

P. 269

J. Kubik, M. Kaczmarek

DYNAMICZNE METODY WYZNACZANIA
CHARAKTERYSTYK MATERIAŁOWYCH
NASYCONYCH OŚRODKÓW PRZEPUSZCZALNYCH

Cz. II

17/1993

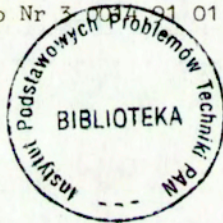


87000

W A R S Z A W A 1993

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 8 kwietnia 1993r.

Praca została wykonana w ramach projektu
badawczego Nr 3 008 91 01



56673



Na 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.1,85 Ark.druk.2,25
Oddano do drukarni w maju 1993 r.

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

Józef KUBIK

Mariusz KACZMAREK

Zakład Aeroakustyki, IPPT PAN
Pracownia Mechaniki Ośrodków Porowatych
Poznań, ul. Mielżyńskiego 27/29

DYNAMICZNE METODY WYZNACZANIA CHARAKTERYSTYK MATERIAŁOWYCH NASYCONYCH OŚRODKÓW PRZEPUSZCZALNYCH

Cz.II. Wyznaczanie parametrów struktury porów.

1. Wstęp.

Na liczne procesy zachodzące w nasyconych ośrodkach przepuszczalnych np. procesy deformacji, filtracji, dyfuzji czy adsorpcji fizycznej oprócz fizycznych cech materiałowych silny wpływ wywiera struktura porów przepuszczalnego szkieletu opisywana takimi makroparametrami jak: porowatość, krętość czy przepuszczalność. Parametry te jawnie występują w makrokontynualnych modelach ośrodków porowatych i odzwierciedlają takie efekty jak: nierozpuszczalność składników ośrodka (immiscibility effect), sprzężenie dynamiczne na skutek mikroniejednorodności względnego pola prędkości płynu w przestrzeni porowej jak również opór hydrodynamiczny w wyniku lepkiego oddziaływania faz na bardzo złożonej geometrycznie powierzchni międzyfazowej ośrodka.

Tak więc znajomość tych parametrów oraz dostępność metod ich wyznaczania odgrywa bardzo ważną rolę przy rozwiązywaniu zagadnień mechaniki ośrodków przepuszczalnych.

W pracy autorów [21] przedyskutowano metody określania stałych sprężystych dla przepuszczalnego ośrodka złożonego z izotropowego, porowatego szkieletu wypełnionego cieczą, oparte o analizę fal i pomiar wielkości dynamicznych w takim ośrodku. W ramach przeprowadzonej analizy procedur wyznaczania stałych przyjęto, że parametry opisujące strukturę i kształt porów przepuszczalnego szkieletu (porowatość, przepuszczalność, krętość) są znane i określone na podstawie innych niezależnych pomiarów.

W niniejszej pracy przedyskutujemy metody wyznaczania parametrów struktury porów zakładając tym razem, że określone są stałe sprężyste przepuszczalnego ośrodka. Ponownie skoncentrujemy uwagę na wykorzystanie do tego celu analizy fal, charakterystycznych sprzężeń i pomiarów wielkości dynamicznych w takim ośrodku.

2. Parametry struktury w podstawowych równaniach dynamiki ośrodka przepuszczalnego.

Cechą charakterystyczną nasyconych płynem ośrodków przepuszczalnych jest to, że występującym w nich zjawiskom niestacjonarnym towarzyszy sprzężenie dynamiczne jako efekt wpływu geometrycznej struktury porów szkieletu na względny przepływ płynu oraz sprzężenie masowe (efekt nieliniowy) będące następstwem zmiany struktury porów i gęstości składników w procesie deformacji (patrz np. [25]). Ponadto w takim ośrodku występuje sprzężenie lepkościowe w wyniku lepkiego oddziaływania faz na powierzchni międzyfazowej ośrodka. Sprzężenia te odgrywają istotną rolę przy analizie zjawisk propagacji fal w ośrodkach przepuszczalnych, dla których parametry fal ściśle zależą od charakterystyki struktury porów.

W ogólnym przypadku siły wzajemnego oddziaływania pomiędzy porowatym szkieletem i płynem porowym można przedstawić w

postaci następującej sumy:

$$\begin{aligned}
 \underline{R} &= \underline{R}^d (A, \frac{\partial}{\partial t}(\underline{v}^f - \underline{v}^s)) + \\
 (2.1) \quad &+ \underline{R}^l (B, \mu, (\underline{v}^f - \underline{v}^s)) + \\
 &+ \underline{R}^h (C, \mu, \int_0^t \frac{\partial}{\partial t}(\underline{v}^f - \underline{v}^s) S(t - \tau) d\tau) .
 \end{aligned}$$

W powyższej zależności \underline{R}^d jest siłą sprzężenia dynamicznego, \underline{R}^l - siłą oporu lepkiego zaś \underline{R}^h jest siłą reprezentującą wpływ historii ruchu względnego płynu (wpływ fali poprzecznej związanej z lepkością) i zależą one od struktury porów reprezentowanej przez parametry A , B , C (mogą to być skalary, tensory), lepkości płynu oraz względnej prędkości płynu $(\underline{v}^f - \underline{v}^s)$ lub jej pochodnej czasowej.

W dalszych rozważaniach ograniczymy się do wykorzystania liniowego opisu nasyconych ośrodków przepuszczalnych, w których parametry struktury występują w jawnej postaci. Za punkt wyjścia przyjmiemy liniowe równania dynamicznej teorii izotropowych ośrodków porowatych Biota, [7], w postaci

$$\begin{aligned}
 \Delta \cdot \underline{\sigma}^s + \underline{R}^s &= \rho^s (1 - f_v) \frac{\partial}{\partial t} \underline{v}^s , \\
 (2.2) \quad \Delta \cdot \underline{\sigma}^f + \underline{R}^f &= \rho^f f_v \frac{\partial}{\partial t} \underline{v}^f
 \end{aligned}$$

gdzie siły $\underline{R} = \underline{R}^s = -\underline{R}^f$ (przy zaniedbaniu wpływu historii ruchu płynu) mają postać

$$(2.3) \quad \underline{R} = -\frac{\mu^f v^2}{k} \frac{\partial}{\partial t}(\underline{v}^f - \underline{v}^s) - \rho_{12} \frac{\partial}{\partial t}(\underline{v}^f - \underline{v}^s) .$$

W równaniach tych obok jawnego występowania porowatości f_v oraz współczynnika przepuszczalności k , uwzględnione jest sprzężenie dynamiczne reprezentowane przez parametr ρ_{12} jako efekt zaproponowanej przez Biota energii kinetycznej ośrodka w postaci pełnej formy kwadratowej

$$(2.4) \quad 2E_k = \rho_{11} \underline{v^s} \cdot \underline{v^s} + 2\rho_{12} \underline{v^s} \cdot \underline{v^f} + \rho_{22} \underline{v^f} \cdot \underline{v^f} .$$

W tym przypadku brak jest bezpośredniego odniesienia tak wprowadzonego parametru ρ_{12} do struktury porowatego szkieletu.

Związek wielkości ρ_{12} z charakterystyką struktury porów w postaci krętości $\bar{\alpha}$ był rozważany m.in. w pracach [8], [33], [19], natomiast relacja pomiędzy wielkością ρ_{12} i parametrem strukturalnej przepuszczalności λ była przedmiotem prac [24], [25], [26], oraz porowatością powierzchniową rozważana w [22].

