\mathcal{G}(\mathbf{x}|\mathbf{x}_0, \omega)$ to diada Greena, zaś \mathcal{J} to diada jednostkowa o własności $\mathcal{J}\cdot\mathbf{a} = \mathbf{a}$ dla dowolnego wektora \mathbf{a} . Rozwiązaniem tego równania jest diada (Morse, Feshbach [9])

$$\mathcal{G}(\mathbf{x}|\mathbf{x}_0, \omega) = \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \left\{ \frac{\omega^2}{C^2} \mathcal{J} g_{SV}(\mathbf{x}|\mathbf{x}_0, \omega) - \nabla[g_P(\mathbf{x}|\mathbf{x}_0, \omega) + g_{SV}(\mathbf{x}|\mathbf{x}_0, \omega)] \nabla \right\}, \quad (2.65)$$

gdzie

$$g_P(\omega) = \exp(i\omega R/c)/R, \quad g_{SV}(\omega) = \exp(i\omega R/C)/R, \quad (2.66)$$

oraz

$$R = [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2]^{1/2}.$$

Składowe diady $G_{mn}(\mathbf{x}|\mathbf{x}_0, \omega)$, $m = 1, 2, 3$, $n = 1, 2, 3$ reprezentują przemieszczenie w punkcie \mathbf{x} w kierunku osi x_n wywołane przez harmoniczną siłę skupioną przyłożoną w punkcie \mathbf{x}_0 w kierunku osi x_m . Jeżeli kierunek siły skupionej jest zgodny z kierunkiem wektora jednostkowego \mathbf{a} , to pole przemieszczeń w ośrodku opisuje wektor $\mathbf{u}_0(\omega)\exp(-i\omega t)$, gdzie

$$\mathbf{u}_0(\omega) = \mathcal{G}\cdot\mathbf{a} = \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \left\{ \frac{\omega^2}{C^2} \mathbf{a} g_{SV}(\omega) \nabla(\mathbf{a}\cdot\nabla)[g_P(\omega) - g_{SV}(\omega)] \right\}. \quad (2.67)$$

Na podstawie równania (2.67) można wyznaczyć transformatę Laplace'a przemieszczenia $\bar{\mathbf{u}}_0(\mathbf{x}, s)$ dla siły skupionej $f(t)\mathbf{a}$ działającej w punkcie $(0, 0, z_0)$

$$\bar{\mathbf{u}}_0(\mathbf{x}, s) = \frac{\bar{f}(s)}{4\pi\rho s^2} \left\{ \nabla(\mathbf{a}\cdot\nabla) g_P(s) - \left[\nabla(\mathbf{a}\cdot\nabla) - \frac{s^2}{C^2} \mathbf{a} \right] g_{SV}(s) \right\}, \quad (2.68)$$

gdzie

$$g_P(s) = \frac{e^{-sR_0/c}}{R_0} = s \int_0^\infty \frac{\xi}{\eta} e^{-s\eta|z - z_0|} J_0(s\xi r) \xi d\xi, \quad (2.69)$$

$$g_{SV}(s) = \frac{e^{-sR_0/C}}{R_0} = s \int_0^{\infty} \frac{\xi}{\zeta} e^{-s\xi|z - z_0|} J_0(s\xi r) \xi d\xi,$$

$$R_0 = [x^2 + y^2 + (z - z_0)^2]^{1/2}.$$

Ponieważ we współrzędnych cylindrycznych

$$\mathbf{a} \cdot \nabla = a_r \frac{\partial}{\partial r} + a_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} + a_z \frac{\partial}{\partial z}, \quad (2.70)$$

oraz funkcje $g_P(s)$ i $g_{SV}(s)$ są niezależne od współrzędnej θ , więc składowe wektora $\bar{u}_0(x, s)$ mają postać:

$$\begin{aligned} \bar{u}_{0r} &= \frac{\bar{f}(s)}{4\pi\rho s^2} \left[\left[a_r \frac{\partial^2}{\partial r^2} + a_z \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} \right] (g_P - g_{SV}) + a_r \frac{s^2}{C^2} g_{SV} \right] \\ \bar{u}_{0\theta} &= \frac{\bar{f}(s)}{4\pi\rho s^2} a_\theta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (g_P - g_{SV}) + \frac{s^2}{C^2} g_{SV} \right], \quad (2.71) \\ \bar{u}_{0z} &= \frac{\bar{f}(s)}{4\pi\rho s^2} \left[\left[a_r \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} + a_z \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] (g_P - g_{SV}) + a_z \frac{s^2}{C^2} g_{SV} \right] \end{aligned}$$

Wektor $\bar{u}_0(x, s)$ można również wyznaczyć ze wzorów (2.12) i (2.13), w których potencjały $\bar{\varphi}(x, s)$, $\bar{\psi}(x, s)$ i $\bar{\chi}(x, s)$ mają postać:

$$\begin{aligned} \bar{\varphi}_0(s) &= \frac{\bar{f}(s)}{4\pi\rho s^2} (\mathbf{a} \cdot \nabla) g_P = \\ &= a_z s^2 \bar{F}(s) \int_0^{\infty} S_P(\xi) e^{-s\eta|z - z_0|} J_0(s\xi r) \xi d\xi + \end{aligned}$$

$$+ a_r s^2 \bar{F}(s) \int_0^\infty S'_p(\xi) e^{-s\eta|z - z_0|} J_1(s\xi r) \xi d\xi, \quad (2.72)$$

$$\begin{aligned} \bar{v}_0(s) = & - a_z s^2 \bar{F}(s) \int_0^\infty S'_v(\xi) e^{-s\xi|z - z_0|} J_0(s\xi r) \xi d\xi + \\ & - a_r s^2 \bar{F}(s) \int_0^\infty S'_v(\xi) e^{-s\xi|z - z_0|} J_1(s\xi r) \xi d\xi, \quad (2.73) \end{aligned}$$

$$\bar{\chi}_0(s) = - a_\theta s^2 \bar{F}(s) \int_0^\infty S'_H(\xi) e^{-s\xi|z - z_0|} J_1(s\xi r) \xi d\xi, \quad (2.74)$$

gdzie $\bar{F}(s) = \bar{f}(s)/4\pi\rho s^2$. Funkcje źródła S_p , S'_p , S_v , S'_v i S_H zestawiono w Tabelicy IV. Jeżeli wektor a ma kierunek osi z , czyli $a_z = 1$, $a_r = a_\theta = 0$, to równania (2.72) i (2.73) redukują się do równań (2.39) i (2.40) dla osiowo-symetrycznego stanu naprężeń.

TABLICA IV
FUNKCJE ŹRÓDŁA DLA DOWOLNIE SKIEROWANEJ SIŁY SKUPIONEJ

Funkcje źródła		We wnętrzu ośrodka ^a	Na powierzchni ośrodka $z = 0$
$S(\xi)$	P	$-\epsilon$	$-1 + R^{PP} + (\xi/\zeta) R^{VP}$
	V	ξ/ζ	$(\xi/\zeta)(1 + R^{VV}) + R^{PV}$
$S'(\xi)$	P	$-\xi/\eta$	$-(\xi/\zeta)(1 + R^{PP}) - R^{VP}$
	V	ϵ	$1 - R^{VV} - (\xi/\eta) R^{PV}$
$S_H(\xi)$		$1/\zeta C^2$	$(1 + R^H)/(\zeta C^2)$

^a $\epsilon = \pm 1$, jeżeli promień jest w kierunku $\pm z$.

2.3.2. Promienie odbite w nieograniczonej płycie

Dla nieograniczonej płyty analiza dróg propagacji fal odbitych jest analogiczna, jak w przypadku półprzestrzeni (Część 2.2.1). Różnica polega na tym, że w płycie fale generowane przez źródło mogą propagować się wzdłuż wielu dróg odbijając się od obu powierzchni granicznych. Istnieje nieskończenie wiele grup promieni, które docierają do odbiornika. Są wśród nich wszystkie typy promieni występujących w półprzestrzeni oraz promienie powstające wskutek wielokrotnych odbić.

Jeżeli droga promienia pomiędzy źródłem a punktem obserwacji składa się z n segmentów, to potencjały $\bar{\varphi}$, $\bar{\psi}$ i $\bar{\chi}$ wzdłuż tej drogi określają zależności:

$$\begin{aligned} \bar{\varphi}(s) = & a_z s^2 \bar{F}(s) \int_0^{\infty} S \Pi e^{-sh(\xi, s)} J_0(s\xi r) \xi d\xi + \\ & + a_r s^2 \bar{F}(s) \int_0^{\infty} S' \Pi e^{-sh(\xi, s)} J_1(s\xi r) \xi d\xi, \end{aligned} \quad (2.75)$$

$$\begin{aligned} \bar{\psi}(s) = & - a_z s^2 \bar{F}(s) \int_0^{\infty} S \Pi e^{-sh(\xi, s)} J_0(s\xi r) \xi d\xi + \\ & - a_r s^2 \bar{F}(s) \int_0^{\infty} S' \Pi e^{-sh(\xi, s)} J_1(s\xi r) \xi d\xi, \end{aligned} \quad (2.76)$$

$$\bar{\chi}(s) = - a_{\theta} s^2 \bar{F}(s) \int_0^{\infty} S_{\Pi H} e^{-sh(\xi, s)} J_1(s\xi r) \xi d\xi. \quad (2.77)$$

Występująca w powyższych wzorach funkcja fazy $h(\xi, s)$ jest zdefiniowana następująco:

$$h(\xi, s) = \sum_{k=1}^n h_k (\xi^2 + q_k^2)^{1/2}, \quad (2.78)$$

gdzie n to ilość segmentów drogi promienia, h_k to rzut prostopadły k -tego segmentu na oś z , g_k to odwrotność prędkości rozchodzenia się fal typu P ($1/c$) lub fal typu SV i SH ($1/C$) oraz $\bar{F}(s) = \bar{f}(s)/4\pi\rho s^2$.

Funkcje S i S' występujące we wzorach (2.75) i (2.76) zależą od rodzaju fal generowanych przez źródło i są postaci S_p i S'_p dla źródła wytwarzającego fale typu P oraz S_v i S'_v dla źródła wytwarzającego fale typu SV (Tablica IV). Wielkości Π i Π_H są iloczynami $n-1$ współczynników odbicia odpowiednio dla fal typu P lub SV oraz fal typu SH.

Na podstawie wzorów (2.75-2.77) oraz (2.12) i (2.13) można wyznaczyć przemieszczenia \bar{u}_r , \bar{u}_θ i \bar{u}_z dla wszystkich trzech rodzajów fal:

fala P lub SV:

$$\begin{aligned} \bar{u}_r(s) &= a_z s^3 \bar{F} \int_0^\infty S \Pi D e^{-sh\xi} J_1 d\xi + \\ &\quad - a_r s^3 \bar{F} \int_0^\infty S' \Pi D e^{-sh\xi} J_0 d\xi - \frac{a_r}{a_\theta} \bar{u}_\theta(s) , \\ \bar{u}_\theta(s) &= - a_\theta \frac{s^2}{r} \bar{F} \int_0^\infty S' \Pi D e^{-sh\xi} J_1 d\xi , \\ \bar{u}_z(s) &= a_z s^3 \bar{F} \int_0^\infty S \Pi D e^{-sh\xi} J_0 d\xi + \\ &\quad + a_r s^3 \bar{F} \int_0^\infty S' \Pi D e^{-sh\xi} J_1 d\xi ; \end{aligned} \quad (2.79)$$

fala SH:

$$\bar{u}_r(s) = a_r \frac{s^2}{r} \bar{F} \int_0^\infty S_H \Pi_H D_H e^{-sh\xi} J_1 d\xi ,$$

$$\bar{u}_\theta(s) = - a_\theta s^3 F \int_0^\infty S_H D_H D_H e^{-sh_\xi J_0} d\xi - \frac{a_\theta}{a_r} \bar{u}_r(s) ,$$

$$\bar{u}_z(s) = 0 . \quad (2.80)$$

We wzorach (2.79) i (2.80) wielkości D i D_H to funkcje odbiornika dla przemieszczeń odpowiednio dla fal typu P lub SV oraz fal typu SH. Funkcje te zestawiono w Tablicy V. Dotyczą one przypadków, gdy odbiornik znajduje się we wnętrzu płyty lub na jej powierzchni.