Relacje te mają postać:

$$(2.5) \quad \rho_{12} = \rho^f f_v (1 - \bar{\alpha}) = \rho^f f_v (1 - f_v / \lambda) ,$$

przy czym jest widoczne, że $\lambda = f_v / \bar{\alpha}$.

Tak więc, uwzględniając (2.5), (2.3) i (2.2), widzimy, że wyznaczenie charakterystyki struktury porów dotyczy parametrów: porowatości objętościowej f_v , współczynnika przepuszczalności k oraz krętości $\bar{\alpha}$ lub zamiennie parametru strukturalnej przepuszczalności λ .

3. Wyznaczanie porowatości objętościowej.

Porowatość objętościowa f_v jako parametr charakteryzujący udziały objętościowe poszczególnych składników ośrodka przepuszczalnego, jest mierzona najczęściej przy pomocy metody objętościowej lub metody wagowej (patrz np. [11]).

W niektórych jednak przypadkach istnieją takie warunki, że te najprostsze techniki nie mogą być bezpośrednio wykorzystane, jak np. przy eksploracji głębokich pokładów skalnych badanych poprzez odwierty, badaniu żywych tkanek biologicznych oraz w przypadkach gdzie pobranie próbki materiału jest niemożliwe lub nie wskazane. Wówczas pewne możliwości stwarza technika oparta o pomiary propagacji fal.

Wygodna i prosta metoda określania porowatości objętościowej w niezawilżonym ośrodku przepuszczalnym opiera się o pomiar prędkości propagacji fali poprzecznej v_s . Zakładając, że nienasycony materiał porowaty jest ośrodkiem nie wywołującym istotnej dyspersji fal, prędkość fali poprzecznej określona jest wzorem, ([21] wzór (3.2)₂)

$$(3.1) \quad v_s = \sqrt{\frac{N}{(1 - f_v)\rho^s}}$$

i następnie wyliczamy porowatość

$$(3.2) \quad f_v = 1 - \frac{N}{\rho^s v_s^2}$$

gdzie N jest znanym (określonym z innego pomiaru) modułem ścinania porowatego szkieletu zaś ρ^s jest efektywną gęstością materiału szkieletu.

W odniesieniu do nasyconych materiałów przepuszczalnych wyznaczanie porowatości objętościowej nie jest niestety tak proste i wymaga pewnych dodatkowych zabiegów.

Jedną z możliwości jest skorzystanie z faktu, że znaczna ilość zjawisk dynamicznych występujących w ośrodkach porowatych charakteryzuje się bądź to słabym bądź też silnym tłumieniem. Wyróżnienie dwóch różniących się znacznie zakresów tłumienia, silnego i słabego (patrz praca [26]) zależy od charakteru wpływu stosunku sił dyfuzyjnych do sił bezwładności na parametry propagacji fal.

Kryterium określającym zakres silnego tłumienia jest warunek, [26],

$$(3.3) \quad b / \omega \bar{\rho} \gg 1$$

Otrzymamy wówczas wzory przybliżone dla prędkości propagacji fali szybkiej v_1 i poprzecznej v_s jak następuje:

$$(3.4) \quad v_1 = \sqrt{\frac{H}{\rho^s(1 - f_v) + \rho^f f_v}} = \sqrt{\frac{(2N + A) + 2Q + R}{\rho^s(1 - f_v) + \rho^f f_v}},$$

$$(3.5) \quad v_s = \sqrt{\frac{N}{\rho^s(1 - f_v) + \rho^f f_v}}.$$

Na ich podstawie parametr porowatości objętościowej możemy określić z następujących zależności:

$$(3.6) \quad f_v = \frac{H - \rho^s v_1^2}{(\rho^f - \rho^s) v_1^2},$$

$$(3.7) \quad f_v = \frac{N - \rho^s v_s^2}{(\rho^f - \rho^s) v_s^2},$$

gdzie

$$H = (2N + A) + 2Q + R ,$$

Dla zakresu słabego tłumienia mamy warunek, [26],

$$(3.8) \quad b / \omega \bar{\rho} \ll 1 .$$

Wówczas wykorzystać można przybliżony wzór na prędkość propagacji fali poprzecznej. Ma on postać:

$$(3.9) \quad v_s = \sqrt{\frac{N}{\rho^s(1 - f_v) + (1 - x)\rho^r f_v}} , \quad x = \lambda / f_v .$$

Stąd porowatość f_v określona jest zależnością:

$$(3.10) \quad f_v = \frac{N - (\rho^s - \lambda \rho^r) v_s^2}{(\rho^r - \rho^s) v_s^2} = \frac{N - \rho^s v_s^2}{(\rho^r - \rho^s - \rho^r / \bar{\alpha}) v_s^2} ,$$

przy czym jego efektywne zastosowanie wymaga znajomości parametru strukturalnej przepuszczalności λ (określonego z innego pomiaru), lub krętości $\bar{\alpha}$.

Inną metodą pomiaru porowatości może być technika oparta na pomiarach prędkości fali wolnej w nasyconym materiale porowatym zaproponowana przez Johnsona (U.S. Patent no. 4.524.432, Jun. 18. 1985, [20]). Wymaga ona jednak znajomości innego parametru struktury - współczynnika uformowania.

Podstawowym założeniem metody jest to, że płyn wypełniający ośrodek porowaty jest znacznie bardziej ściśliwy niż szkielet oraz, że prędkość fali wolnej wyrażana jest wzorem

$$(3.11) \quad v_{\text{slow}} = v_f / \sqrt{\bar{\alpha}}$$

gdzie v_f jest prędkością fali w płynie wypełniającym pory szkieletu, $\bar{\alpha}$ jest współczynnikiem krętości związanym z porowatością f_v zależnością

$$(3.12) \quad \bar{\alpha} = F f_v$$

przy czym F jest współczynnikiem uformowania.

Zakładając, że prędkości fal v_f i v_{slow} są znane (zmierzone) wzory (3.11) i (3.12) pozwalają wyznaczyć parametr f_v lub F jeśli jeden z nich może być wyznaczony inną metodą.

Parametr uformowania F mierzony jest najczęściej metodami konduktometrycznymi.

Wówczas

$$(3.13) \quad f_v = \frac{1}{F} \left(\frac{v_f}{v_{\text{slow}}} \right)^2$$

Dla wielu naturalnych materiałów porowatych zachodzi relacja, [20],

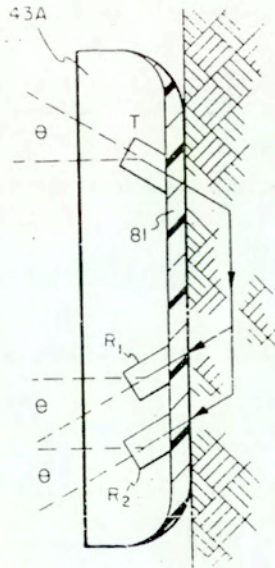
$$F \approx 1 / f_v^2$$

i w takim przypadku porowatość może być aproksymowana wzorem

$$(3.14) \quad f_v = \left(\frac{v_{\text{slow}}}{v_f} \right)^2$$

Dotychczasowe prace doświadczalne dotyczące nasyconych

materiałów porowatych wskazują na istotne trudności z detekcją fali wolnej. Nawet w warunkach laboratoryjnych muszą być stosowane specjalne zabiegi aby wyznaczyć prędkość fali wolnej. (patrz np. [31]). Johnson, do wyznaczenia prędkości fali wolnej w otworze wiertniczym, zaproponował wykorzystanie układu pomiarowego opracowanego przez Plonę, [31]. Interesujące rozwiązanie fragmentu tego układu obejmującego przetworniki ultradźwiękowe i badany materiał - wraz ze schematycznie zaznaczoną drogą mierzonych impulsów pokazano na Rys.1.