TABLICA V
FUNKCJE ODBIORNIKA D I D_H DLA PRZEMIESZCZEŃ

	Rodzaj fali	We wnętrzu płyty	Na powierzchni płyty $z = 0$
\bar{u}_r	P	$-\xi$	$-\xi(1 + R^{PP}) - \zeta R^{PV}$
lub	SV	$-\epsilon \zeta$	$\zeta(1 - R^{VV}) - \xi R^{VP}$
\bar{u}_θ	SH	1	$1 + R^H$
\bar{u}_z	P	$-\epsilon \eta$	$\eta(1 - R^{PP}) - \xi R^{PV}$
	SV	$-\xi$	$-\xi(1 + R^{VV}) - \eta R^{VP}$

Przedstawione w tym rozdziale teoretyczne rozważania dotyczące emisji i propagacji fal sprężystych w nieograniczonej płycie pozwalają uzyskać rozwiązania dla potencjałów i przemieszczeń w postaci transformat Laplace'a. Podstawową zaletą tego rozwiązania jest taki opis propagacji i detekcji sygnału generowanego przez hipotetyczne źródło emisji akustycznej, który umożliwia numeryczne obliczenie wielkości mierzonej w punkcie obserwacji, przy czym uwzględnione są wielokrotne odbicia i transformacje fal.

3. ŹRÓDŁA WZORCOWE EMISJI AKUSTYCZNEJ

3.1. Wprowadzenie

Aparatura do pomiarów emisji akustycznej jest konstruowana na świecie od początku lat pięćdziesiątych, t.j. od czasu, gdy J. Kaiser opublikował wyniki swoich badań, szczegółowo opisując metodę [10]. Pomiaru opisywaną metodą prowadzi się w ten sposób, że za pomocą przetwornika akustoelektrycznego przetwarza się fale sprężyste propagowane w badanym materiale na sygnał elektryczny, a następnie określa się parametry mierzonego sygnału przy użyciu analizatora emisji akustycznej. Złożony charakter sygnału emisji akustycznej, szerzej opisany w poprzednich rozdziałach niniejszego opracowania sprawia, że zasadniczo każdy obiekt generuje odmienny sygnał emisji akustycznej. Wynika stąd konieczność posługiwania się wzorcowymi źródłami EA w celu kalibracji stosowanych przetworników akustoelektrycznych oraz torów obróbki sygnałów EA. Obecnie stosowane są różne wzorcowe źródła emisji akustycznej:

1. Test A. Nielsena, polegający na łamaniu grafitu ołówka automatycznego [11].
2. Pobudzenie iskrą elektryczną [12].
3. Łamanie cienkiej szklanej kapilary na bloku stalowym [13].
4. Zrzucanie kulki stalowej na blok stalowy [14].
5. Generacja fali ciepła przy punktowym nagrzewaniu [15].
6. Pobudzanie impulsem laserowym [16].
7. Wpływ gazu z dyszy [17].
8. Rozkruszanie próbki z węgla krzemu [18].
9. Niszczenie próbki w procesie korozji naprężeniowej [19].
10. Wywołanie przejścia fazowego w stopie Au-47,5 % Cd [20].
11. Generacja fali powierzchniowej [21].
12. Pobudzenie przetwornikiem piezoelektrycznym lub elektromagnetycznym [22].

Źródła wymienione w punktach 1-3 wytwarzają sygnał o czasie trwania krótszym od 1 milisekundy i zwane są impulsowymi.

Zródła wymienione w punktach 4-12 generują sygnał o dłuższym czasie trwania, w tym niektóre pracują w sposób quasi - stacjonarny. Te ostatnie zwane są źródłami typu szumowego. Żadne jednak z wymienionych wyżej źródeł nie generuje sygnału "idealnego", t.j. "deltę Diraca" lub "szumu białego", nawet przy założeniu ograniczonego pasma sygnału emisji akustycznej, które w większości zastosowań wynosi 10 - 1000 kHz. W celu porównania różnych źródeł wzorcowych sygnału EA należy ponadto zwrócić uwagę następujące aspekty:

- 1) sposób pomiaru amplitudy sygnału źródła,
- 2) powtarzalność procesu generacji sygnału,
- 3) koszt źródła sygnału.

Autorzy pracy przeglądowej [23], związani z Amerykańskim Urzędem Normalizacyjnym wyróżniają następujące źródła sygnału EA:

- 1) wpływ helu z cienkiej dyszy,
 - 2) generacja fali powierzchniowej w układzie przetworników nadawczego i odbiorczego
 - 3) wytworzenie impulsu schodkowego siły w bloku metalowym jako najbardziej korzystne w zastosowaniach technicznych.
- Biorąc pod uwagę wszystkie powyższe rozważania autorzy pracy dokonali doświadczalnego porównania kilku prostszych technicznie realizacji wzorcowych źródeł emisji akustycznej.

3.2. Prace eksperymentalne

Celem części eksperymentalnej opracowania było przebadanie kilku wzorcowych źródeł sygnału emisji akustycznej o różnej charakterystyce. Do rejestracji generowanych sygnałów zestawiono w Zakładzie Aeroakustyki Instytutu Podstawowych Problemów Techniki specjalne stanowisko pomiarowe. W skład stanowiska wchodziła następująca aparatura:

- Analizator emisji akustycznej typu EA 3 produkcji Instytutu Podstawowych Problemów Techniki. Analizator ten jest wyposażony w szerokopasmowy wzmacniacz o wzmocnieniu regulowanym w przedziale 0 - 60 dB. Układ aktywnych filtrów

środkowoprzepustowych czwartego stopnia ustala pasmo pomiarowe na zakres 50 - 950 kHz przy 3 dB spadku amplitudy na krańcach pasma. Wzmocnienie analizatora ustalono na 40 dB, aby amplituda wyjściowa rejestrowanego sygnału wynosiła ok. 0,5 V, co eliminowało zakłócenia przy transmisji do układu rejestrującego.

- Przedwzmacniacz ładunkowy produkcji Instytutu Podstawowych Problemów Techniki. Przedwzmacniacz umożliwiał dopasowanie badanych przetworników emisji akustycznej do toru pomiarowego. Pasma przenoszenia przedwzmacniacza wynosiło 1 - 1500 kHz przy 3 dB spadku amplitudy na krańcach pasma. Oporność wejściowa przedwzmacniacza była równa 1 MΩ, natomiast poziom szumów w wymienionym wyżej paśmie nie przekraczał 8 μV wartości skutecznej.

- Oscyloskop typu 2230 firmy TEKTRONIX USA, z pamięcią elektroniczną. Oscyloskop ten umożliwiał zarejestrowanie z osmiobitową rozdzielczością 1024 punktów przebiegu czasowego badanych sygnałów EA. W przypadku źródeł EA typu impulsowego częstotliwość próbkowania wynosiła 5 MHz, a czas rejestracji 100 μs, natomiast w przypadku źródeł e.a. o dłuższym czasie emisji częstotliwość próbkowania wynosiła 50 kHz, a czas rejestracji 10 ms.

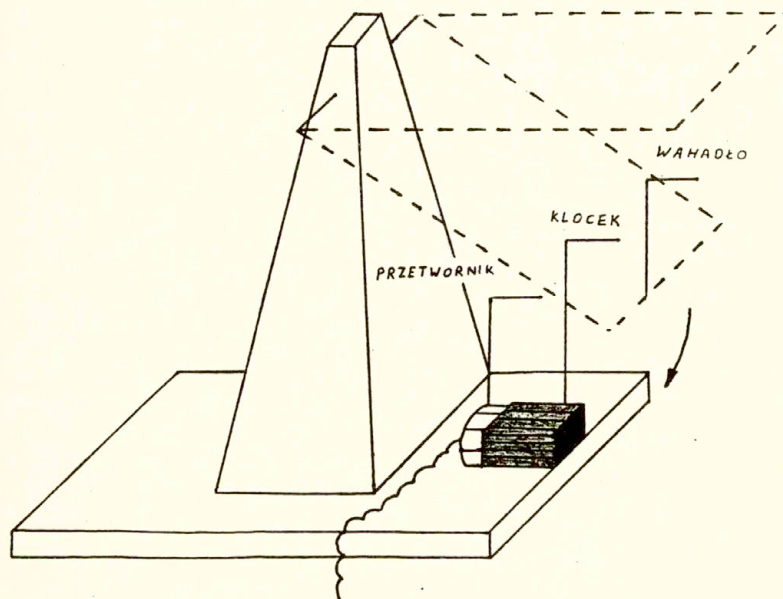
- Komputer typu IBM PC AT z oprogramowaniem umożliwiającym rejestrację przebiegów przesłanych z oscyloskopu TEKTRONIX na dyskietce elastycznej oraz wydruk przebiegów czasowych i widm zarejestrowanych sygnałów.

Każdy z zaplanowanych eksperymentów powtarzano pięciokrotnie w celu kontroli dyspersji wyników. Względne zmiany rejestrowanych amplitud nie przekraczały 10 %.

Pierwszym ze zbadanych źródeł emisji akustycznej było źródło typu "step force" (o krótkim czasie narastania wymuszenia typu mechanicznego), zrealizowane z wykorzystaniem wahadła pokazanego na Rys. 5.

Wahadło miało postać ramki z drutu stalowego o przekroju 5 mm i masie 0,05 kg. Ramka ta opadała na klocek z utwardzonej stali o masie 0,3 kg z energią 5×10^{-3} J. Przetworniki emisji akustycznej były mocowane do klocka

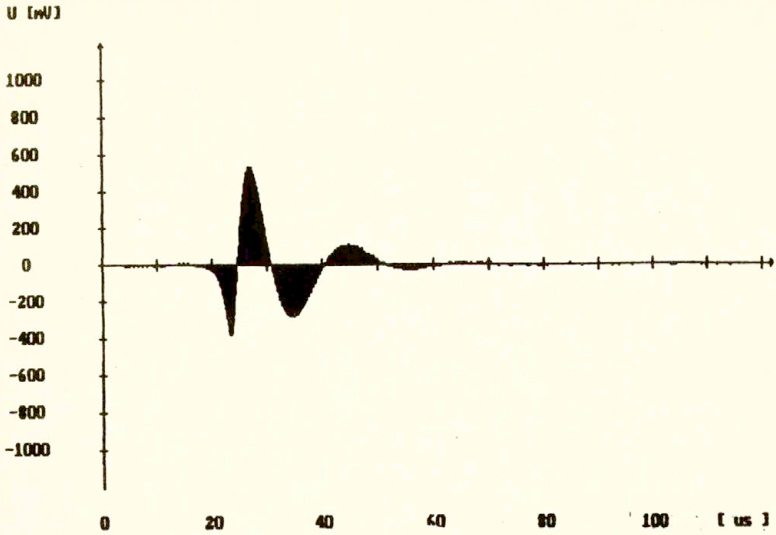
stalowego po stronie przeciwnej do strony eksponowanej na uderzenie wahadła. Całość spoczywała na aluminiowym postumencie o masie 2 kg. Kłoczek stalowy był izolowany akustycznie od postumentu przekładką gumową.



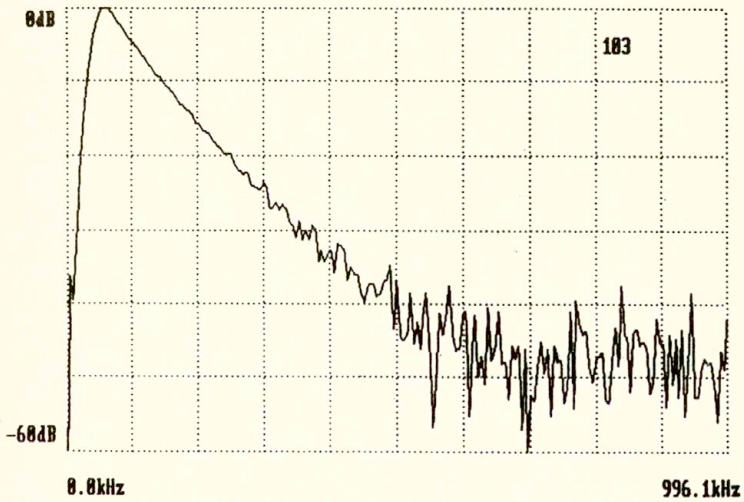
Rys. 5. Budowa źródła emisji akustycznej typu "step force".