Rys.1. Rozwiązanie fragmentu układu pomiarowego przetworniki - materiał (U.S. Patent 1985).

Dobór materiału pośredniczącego (ze względu na prędkość propagacji fal) pomiędzy głowicami i badaną skałą oraz

odpowiednie ustawienie głowic zapewniają detekcję fali wolnej. Analiza impulsów fali wolnej z głowic odbiorczych pozwala wyznaczyć jej prędkość, wykorzystywaną następnie do określenia porowatości.

4. Wyznaczanie współczynnika krętości (sprężenia dynamicznego).

4.1. Wykorzystanie pomiaru prędkości fali szybkiej o wysokiej częstotliwości.

Z teoretycznie wyznaczonej charakterystyki dyspersyjnej fali szybkiej (patrz [21] p. 3.2) wynika, że dla odpowiednio wysokich częstotliwości zmiany prędkości fazowych tej fali są nieznaczne. W tym zakresie fazowa prędkość fali szybkiej jest równa prędkości fali czysto sprężystej i wynosi

$$(4.1) \quad v_1^2 = \frac{2 (PR - Q^2)}{B - (B^2 - 4 (PR - Q^2)(\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2))^{1/2}} ,$$

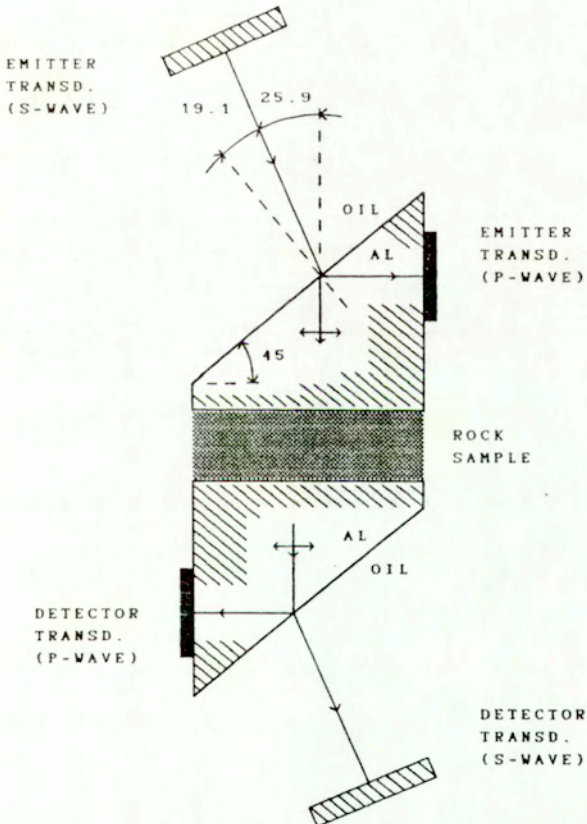
gdzie

$$B = R \rho_{11} + P \rho_{22} - 2Q \rho_{12} , \quad P = 2N + A .$$

W pracy [25] zaproponowano aby w oparciu o pomiar prędkości fali szybkiej w zakresie bezdyspersyjnym i związek (4.1) wyznaczać współczynnik sprężenia dynamicznego ρ_{12} . Zakłada się przy tym, że z innych pomiarów znane są stałe sprężyste N , A , Q i R oraz gęstości szkieletu $\bar{\rho}^s$ i płynu $\bar{\rho}^f$.

Pomiar prędkości fazowej fali szybkiej o częstotliwości dostatecznie wysokiej aby spełnione było założenie, że fala

nie ulega dyspersji prowadzi się w oparciu o metodę impulsową [25], w układzie umożliwiającym wzbudzenie i odbiór fal podłużnych i poprzecznych (tzw. dual-mode apparatus). Szczegółowy opis tego układu można znaleźć w pracy [15]. Interesujące w tym przypadku rozwiązanie układu próbka - przetworniki pokazano na Rys. 2.



Rys.2. Układ próbka - przetworniki do jednoczesnego pomiaru fal podłużnych i poprzecznych [Gregory, Podio 1970]

4.2. Wykorzystanie pomiaru prędkości fali wolnej, w bezdyspersyjnym zakresie częstości.

Jak pokazano w [21] (wzór (2.14)), dla płaskich fal podłużnych w izotropowym ośrodku porowatym wypełnionym płynem mamy następujące równanie dyspersyjne:

$$1^4 Y - 1^2 \left\{ \omega^2 \left((2N + A)(\bar{\rho}^f + \rho_{12}) + R(\bar{\rho}^s + \rho_{12}) \right) + 2\rho_{12}Q - i\omega bH \right\} + (\bar{\rho}^s \bar{\rho}^f + \bar{\rho}^s \rho_{12} + \bar{\rho}^f \rho_{12}) \omega^4 - i\omega^3 b \bar{\rho} = 0.$$

Dalsza analiza pozwala zapisać powyższe równanie w postaci, [11],

$$(4.2) \quad \left[(\rho^f)^2 - \rho \left(\frac{\bar{\alpha} \rho^f}{f v} - \frac{i \eta}{k \omega} \right) \right] v^4(\omega) + \left[\left(\frac{\bar{\alpha} \rho^f}{f v} - \frac{i \eta}{k \omega} \right) H + 2\rho \bar{D} - 4\gamma \bar{D} \rho^f \right] v^2(\omega) + 4\gamma^2 \bar{D}^2 - 2\bar{D}H = 0,$$

gdzie

$$\bar{D} = \frac{0.5K_s}{\gamma + f v \frac{K_s - K_f}{K_f}},$$

$$\gamma = 1 - K_b / K_s,$$

$$H = K_s \frac{K_b(K_s - K_s) + K_f(K_s - K_b)}{K_s(K_s - K_f) + K_f(K_s - K_b)} + \frac{4}{3} N,$$

natomiast $v(\omega)$ jest prędkością fazową fali podłużnej.

Rozwiązanie równania (4.2) względem $v(\omega)$ daje dwa fizycznie interpretowalne pierwiastki odnoszące się do podłużnych fal szybkiej i wolnej.

Koncentrując uwagę na prędkości fali wolnej, $v_d(\omega)$, w [12] pokazano, że w zakresie wysokich częstości $v_d(\omega)$ może być aproksymowana wzorem

$$(4.3) \quad v_d(\omega) = \sqrt{\frac{2\bar{D}f_v}{\bar{\alpha}\rho^f}} .$$

Analizując następnie przypadek kiedy współczynnik ściśliwości objętościowej materiału szkieletu jest znacznie większy od współczynnika ściśliwości płynu, tj. gdy $K_s \gg K_f$, ze wzoru (4.3) otrzymuje się zależność

$$(4.4) \quad v_d(\omega) = \sqrt{\frac{v_f}{\bar{\alpha}}} .$$

gdzie $v_f = \sqrt{K_f / \rho^f}$ jest prędkością fali podłużnej w płynie.