Na Rys. 6, 8, 10 przedstawiono przebiegi czasowe sygnału EA generowanego w klocku stalowym i mierzonego następującymi przetwornikami EA:

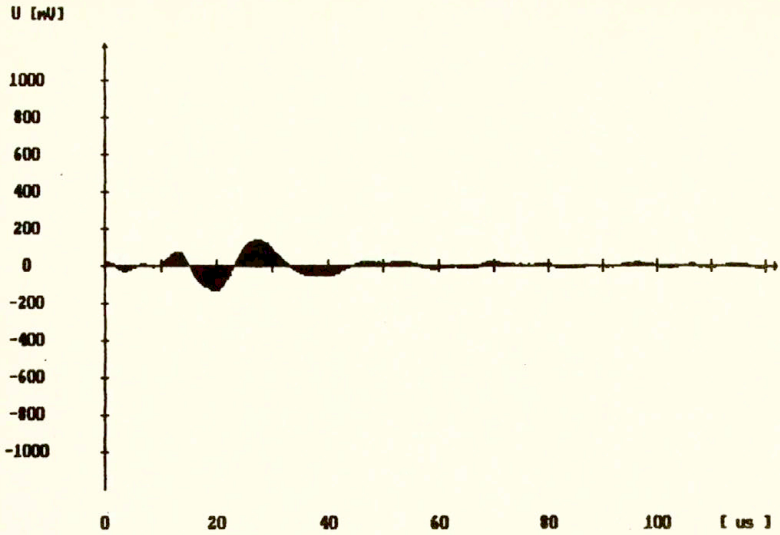
- Rys. 6 - piezoelektrycznym przerwnikiem rezonansowym 500 kHz produkcji IPPT,
- Rys. 8 - piezoelektrycznym przerwnikiem rezonansowym 200 kHz produkcji IPPT,
- Rys. 10 - piezoelektrycznym przerwnikiem szerokopasmowym typu WD 954 produkcji Dunegan Corp.USA.



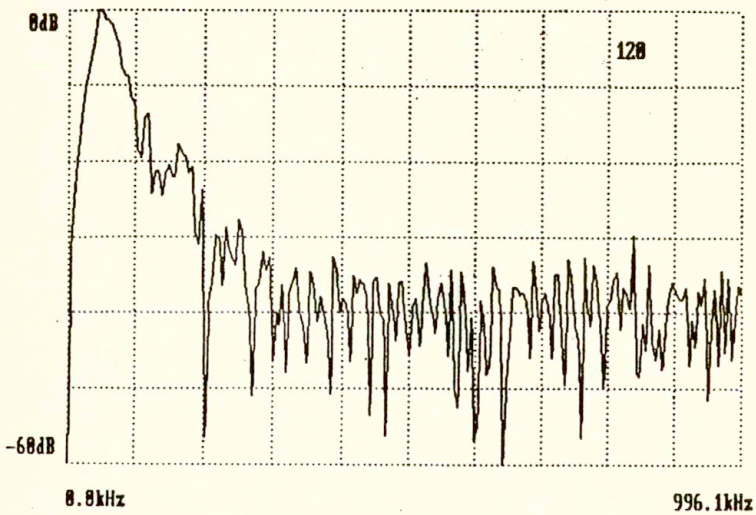
Rys. 6. Przebieg czasowy sygnału "step force", zmierzony przetwornikiem 500 kHz.



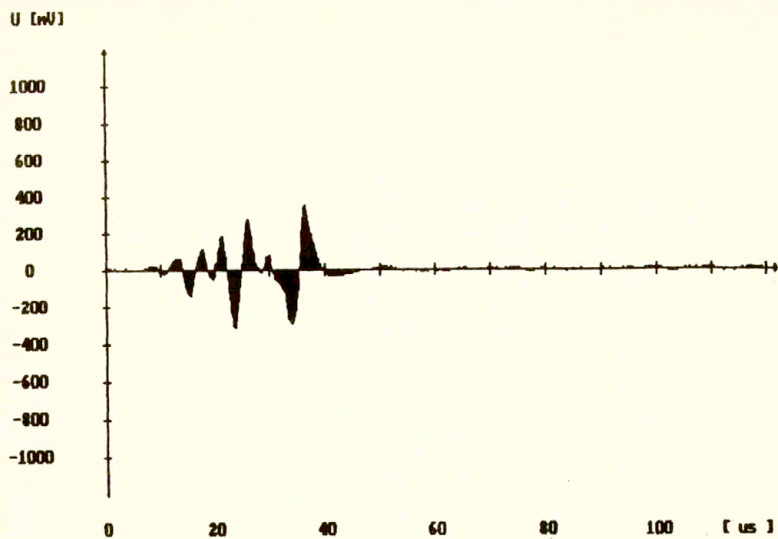
Rys. 7. Widmo Fouriera sygnału pokazanego na Rys. 6.



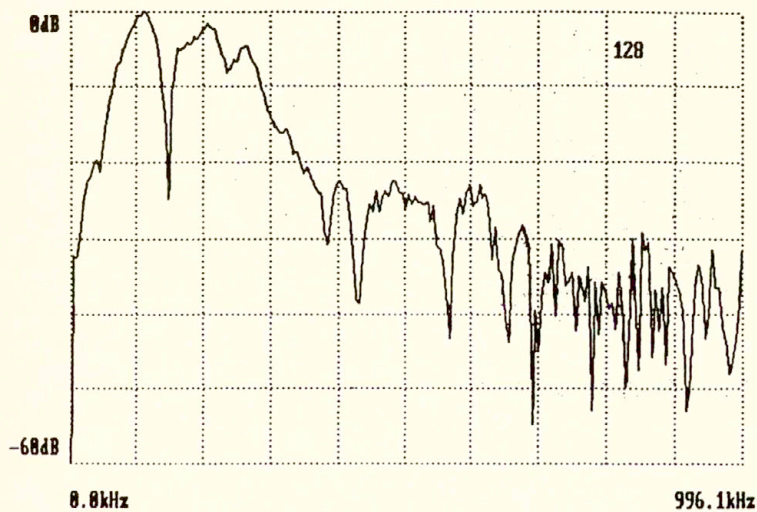
Rys. 8. Przebieg czasowy sygnału "step force", zmierzony przetwornikiem 200 kHz.



Rys. 9. Widmo Fouriera sygnału pokazanego na Rys. 8.



Rys. 10. Przebieg czasowy sygnału "step force" ,zmierzony przetwornikiem szerokopasmowym WD 954.

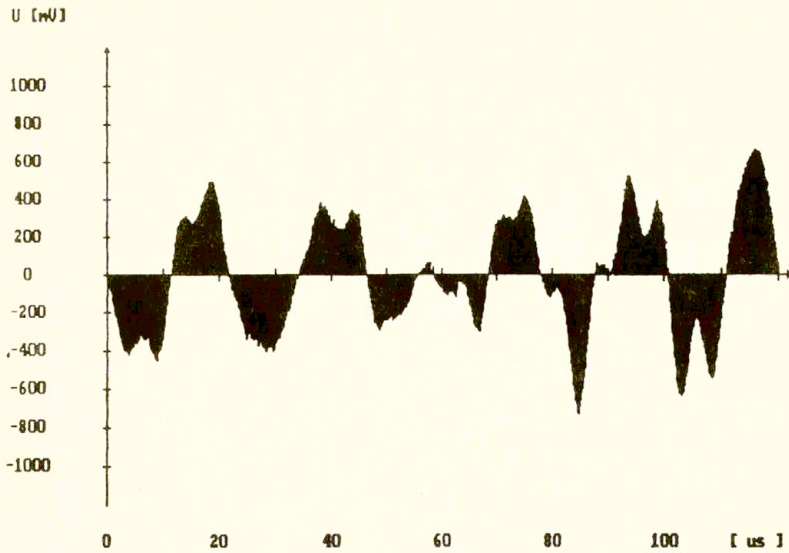


Rys. 11. Widmo Fouriera sygnału pokazanego na Rys. 10.

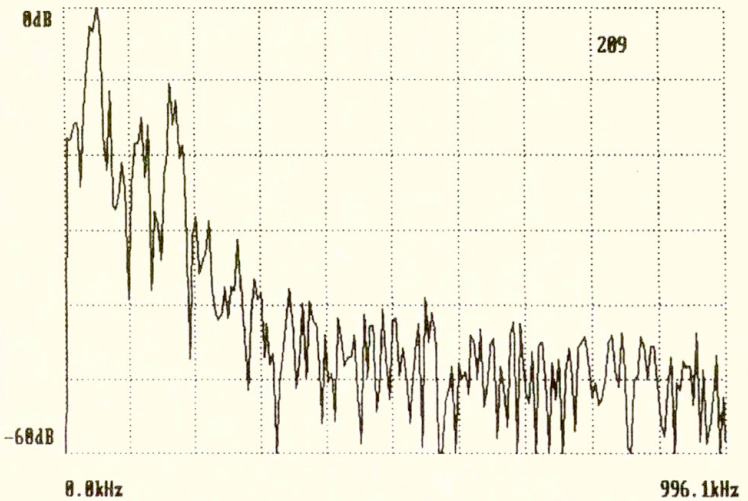
Na Rys. 7, 9, 11 pokazano zależność logarytmiczną modułu funkcji widma Fouriera od częstotliwości w przedziale od 0 do 1000 kHz sygnałów z Rys. 6, 8, 10. Przyjmując, że w optymalnych warunkach odpowiedź przetwornika WD 954 na pobudzenie typu "step force" zawiera składowe widmowe do 1 MHz, można stwierdzić, że w omawianym układzie mechanicznym są generowane sygnały EA o paśmie 300 kHz dla 20 dB spadku amplitudy na krańcach przedziału (t.j. dla 50 i 350 kHz). Nierównomierność przebiegu charakterystyki na Rys. 11 dla częstotliwości 150 kHz spowodowana jest nierównomierną charakterystyką przetwornika WD 954 dla tej częstotliwości przy dużych wartościach współczynnika sprzężenia elektromechanicznego. Drugi eksperyment dotyczył badania źródła o charakterze szumowym. W tym przypadku posłużono się układem pomiarowym Zakładu Aeroakustyki IPPT.uW skład układu wchodzi : kompresor, komora kompensacyjna oraz zawór do regulacji wydatku gazu. W eksperymencie zastosowano dyszę o średnicy 3 mm pozwoliło uzyskać prędkość wypływu gazu równą 170 m/s. Strumień gazu o tej prędkości był kierowany na przetwornik piezoelektryczny, umieszczony prostopadle do strumienia w odległości 10 mm. Na Rys. 12 i 14 przedstawiono wykresy czasowe sygnału emisji akustycznej, generowanej bezpośrednio w pobudzonych strumieniem gazu przetwornikach :
Rys. 12 - przetwornik typu rezonansowego 200 kHz produkcji IPPT,

Rys. 14 - przetwornik typu szerokopasmowego, typ WD 954,
prod. Dunegan Corp., USA

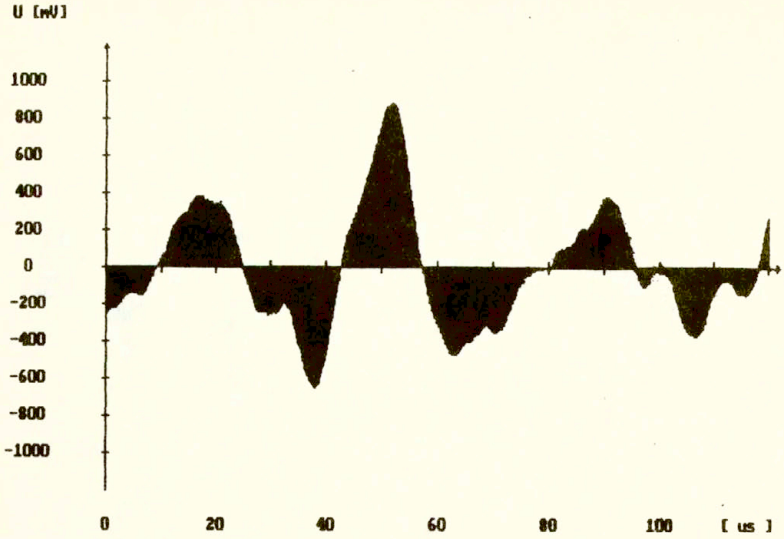
Na Rys. 13 i 15 pokazano zależność logarytmiczną modułu funkcji widma Fouriera od częstotliwości w przedziale 0 - 1000 kHz sygnałów z Rys. 12 i 14. Z powyższych rysunków wynika, że pasmo sygnałów szumowych generowanych na zasadzie wypływu gazu z dyszy jest dwukrotnie węższe niż w przypadku źródła sygnału typu "step force", opisanego wyżej. Zapewne użycie dyszy o średnicy poniżej 1 mm i tym samym uzyskanie mniejszego ciśnienia statycznego na czole przetwornika przy identycznej prędkości wypływu gazu pozwoliłoby na poszerzenie pasma sygnału.