W pracy [12] zaproponowano wyznaczenie parametru struktury $\bar{\alpha}$ opierając się na relacji (4.4). Przy założeniu, że ściśliwość materiału szkieletu jest znacznie większa od ściśliwości płynu dla wyznaczenia parametru $\bar{\alpha}$ wystarcza pomiar prędkości fali wolnej o dostatecznie dużej częstości oraz pomiar prędkości fali w samym płynie.

Mamy:

$$(4.5) \quad \bar{\alpha} = \frac{v_f}{v_d^2(\omega)} = \frac{1}{v^2(\omega)} \sqrt{\frac{K_f}{\rho^f}} .$$

Wykorzystując wyniki pomiarów prędkości fali wolnej metodą impulsową podane przez Ploneę, [31], w pracy [12] wyliczono wartość parametru $\bar{\alpha}$ dla kilku próbek o różnej porowatości wykonanych z porowatego materiału (spiekane kulki szklane) nasyconego wodą.

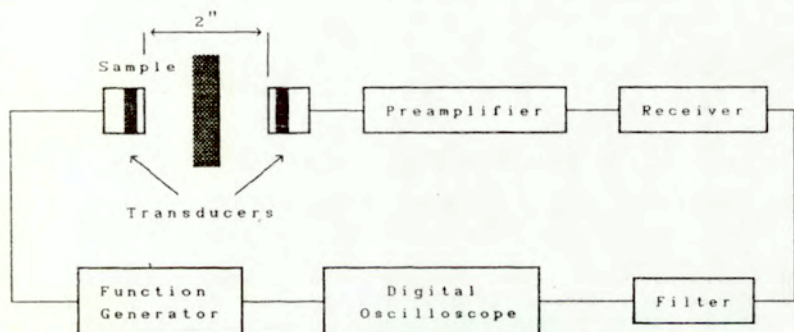
Podobną koncepcję dla określenia współczynnika $\bar{\alpha}$ rozważono w pracy [29] w odniesieniu do materiałów porowatych wypełnionych powietrzem. W takim przypadku zarówno gęstość jak współczynnik ściśliwości płynu (powietrza) są dużo mniejsze odpowiednio od gęstości i współczynnika ściśliwości dla materiału szkieletu. Propagacja fali wolnej może być wówczas z dobrym przybliżeniem opisana w ramach modelu sztywnego (nieodkształcalnego) szkieletu wypełnionego płynem. Wzór (4.4) określa wtedy prędkość fali wolnej w zakresie bezdispersyjnym, tj. w zakresie w którym tzw. grubość warstwy przyściennej δ jest mniejsza od charakterystycznego wymiaru pory a_p , t.j.

$$\delta = \sqrt{\frac{2\eta}{\rho_r \omega}} < a_p .$$

Z drugiej strony wskazuje się na to, że aby obserwacja fali wolnej przy wykorzystaniu metod ultradźwiękowych była możliwa należy stosować fale o częstotliwości, dla których nie jest ona silnie tłumiona. Dlatego długość fal λ powinna być dużo większa od charakterystycznego wymiaru ziaren a_g materiału porowatego. Powyższe wymagania prowadzą autorów pracy [29] do wniosku, że częstotliwość $f = \omega/2\pi$ zastosowanej w pomiarach fali powinna spełniać relacje:

$$(4.6) \quad \frac{\eta}{\rho_r \pi (a_p)^2} = f_{\min} < f < f_{\max} = \frac{v_d(\omega)}{2\pi a_g} .$$

Dla określenia parametru $\bar{\alpha}$ ze wzoru (4.4) w pracy [29] zaproponowano oryginalny sposób pomiaru prędkości fali wolnej w cienkiej próbce porowatego materiału nasyconego powietrzem przy wykorzystaniu typowej aparatury ultradźwiękowej, Rys.3.



Rys.3. Schemat układu do pomiaru prędkości fali wolnej, [Nagy, Adler 1990].

Impuls fali ultradźwiękowej jest wzbudzany i odbierany przez głowice umieszczone w odległości 2" w powietrzu. Próbka porowatego materiału o grubości od 1 do 2 mm znajduje się pomiędzy przetwornikami. Zakres częstotliwości generowanych impulsów, spełnia warunek (4.6) i mieści się w granicach od 30 do 500 kHz. Istotną zaletą proponowanej metody jest możliwość prowadzenia pomiarów w powietrzu, bez konieczności kłopotliwego czasami etapu nasycania próbek cieczą. W pracy [29] wykonano pomiary parametru $\bar{\alpha}$ dla spiekanych kulek szklanych i dwóch rodzajów piaskowca.

Taka sama jak wyżej omawiana ultradźwiękowa metoda pomiaru fali wolnej w powietrzu została zastosowana do badania cienkich próbek porowatego materiału ziarnistego (sypkiego), [32]. Cylindryczne próbki materiału ziarnistego uzyskiwano

przez nasypanie proszku do pierścienia o podstawie wykonanej z drobnej siatki. W niezależnych pomiarach oceniano wpływ na wyniki pomiaru zastosowanej siatki.

Stwierdzono zgodność zmierzonych prędkości fali wolnej w materiale o różnym udziale procentowym ziaren (o średnicy 10 i 200 μm) z przewidywaniem wzoru (4.4) podczas gdy parametr $\bar{\alpha}$ aproksymowano zgodnie z relacją podaną przez Berrymana, [6],

$$(4.7) \quad \bar{\alpha} = \frac{1}{2} \left(1 + 1/f_v \right) \cdot$$

4.3. Wykorzystanie pomiaru prędkości fali poprzecznej.

Fazowa prędkość płaskiej fali poprzecznej v_s w nieograniczonym ośrodku porowatym wypełnionym płynem, zgodnie z modelem Biota określona jest wzorem, [21] wzór (2.18), patrz również [1],

$$(4.8) \quad v_s = \sqrt{\frac{N}{(1 - f_v)\rho_s + f_v\rho_f E}}$$

gdzie

$$E = \frac{\omega \rho_{12} + ib}{-\omega f_v \rho_f + \omega \rho_{12} - ib}$$

W pracy [2] zaproponowano aby w oparciu o pomiar prędkości fazowej fali poprzecznej v_s wyznaczać parametr sprzężenia dynamicznego ρ_{12} . Zakłada się, że z innych pomiarów zostały określone: porowatość f_v , gęstości ρ^f i ρ^s , współczynnik oporu przepływu b oraz prędkość fali poprzecznej v_{sd} w

nienasyconym ośrodku porowatym, gdzie

$$v_{sd} = \sqrt{\frac{N}{(1-f_v)\rho_s}}$$

Parametr ρ_{12} można wówczas wyznaczyć ze wzoru, [2],

$$(4.9) \quad \rho_{12} = \frac{\left[\left[\left(\frac{v_{sd}}{v_s} \right)^2 - 1 \right] \rho^r f_v + \frac{ib}{\omega} \left[1 + \left(\frac{v_{sd}}{v_s} \right)^2 + \frac{f_v}{1-f_v} \frac{\rho^r}{\rho_s} \right] \right]}{\left(\frac{v_{sd}}{v_s} \right)^2 - 1 - \frac{f_v}{1-f_v} \frac{\rho^r}{\rho_s}}$$

Wykorzystując wyniki pomiarów prędkości fali poprzecznej podane przez innych autorów dla takich materiałów jak: otoczek, less, dolomit i wapień wyznaczono liczbowe wartości współczynnika ρ_{12} . Okazało się, że w zakresie porowatości mniejszych od 0.5 otrzymane rezultaty można aproksymować związkami

$$(4.10) \quad \rho_{12} = -\rho^r f_v.$$

Biorąc pod uwagę zależność $\rho_{12} = \rho^r f_v (1-\bar{\alpha})$ związek (4.10) prowadzi do wniosku, że dla rozpatrywanych materiałów zachodzi relacja $\bar{\alpha} = 2$, a następnie na podstawie (2.5) stwierdzamy, że

$$(4.11) \quad \lambda = \frac{1}{2} f_v.$$

4.4. Wykorzystanie pomiarów impedancji powierzchniowej.

Do opisu zagadnień dynamicznych, w których materiał porowaty nasycony jest płynem o gęstości i współczynniku sprężystości znacznie mniejszych od gęstości i współczynnika sprężystości szkieletu oraz w których źródło zaburzenia znajduje się w płynie poza materiałem porowatym z powodzeniem stosuje się model, w którym płyn wypełnia nieodkształcalny (sztywny) szkielet. Podstawę wielu rozważań opartych o taki model stanowią wyniki zebrane w monografii Zwikkera i Kostena [37].

Przy założeniu, że izotropowy porowaty szkielet jest nieruchomy względem układu odniesienia jednowymiarowe równanie ciągłości i równanie ruchu płynu w obszarze porowatym mają postać, [37],

$$(4.12) \quad - \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{h}{\rho_0} \frac{d\rho}{dp} \frac{\partial p}{\partial t} ,$$

$$- \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{k}{h} \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} + \sigma v ,$$

gdzie v jest prędkością filtracyjną płynu, p jest ciśnieniem efektywnym (porowym) w płynie, ρ jest gęstością efektywną płynu. h oznacza porowatość objętościową, k współczynnik struktury a σ stałą oporu przepływu.

Pomiędzy wielkościami występującymi w równaniach (4.12) oraz wielkościami występującymi we wcześniej przytaczanych równaniach deformowalnego ośrodka porowatego, [21] (rozd. 2), zachodzą następujące relacje:

$$v = f_v v^f$$

(tzw. związek Dupuit-Forchheimera, [3]),

$$h = f_v , \quad k = \bar{\alpha} , \quad \sigma = \eta/k .$$

Uwzględniając związek fizyczny dla ściśliwego płynu w postaci

$$\rho_o \frac{dp}{d\rho} = K_o ,$$

gdzie K_o jest współczynnikiem ściśliwości płynu otrzymuje się podstawowy układ równań płynu w nieodkształcalnym ośrodku porowatym, [37], [10],

$$(4.13) \quad \begin{aligned} - \frac{\partial v}{\partial x} &= \frac{h}{K_o} \frac{\partial p}{\partial t} , \\ - \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{k}{h} \rho_o \frac{\partial v}{\partial t} + \sigma v , \end{aligned}$$

W literaturze dotyczącej zagadnień propagacji fal w powietrzu wypełniającym nieodkształcalny materiał porowaty autorzy bardzo często posługują się tzw. elementarnym modelem czwórnikowym ośrodka. Podstawowymi pojęciami charakteryzującymi propagację fal są wówczas zespolona stała propagacji (nazywana też zespoloną liczbą falową) oraz impedancja falowa lub charakterystyczna ośrodka, [34].

Celem wprowadzenia powyższych pojęć rozważa się płaską falę harmoniczną w postaci:

$$(4.14) \quad \begin{aligned} p &= P \exp(i\omega t - \gamma x) , \\ v &= V \exp(i\omega t - \gamma x) , \end{aligned}$$

gdzie P i V są amplitudami ciśnienia i prędkości, γ jest zespoloną stałą propagacji (zespoloną liczbą falową) a ω

jest częstotliwością kołową.

Z warunku istnienia nietrywialnych rozwiązań równań (4.13) dla fal o postaci (4.14) wynika równanie dyspersyjne, które zapisane dla stałej propagacji ma postać

$$(4.15) \quad \gamma = i\omega \sqrt{\frac{h}{K_o} \left(\frac{k}{h} \rho - i \frac{\sigma}{\omega} \right)}$$

Impedancję charakterystyczną ośrodka W definiuje się jako stosunek ciśnienia porowatego do prędkości filtracyjnej w ośrodku nieograniczonym, tj.

$$(4.16) \quad W = \frac{p}{v} = \frac{P}{V} = \\ = \sqrt{\frac{K_o}{h^2} \left(k\rho_o - i \frac{h}{\omega} \sigma \right)} = \frac{c_o \rho_o}{h} \sqrt{k - i \frac{h}{\omega \rho_o} \sigma},$$

gdzie $c_o = \sqrt{K_o / \rho_o}$ jest prędkością fali w powietrzu, poza materiałem porowatym.

Dalsze zastosowanie modelu elementarnego czwórnikownika do opisu parametrów propagacji fal polega na wprowadzeniu pojęć impedancji szeregowej Z i admitancji równoległej G , z którymi stała propagacji γ i impedancja falowa W związane są następująco, [34],

$$(4.17) \quad \gamma = \sqrt{Z G}, \quad W = \sqrt{Z / G}$$

Stąd otrzymuje się, że $Z = \gamma W$ a $G = \gamma / W$.

W przypadku rozważanego modelu opisującego zachowanie się płynu w nieodkształcalnym ośrodku porowatym uzyskamy,

$$(4.18) \quad Z = \sigma + i \frac{\omega k}{h} \rho ,$$
$$G = i \omega \frac{h}{K_0} .$$

W ten sposób poszczególnym składowym zespolonej impedancji szeregowej (rzeczywistej - rezystancji, urojonej - reaktancji) oraz admitancji równoległej (rzeczywistej - konduktancji, urojonej - susceptancji) mogą być przyporządkowane kombinacje stałych materiałowych i częstości.

Podobnie jak impedancję charakterystyczną wprowadza się w celu charakteryzowania własności ośrodka nieograniczonego odpowiednie pojęcia impedancji funkcjonują także w opisie własności dynamicznych ośrodków ograniczonych. W szczególności operuje się pojęciami impedancji powierzchni, warstwy lub półprzestrzeni.

Znajomość związków dla impedancji falowej oraz stałej propagacji lub równoważnie impedancji szeregowej i admitancji równoległej oraz odpowiednie pomiary pozwalające wyznaczyć te wielkości mogą być podstawą dla określenia współczynników materiałowych ośrodka a w szczególności parametru sprzężenia dynamicznego, [14], [28].

W pracy [14] przedstawiono procedury wyznaczenia wyżej diskutowanych charakterystyk falowych w oparciu o pomiary impedancji powierzchniowych Z_1 i Z_{21} warstw porowatych o grubościach odpowiednio równych l i $2l$, ograniczonych z jednej strony sztywną, nieporowatą ścianą. Wielkości W i γ są wówczas wyznaczone na podstawie relacji,

$$Z_1 = W \coth(\gamma l) ,$$
$$Z_{21} = W \coth(2\gamma l) .$$

Pomiary impedancji przeprowadzone przez Ferrero i Sacerdote [14] dla materiałów porowatych złożonych w jednym przypadku z

ołowianych kul a w drugim z piasku zostały wykorzystane w pracy [28] do wyliczenia parametru struktury k tych ośrodków. Dla materiału z ołowianych kul $k = 2$, natomiast dla piasku przyjmuje ono wartość w granicach od 2.9 do 3.4. Pomiary impedancji powierzchniowych warstw Z_1 i Z_{21} w pracy [14] wykonywane były zgodnie z procedurą podaną przez Beranka, [4].