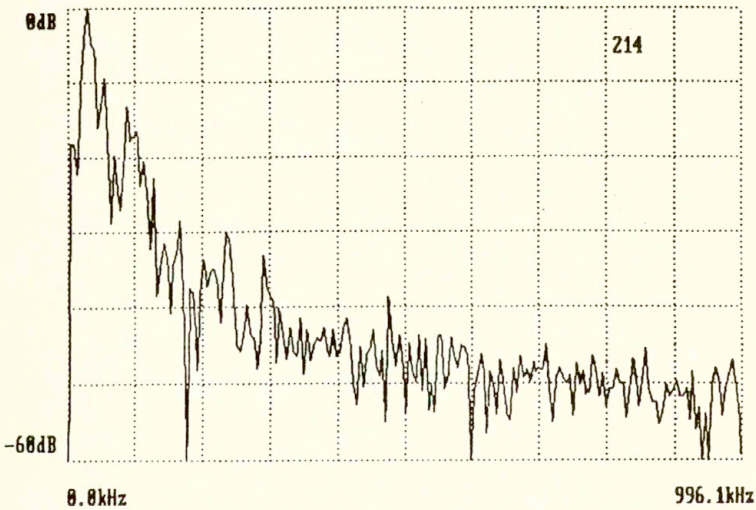
Rys. 12. Przebieg czasowy sygnału szumowego, zmierzony przetwornikiem 200 kHz.



Rys. 13. Widmo Fouriera sygnału pokazanego na Rys. 12.



Rys. 14. Przebieg czasowy sygnału szumowego, zmierzony przez twornikiem szerokopasmowym.



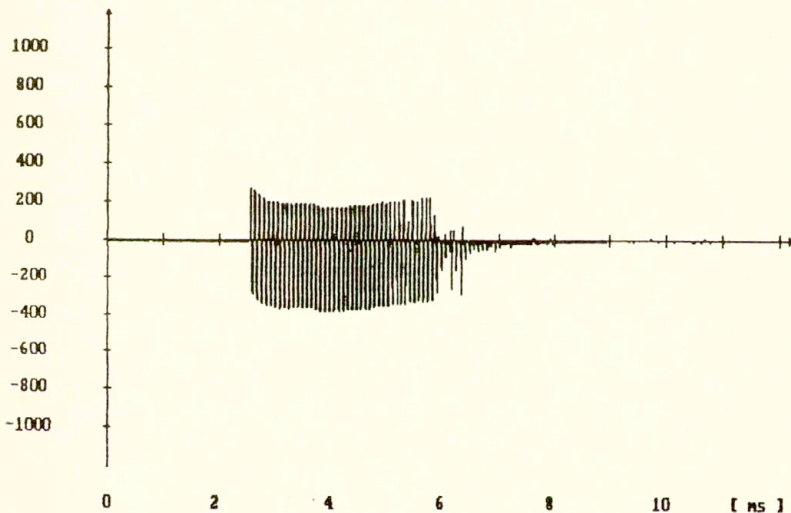
Rys. 15. Widmo Fouriera sygnału pokazanego na Rys. 14.

Trzecim z przebadanych wzorcowych źródeł emisji akustycznej była symulacja źródeł typu "burst" (impulsowych). W celach porównawczych użyto dwóch sposobów pobudzenia przetwornika:

1. Zrzućenie na bloczek ze stali utwardzonej kulki o średnicy 5 mmz wysokości 20 mm. Energia potencjalna kulki w chwili upadku na bloczek wynosiła ok. 2×10^{-3} J i była porównywalna z energią wahadła użytego w pierwszym eksperymencie. Kulka uderzała o powierzchnię klocka pod kątem 45° .

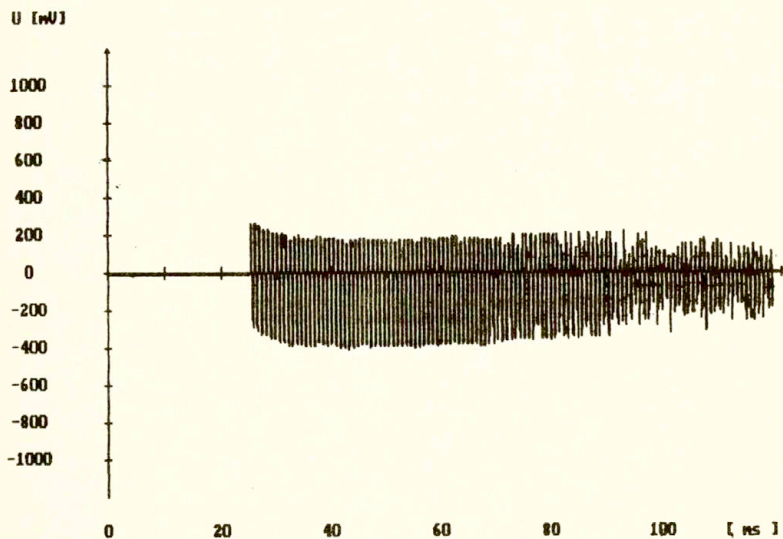
2. Złamanie grafitu o grubości 0.5 mm i długości 2 mm. Pręcik grafitowy kruszył się na powierzchni bloczka stalowego użytego w punkcie 1. Miał on wymiary 25 x 25 x 50mm i był również stosowany w eksperymencie z wahadłem. Wykresy czasowe sygnałów emisji akustycznej, generowanych w dwóch opisanych wyżej eksperymentach i rejestrowanych przy zastosowaniu szerokopasmowego przetwornika typu WD 954 pokazano na Rys. 16 i 17.

U [mV]



Rys. 16. Przebieg czasowy sygnału łamania grafitu na bloczku stalowym.