4.5. Wykorzystanie pomiaru prędkości czwartego dźwięku w ośrodku porowatym nasyconym helem HeII.

Szczególne własności układu porowaty szkieł - płyn obserwuje się w przypadku zastosowania jako płynu helu ^4He w temperaturze poniżej tzw. punktu λ_k (pod ciśnieniem pary nasyconej $T_{\lambda_k} = 2.17$ K). Hel w tej temperaturze, nazywany helem HeII, zachowuje się tak jak mieszanina dwóch płynów: normalnego, lepkiego płynu o gęstości ρ_n i tzw. płynu nadpłynnego o zerowej lepkości i zerowej entropii, mającego gęstość ρ_s , gdzie całkowita gęstość ρ helu HeII jest równa $\rho = \rho_n + \rho_s$, [13]. Udział poszczególnych składników w HeII zależy od temperatury T i w granicy $T \rightarrow 0$ występuje tylko płyn nadpłynny.

Istotną cechą HeII w zagadnieniach dynamicznych jest możliwość propagowania się w takim ośrodku dwóch fal podłużnych: tzw. pierwszego dźwięku o prędkości $c_1(T)$, dla którego ρ_n i ρ_s oscylują w fazie oraz drugiego dźwięku o prędkości $c_2(T)$, dla którego zmiany gęstości następują w przeciwfazach.

Jeżeli HeII wypełnia odpowiednio cienką i prostą kapilarę, gdzie płyn normalny z powodu sił lepkości praktycznie się nie porusza, w płynie może się propagować tzw. czwarty dźwięk, którego prędkość jest równa, [18],

$$c_4(T) = \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_o} c_1^2 + \frac{\rho_n}{\rho_o} c_2^2}$$

W granicy $T \rightarrow 0$ $\rho_n \approx 0$ i

$$c_4^0 = c_1(0) \approx 283 \text{ m/s} .$$

W praktyce można przyjąć, że poniżej temperatury 1.1 K występuje tylko hel nadpłynny (brak helu normalnego).

W sytuacji, kiedy HeII wypełnia z założenia nieodkształcalny materiał porowaty o porach opowiednio niewielkiej średnicy (takiej, aby płyn normalny dla danej częstości nie poruszał się względem szkieletu) prędkość czwartego dźwięku $c_4^E(T)$ w ogólności rośnie w stosunku do prędkości w prostej kapilarze. Wynika to z faktu wydłużonej drogi jaką fala musi przebyć w przestrzeni porowej i przyjmuje się, że

$$(4.19) \quad c_4^E(T) = \frac{c_4^0}{n} ,$$

gdzie czysto geometryczny parametr n nazywany jest współczynnikiem refrakcji (ugięcia), [18].

Z drugiej strony dynamika ośrodka porowatego nasyconego helem HeII może być opisana równaniami Biota. Jeżeli ograniczyć się do temperatur i częstości kiedy można pominąć ruch płynu normalnego (warunki propagowania się tzw. czwartego dźwięku) i uwzględnić fakt, że adiabatyczny współczynnik ściśliwości HeII jest dużo mniejszy od modułów ściśliwości większości ciał stałych ($K_r \ll K_s$) wówczas prędkości fali szybkiej v_{fast} i wolnej v_{slow} w ośrodku porowatym nasyconym HeII można aproksymować wzorami, [18],

$$(4.20) \quad v_{fast} = \sqrt{\frac{K_b + \frac{4}{3} N}{(1-f_v)\rho^b + f_v\rho^r + f_v\rho^f / \bar{\alpha}}} ,$$

$$v_{slow} = \sqrt{K / \bar{\alpha}\rho^r} = \sqrt{v_r / \bar{\alpha}} ,$$

gdzie v_f jest prędkością fali w płynie, tj. $v_f = c_4^0$.

Zatem, ponieważ prędkość fali wolnej v_{slow} jest równa prędkości fali w płynie wypełniającym sztywny szkielec, [18], otrzymuje się, że

$$n^2 = \bar{\alpha}.$$

Pomiar prędkości fali wolnej (czwartego dźwięku) w materiale porowatym nasyconym helem HeII może być zatem wykorzystany dla określenia parametru $\bar{\alpha}$.

Na podstawie danych dotyczących pomiarów prędkości czwartego dźwięku w nasyconych helem HeII nieskonsolidowanych proszków, z relacji (4.19) wywnioskowano, że dla porowatości w granicach od 40 do 94 % zachodzi następujący związek empiryczny, [18],

$$n^2 = \bar{\alpha} = 2 - f_v.$$

4.6. Wykorzystanie pomiaru akustycznej impedancji przepływowej.

Propozycję wyznaczenia współczynnika struktury Γ ($\Gamma = \bar{\alpha}/f_v$) na podstawie pomiaru zespolonej impedancji przepływowej przedstawiono w pracy [16]. Główna idea tej metody jest omówiona w p.5.2. przy dyskusji współczynnika przepuszczalności.

5. Dynamiczne metody wyznaczania przepuszczalności.

5.1. Wykorzystanie doświadczalnie wyznaczonej charakterystyki dyspersyjnej fali szybkiej.

Idea tej metody podanej w pracy [36] została omówiona przy dyskusji sposobów wyznaczania stałych sprężystych, [21], w p. 3.2. Na podstawie doświadczalnej charakterystyki dyspersyjnej wylicza się, obok stałych sprężystych, współczynnik oporu przepływu b , który ze współczynnikiem przepuszczalności k związany jest relacją

$$(5.1) \quad b = \frac{\eta f_v^2}{k} .$$

Stąd mając do dyspozycji współczynnik oporu b , porowatość f_v oraz lepkość η możemy wyznaczyć współczynnik k jak następuje:

$$(5.2) \quad k = \frac{\eta f_v^2}{b} .$$

5.2. Wykorzystanie pomiaru impedancji akustycznej.

W pracy [27] zaproponowano metodę określania współczynnika przepuszczalności materiału porowatego na podstawie pomiaru impedancji akustycznej. Podstawą teoretyczną metody jest związek określający tzw. akustyczną impedancję właściwą ściany (impedancję powierzchni albo powierzchniową) materiału porowatego o nieograniczonej grubości $Z_{s\infty}$,

$$(5.3) \quad Z_{s\omega} = \sqrt{\frac{\hat{\chi} K' \rho_o}{\sigma_\nu} \left(1 - i \frac{R_i}{\hat{\chi} \rho_o \omega} \right)},$$

oraz związek pomiędzy $Z_{s\omega}$ a impedancją charakterystyczną Z_o , w postaci

$$(5.4) \quad Z_o = Z_{s\omega} \sigma_s,$$

gdzie

$$\sigma_\nu = f_\nu, \quad K' = K^f, \quad \rho_o = \rho^f, \quad R_i = \frac{\eta}{k},$$

$\hat{\chi}$ jest współczynnikiem struktury a σ_s oznacza porowatość powierzchniową.

Przyjmując, że r_n jest rzeczywistą częścią unormowanej impedancji charakterystycznej Z_o , tj.

$$r_n = \frac{\text{Re}(Z_o)}{c_o \rho_o},$$

gdzie c_o jest prędkością fali w powietrzu, na podstawie wzorów (5.3) i (5.4) można wyznaczyć współczynnik oporu przepływu R_i , [27],

$$(5.5) \quad R_i = 2\rho_o \omega \frac{\sigma_\nu}{\sigma_s^2} r_n \sqrt{r_n^2 - \frac{\hat{\chi} \sigma_s^2}{\sigma_\nu}},$$

lub dalej współczynnik przepuszczalności $k = \eta / R_i$.

Wykorzystując wzór (5.5) oraz przeprowadzając pomiar rzeczywistej unormowanej składowej impedancji

charakterystycznej r_n przy pomocy interferometru akustycznego (patrz np. [30]) dla częstotliwości 1 kHz wyznaczono przepuszczalność k dwóch rodzajów drewna: bukowego i sosnowego, [27]. Pomiary zrealizowano w trzech wzajemnie prostopadłych kierunkach: podłużnym, promieniowym i stycznym. Założono przy tym, że przy pomocy mikroskopu można wyznaczyć porowatości σ_s i σ_v . Współczynnik struktury $\hat{\chi}$ przyjęto na podstawie relacji podanej przez Beranka [5]. Porównanie uzyskanych wartości przepuszczalności z wartościami wyznaczonymi klasyczną metodą przepływową satysfakcjonuje autora pracy [27], choć różnice sięgają kilku rzędów wielkości.

Jakkolwiek zaproponowana idea metody pomiaru przepuszczalności wydaje się być bardzo interesująca, zależności teoretyczne na których się ona opiera są dyskusyjne. W szczególności, jeżeli na podstawie relacji (5.3) i (5.2) wyznaczyć impedancję charakterystyczną Z_o otrzymuje się wzór

$$Z_o = \sqrt{K' \rho_o \hat{\chi} \frac{\sigma_s^2}{\sigma_v} \left(1 - i \frac{R_i}{\rho_o \omega \hat{\chi}} \right)} .$$

Związek powyższy istotnie różni się od dobrze zweryfikowanej relacji dla impedancji charakterystycznej płynu w ośrodku porowatym podanej przez Zwikkera i Kostena, wzór (4.16).

Należy również zaznaczyć, że dyskusyjne jest rozróżnienie porowatości powierzchniowej i objętościowej a także sposób ich eksperymentalnego wyznaczenia. Ponadto niejasny jest sens współczynnika $\hat{\chi}$.

5.3. Wykorzystanie pomiaru akustycznej impedancji przepływowej.

Inną obok impedancji powierzchni materiału mierzalną wielkością, którą często operuje się w akustyce gazu wypełniającego sztywny ośrodek porowaty jest impedancja przepływowa. Procedurę wykorzystania tej wielkości do wyznaczenia parametrów struktury ośrodka porowatego : przepuszczalności i parametru jednoznacznie związanego z krętością zaproponowano w pracy [16].

Punktem wyjścia są równania bilansu (ciągłości i pędu) oraz równanie stanu gazu w sztywnym ośrodku porowatym (szczegóły przedstawiono w pracy [17]). W rezultacie uzyskano układ równań identyczny z układem (4.13), przy czym zamiast parametru struktury k w pracy [17] występuje parametr struktury Γ taki, że $\Gamma = k/h$, gdzie h jest porowatością objętościową.

Impedancję przepływową dla warstwy materiału porowatego definiuje się jako stosunek zespolonej amplitudy różnicy ciśnień po obu stronach warstwy do prędkości filtracyjnej gazu przepływającego przez warstwę w czasie propagacji fali akustycznej, [16]. Przyjmuje się przy tym, że porowata warstwa nie porusza się i jej grubość jest na tyle mała w stosunku do długości fali w gazie wypełniającym materiał porowaty, że można przyjąć, że prędkość gazu w warstwie jest w przybliżeniu stała.

Zakładając, że przez warstwę materiału porowatego propaguje się płaska fala akustyczna o częstości ω otrzymano, że akustyczna impedancja przepływowa Z jest równa, [17]

$$(5.6) \quad Z = \frac{\Delta p}{v} = \sigma d - i \omega \rho_0 \Gamma d ,$$

gdzie Δp jest różnicą ciśnień po obu stronach warstwy a pozostałe wielkości (z wyjątkiem Γ) mają takie samo znaczenie jak wielkości występujące w równaniach (4.13).

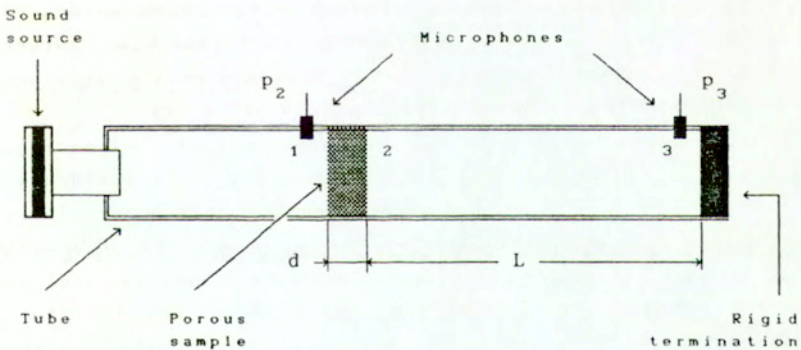
Unormowana impedancja przepływową ξ ma wówczas postać, [17],

$$(5.7) \quad \xi = \frac{Z}{\rho_0 c_0} = \frac{\sigma d}{\rho_0 c_0} - i \frac{\omega}{c_0} \Gamma d \quad .$$

gdzie c_0 oznacza prędkość fali w gazie.

W pracy [16] wykorzystano pomiar zespolonej impedancji przepływową Z lub ξ oraz związek (5.6) lub (5.7) do wyznaczenia współczynnika przepuszczalności k , gdzie $k = \eta/\sigma$ i parametru struktury Γ .

Przykładowe pomiary impedancji przepływową dla siatkowych materiałów porowatych, wykonano w układzie przedstawionym na Rys.4., [16],



Rys.4. Schemat układu do pomiaru impedancji przepływową materiału porowatego, [Ingard, Dear 1985].

W sztywnej rurze, zakończonej także sztywną ścianą umieszczona jest próbka materiału porowatego. Unormowana impedancja przepływową wyznaczana jest na podstawie pomiaru zespolonych amplitud ciśnienia fali stojącej w rurze w punktach 1 i 3 według następujących relacji, [16],

$$\theta = |\operatorname{Im}(p_1 / p_3)| \quad , \quad \tilde{\alpha} = (-1)^{n-1} \operatorname{Re}(p_1 / p_3) \quad ,$$

gdzie $\xi = \theta + i\tilde{\alpha}$. Odległość L jest dobrana tak aby była równa nieparzystej liczbie ćwiartek długości fal w powietrzu λ , tj. $L = (2n - 1)\lambda/4$, $n = 1, 2, \dots$.

W przeprowadzonych doświadczeniach częstotliwość wzbudzanych fal mieściła się w zakresie od 100 do 900 Hz.

6. Uwagi końcowe.

Przedstawione w pracy procedury wyznaczania parametrów struktury ośrodka przepuszczalnego wykorzystują związki pomiędzy parametrami propagacji fal harmonicznymi w nasyconym ośrodku porowatym a charakterystyką jego struktury.

Przedyskutowano najbardziej dogodne metody wyznaczania porowatości objętościowej, krętości (strukturalnej przepuszczalności) oraz współczynnika przepuszczalności posługując się pomiarami prędkości fal w ośrodku o znanych własnościach fizycznych. Przeprowadzona analiza założeń odnośnie wzajemnych relacji pomiędzy własnościami fizycznymi poszczególnych faz (stosunek gęstości, ściśliwości, zakres silnego i słabego tłumienia) pozwala na właściwe przyporządkowanie odpowiednich metod i badanych materiałów.