W obu przypadkach oscylacje wywołane pobudzeniem typu "burst" trwają znacznie dłużej niż w przypadku pobudzenia typu "step force", badanego w pierwszym eksperymencie. Widmo sygnałów typu "burst" jest zbliżone do widma sygnałów szumowych, pokazanych na Rys. 13 i 15.



Rys. 17. Przebieg czasowy sygnału wywołanego przez zrzucenie kulki na bloczek stalowy.

W obu przypadkach oscylacje wywołane pobudzeniem typu "burst" trwają znacznie dłużej niż w przypadku pobudzenia "step force", badanego w pierwszym eksperymencie. Podczas łamania grafitu w teście opisanym po raz pierwszy przez Nielsena [11] jest generowany sygnał trwający kilkakrotnie krócej niż w przypadku sygnału generowanego przy uderzeniu kulki o bloczek. Źródło Nielsena jest zatem lepszym przybliżeniem realnych sygnałów typu "burst". Niestety, dyspersja amplitudy sygnału źródła Nielsena jest ok. dwukrotnie wyższa niż w przypadku uderzenia kulki o bloczek. Odchylenie standartowe amplitudy sygnału tego źródła przy 100 starannie wykonanych eksperymentach wynosi 4 - 5 % [11].

4. PODSUMOWANIE

W rozdziałach 1 i 2 niniejszej pracy omówiono teoretyczne podstawy rozchodzenia się fal sprężystych w procesie generacji emisji akustycznej. Przedstawione rozwiązanie umożliwia numeryczne wyznaczenie wielkości mierzonej w punkcie obserwacji z uwzględnieniem wielokrotnych odbić i transformacji fal. W rozdziale 3 przedstawiono sposoby generacji sygnałów wzorcowych EA zarówno opisane w literaturze jak i przebadane doświadczalnie przez autorów pracy. Istnieje wiele wariantów konstrukcji wzorcowych źródeł EA. Precyzyjnym źródłem EA o krótkim czasie trwania impulsu jest rozwiązanie typu "step force", funkcjonujące na zasadzie łamania szklanej kapilary na bloku metalowym [23]. Jako mniej dokładną, lecz znacznie prostszą w wykonaniu można zastosować metodę wahadła, opisaną jako pierwszą w części eksperymentalnej opracowania. Godnymi uwagi źródłami typu "burst" są : źródło Nielsena i metoda zrzucanej kulki, również uwzględnione w części eksperymentalnej pracy. Spośród tych rozwiązań źródło Nielsena odznacza się szczególnymi zaletami (prostota wykonania, krótki czas trwania impulsu), co predystynuje je do szerokiego praktycznego zastosowania w pomiarach emisji akustycznej.

5. LITERATURA

- [1] W. Ewing, W. Jardetzky, F. Press, Elastic Waves in Layered Media, McGraw-Hill, New York, 1957.
- [2] L. Brekhovskikh, Waves in Layered Media, Academic Press, New York, 1960.
- [3] L. Cagniard, Reflection and Refraction of Progressive Seismic waves", McGraw-Hill, New York, 1962.
- [4] Y. Pao, R. Gajewski, The Generalized Ray Theory and

Transient Responses of Layered Elastic Solids",
Physical Acoustics, Vol. XIII, 1977.

- [5] Y. Pao, R. Gajewski, A. Ceranoglu, Acoustic Emission and Transient Waves in an Elastic Plate, JASA, 65, 1, 1979, 96-105.
- [6] A. Ceranoglu, Y. Pao, Propagation of Elastic Pulses and Acoustic Emission in a Plate, Part 1: Theory, Part 2: Epicentral Responses, Part 3: General Responses, Journal of Applied Mechanics, 48, 1, 1981, 125-147.
- [7] L. Knopff, F. Gilbert, W. Pilant, J. Geophys. Res., 65, 265, 1960.
- [8] T. Spencer, Geophysics, 25, 625, 1960.
- [9] P. Morse, H. Feshbach, Methods of Theoretical Physics, McGraw-Hill, New York, 1953.
- [10] J. Kaiser, Untersuchungen ueber das auftreten Gerauschen beim Zugversuch. Ph.D. Thesis, Technische Hochschule, Muenchen, 1950.
- [11] Bruel & Kjaer Technical Review, No 2, 38-40, 1981.
- [12] F. Dusek et al., The Acoustic Emission Transducer Calibration Using Spark Method, Arch. Acoust., 15, 3-4, 1990, 271-285.
- [13] F. Breckenridge, C. Tschiegg et al., Acoustic Emission: Some Application of Lamb's Problem, JASA, 57, 3, 1975, 626-631.
- [14] H. Hatano, Quantitative Measurements of Acoustic Emission Related to its Microscopic Mechanisms, JASA, 57, 3, 1975, 639-645.

- [15] R. Bell, Acoustic Emission Transducer Calibration- Transient Pulse Method. Technical Report DE-73-3, Dunegan Endevco, San Juan Capistrano, Ca., 1973.
- [16] D. Egle, A. Brown, A Note on Pseudo-Acoustic Emission Sources. J. of Testing and Evaluation, 4, 3, 1976, 196-199.
- [17] G. Green, P. Dingwell, The Use of the Helium Gas Jet in the Analysis of Acoustic Emission Detection Systems. NDT International, 11, 2, 1978, 69-71.
- [18] W. Pardee, L. Graham, Frequency Analysis of Two Types of Simulated Acoustic Emissions, JASA, 63, 3, 1978, 793-799.
- [19] D. Birchon, R. Dukes, et al., Some Aspects of Defect Location and Assesment in Pressure Vessels Using Acoustic Emission Technique, 2nd. Int. Conf. on Pressure Vessel Technique, 2, 49, 1973, 669-684.
- [20] A. Brown, R. Liptai, Round Robin Testing of Acoustic Emission Source, ASTM STP 505, ASTM Journal, 1972, 318-331.
- [21] H. Hatano, E. Mori, Acoustic Emission Transducer and Its Absolute Calibration, JASA, 59, 2, 1976, 344-349.
- [22] K. Fowler, E. Papadakis, Observation and Analysis of Simulated Ultrasonic A.E. Waves in Plates and Complex Structures, Acoustic Emission, ASTM STP 505, ASTM Journal, 1972, 222-237.
- [23] N. Hsu, F. Breckenbridge, Characterization and Calibration of Acoustic Emission Sensors, Materials Evaluation, 39, 1981, 60-69.