Przy stosowaniu dynamicznych metod ważna jest relacja pomiędzy długością fal a wymiarami próbek. W szczególności należy brać pod uwagę wpływ geometrii próbek na dyspersję i osłabienie fal (patrz rozważania w [36]).

Istnienie pewnej strefy kształtowania się właściwego czoła fali wchodzącej do materiału wymaga aby zachowany był odpowiedni stosunek pomiędzy wymiarami zastosowanych przetworników i wymiarami próbek (patrz [23]).

Należy wskazać także na fakt, że obok wspomnianych w pracy zalet metod dynamicznych, w przypadku pomiarów wykonywanych na próbkach nasyconych materiałów porowatych, korzystne jest dodatkowo to, że nie występują trudności z zapewnieniem dobrego sprzężenia pomiędzy przetwornikami i próbką, koniecznego do transmisji energii mechanicznej do próbki.

Praca wykazuje, że pomimo złożoności procesu deformacji dwuskładnikowego nasyconego ośrodka porowatego istnieje wiele możliwości określania charakterystyk materiałowych takich ośrodków.

Literatura

- [1] Artikov, T.U., Soatov, A. 1982, Dispersja voln v poristych sredach, nasyščennyh židkosti, Dokl. Ak. Nauk UzSSR, 6, 14-15.
- [2] Artikov, T.U. 1985, Značenieje inducirovannoj massy v modeli M.A. Bio, Dokl. Ak. Nauk UzSSR, 1, 11-12.
- [3] Bear, J., 1972, Dynamics of fluids in porous media, Elsevier, New York, London, Amsterdam.
- [4] Beranek, L. I. 1940, Precision measurement of acoustic impedance, J. Acoust. Soc. Am. 12, 3-13.
- [5] Beranek, I.L. 1971, Noise and vibration control, McGraw-Hill, N.Y.
- [6] Berryman, J. G. 1983, Effective conductivity by fluid analogy for a porous insulator filled with a conductor, Phys. Rev. B, 27, 12,
- [7] Biot, M. A. 1956, Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, J. Acoust. Soc. Am. 28, 2, 168-191.

- [8] Biot, M.A., 1962, Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media, *J. Appl. Phys.* 33, 4, (1482-1498).
- [9] Champoux, Y., Stinson, M.R., Daigle, G.A. 1991, Air-based system for the measurement of porosity, *J. Acoust. Soc. Am.*, 89, 2. (910-916).
- [10] Cieszko, M. 1992, Influence of a rigid skeleton pore structure on wave propagation in a fluid-filling porous medium. *J. Transport in Porous Media*, 9, (61-71).
- [11] Dutta, N. C., Odé, H. 1979, Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid-filled porous rocks with partial gas saturation (White model) - Part I: Biot theory, *Geophysics*, 44, 11, 1777-1788.
- [12] Dutta, N. C. 1980, Theoretical analysis of observed second bulk compressional wave in a fluid-saturated porous solid at ultrasonic frequencies, *Appl. Phys. Lett.* 37, 10, 898-900.
- [13] *Encyklopedia fizyki współczesnej* 1983, PWN Warszawa.
- [14] Ferrero, M. A., Sacerdote, G. G. 1951, Parameters of sound propagation in granular absorbent materials, *Acustica* 1, 137-142.
- [15] Gregory, A.R., Podio, A.L.. 1970, Dual-mode ultrasonic apparatus for measuring compressional and shear wave velocities of rock samples, *IEEE Trans. Sonic and Ultrasonics*, April, (77-85).
- [16] Ingard, K.U., Dear, T. A. 1985, Measurement of acoustic flow resistance, *J. Sound Vibration*, 103, 4, 567-572.
- [17] Ingard, K.U., Dear, T.A. 1986, Measurement of acoustic flow resistance: discussion, *J. Sound Vibration*, 109, 3, 515-518.
- [18] Johnson, D.L. 1980, Equivalence between fourth sound in liquid HeII at low temperatures and the Biot slow wave in consolidated porous media, *Appl. Phys. Lett.* 37, 12, 1065-1067.

- [19] Johnson, D.L. 1986, Recent developments in the acoustic properties of porous media, w: *Frontiers in physical acoustics*, XCIII corso, Soc. Italiana di Fisica Bologna.
- [20] Johnson, D.L., U.S. Patent no. 4.524.432, Jun .18. 1985.
- [21] Kaczmarek, M., Kubik, J., Dynamiczne metody wyznaczania charakterystyk materiałowych nasyconych ośrodków przepuszczalnych. Wyznaczanie stałych sprężystych, *Prace IPPT*, (w druku).
- [22] Kowalski, S., 1979, Comparison of the Biot Equations of Motions for a Fluid-Saturated Porous Solid with Those of Derski, *Bull. Acad. Polon. Science*, XXVII, 10-11, 455-461.
- [23] Krautkrämer, J., Krautkrämer H. 1990, *Ultrasonic testing of materials*, Springer-Verlag.
- [24] Kubik, J. 1986, A macroscopic description of geometrical pore structure of porous solids, *Int. J. Engng Sci.* 24, 6, 971-980.
- [25] Kubik, J., 1992, Pore structure in dynamic behaviour of saturated materials. *J. Transport in Porous Media* 9, (15-24).
- [26] Kubik, J., Kaczmarek, M., 1988, Wpływ struktury porów na propagację fal harmonicznycch w ośrodku przepuszczalnym wypełnionym cieczą. *Rozpr. Inż.* 36, 3, (419-440).
- [27] Marčok, M. 1988, Determination of the permeability of capillary porous materials by means of the acoustic impedance, *Acustic*, 66, 113-114.
- [28] Morse, R.W. 1952, Acoustic propagation in granular media, *J. Acoust. Soc. Am.*, 24, 6, 696-700.
- [29] Nagy, P.B., Adler, L., Bonner, B.P., 1990, Slow wave propagation in air-filled porous materials and natural rocks, *Appl. Phys. Lett.* 56, 25, (2504-2506).
- [30] Obraz, J., 1983, *Ultradźwięki w technice pomiarowej*. WN-T Warszawa.

- [31] Plona, T. J., 1980, Observation of a second bulk compressional wave in a porous medium at ultrasonic frequencies, *Appl. Phys. Lett.* 36, 4, (259-261).
- [32] Stearns, R.G., 1992, Measurement of a multicomponent granular system using acoustic slow waves, *J. Appl. Phys.* 71, 2, (606-611).
- [33] Stoll, R.D., 1974, Acoustic waves in saturated sediments, ed. by L. Hampton. (Plenum New York, 1974, (19-39)).
- [34] Wehr, J. 1972, Pomiary prędkości i tłumienia fal ultradźwiękowych, PWN Warszawa.
- [35] Yew, C. H., Jogi, P.N., 1978, The determination of Biot's parameters for sandstones. Part 1. Static tests, *Experimental Mechanics*, 18, 5 (167-172).
- [36] Yew, C.H., Jogi, P.N., Gray, K.E., 1979, Estimation of the mechanical properties of fluid-saturated rocks using the measured wave motions, *J. Energy Res. Techn.* 101, (112-116).
- [37] Zwikker, C., Kosten, C.N., 1949, Sound absorbing materials, Elsevier Publ. Comp.