

BADANIE NIEKTÓRYCH WŁASNOŚCI STRUKTURALNYCH GÓROTWORU  
METODĄ AKUSTYCZNĄ

WACŁAW KOŁTOŃSKI (WARSZAWA)

Oznaczenia

- $A_1, A_2$  amplituda fali sprężystej,  
 $a$  promień porów lub średnica ziarna ośrodka,  
 $B$  moduł ściśliwości ośrodka,  
 $b$  stosunek wypadkowej siły tarcia do względnej prędkości ciecicy lub zewnętrzna powierzchnia ziarna ośrodka,  
 $b_g$  tłumienie fali,  
 $C_p$  ciepło właściwe,  
 $c$  prędkość fali sprężystej,  
 $c_c$  prędkość fali sprężystej w cieczy,  
 $c_g$  prędkość fali sprężystej w górotworze,  
 $c_k$  prędkość fali sprężystej w kwarcu,  
 $c_l$  prędkość fali sprężystej w lodzie,  
 $c_p$  prędkość fali sprężystej w płucce,  
 $E_a$  adiabatyczny moduł sprężystości,  
 $E_i$  izotermiczny moduł sprężystości,  
 $E_k$  moduł sprężystości kwarcu,  
 $E_l$  moduł sprężystości lodu,  
 $E_z$  moduł sprężystości ziaren ośrodka,  
 $e$  dywergencja przemieszczenia części stałych ośrodka,  
 $F$  siła występująca między ziarnami ośrodka,  
 $f$  częstotliwość,  
 $f_r$  częstotliwość relaksacji,  
 $g$  przyśpieszenie ziemskie,  
 $H_\varphi$  porowatość ośrodka,  
 $H_{\varphi\varepsilon}$  współczynnik porowatości ośrodka,  
 $I_0$  natężenie,  
 $K_c$  moduł ściśliwości ciecicy,  
 $K_z$  moduł ściśliwości ziaren ośrodka,  
 $k$  stała ośrodka lub współczynnik korygujący,  
 $L_c$  odległość charakterystyczna od źródła fali sprężystej,  
 $l_g$  długość drogi fali w górotworze,  
 $l_p$  długość drogi fali w płucce,  
 $m$  błąd pomiaru,  
 $N$  ilość ziaren w cząstce ośrodka,  
 $N_e$  moc elektryczna,  
 $n$  ilość okresów,  
 $P, P_0$  ciśnienie zewnętrzne,  
 $P_c$  ciśnienie ciecicy w porach ośrodka,

- $P_k$  procentowa zawartość kwarcu,  
 $P_l$  procentowa zawartość lodu,  
 $q$  współczynnik specyficzny cieczy,  
 $R$  promień ziarna,  
 $S$  stopień nasycenia  
 $S_N$  powierzchnia nadajnika,  
 $S_x$  siła tarcia lub odkształcenie,  
 $T$  temperatura,  
 $t$  czas,  
 $t_g$  czas przejścia fali przez górotwór,  
 $t_p$  czas przejścia fali przez płuczkę,  
 $t_r$  okres repetycji,  
 $U$  stosunek promieni ziaren większych do mniejszych,  
 $U_x$  wektor przemieszczenia cieczy w porach ośrodka,  
 $u_x$  wektor przemieszczenia części stałych ośrodka,  
 $V$  objętość cząstki ośrodka,  
 $W$  energia potrzebna do odkształcenia cząstki ośrodka,  
 $W_c$  energia zużyta na ściśnięcie cieczy,  
 $W_z$  energia nagromadzona w ziarnach ośrodka,  
 $x$  zmienna całkowania,  
 $\alpha_1, \alpha_2$  współczynnik pochłaniania fali sprężystej,  
 $\beta$  porowatość,  
 $\Delta$  różnica odległości,  
 $\delta, \delta_1, \delta_2$  współczynnik tłumienia fali sprężystej,  
 $\delta$  współczynnik geometrii porów,  
 $\varepsilon$  ilość ziaren o różnych rozmiarach w elemencie lub dywergencja przenieszczenia cieczy,  
 $\zeta$  objętość porów na jednostkę objętości cząstki ośrodka,  
 $\eta$  sprawność,  
 $\theta$  temperatura,  
 $\lambda_1$  stała Lamégo  
 $\mu$  dynamiczny współczynnik lepkości cieczy,  
 $\mu_2$  stała Lamégo  
 $\nu$  kinematyczny współczynnik lepkości cieczy,  
 $\xi$  współczynnik rozmieszczenia porów,  
 $\rho$  ciężar właściwy ośrodka,  
 $\rho_1$  masa stałych ośrodka na jednostkę jego objętości,  
 $\rho_2$  masa cieczy w porach ośrodka na jego jednostkę objętości,  
 $\rho_a$  masa związana z względnym ruchem cieczy,  
 $\rho_c$  gęstość cieczy w porach ośrodka,  
 $\sigma_1$   $\sigma_0$  współczynnik Poissona dla cząstki ośrodka,  
 $\sigma_z$  współczynnik Poissona dla ziaren ośrodka,  
 $\varphi$  stosunek objętości porów ośrodka do jego całkowitej objętości,  
 $\chi$  współczynnik przewodności cieplnej,  
 $\omega$  częstotliwość kołowa.

## 1. Wstęp

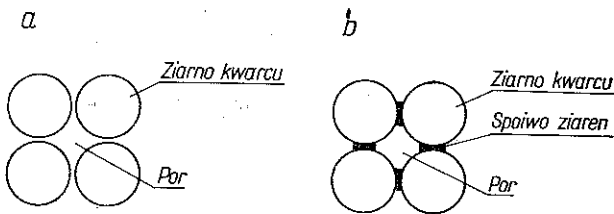
W związku z aktualnymi zainteresowaniami geofizyki wiertniczej i górniczej powstała potrzeba przeprowadzenia badań teoretyczno-doświadczalnych nad zastosowaniem fal sprężystych do określenia pewnych specyficznych własności górotworu.

Konkretnie chodzi tu o stopień porowatości piaskowca lub piasku przy uwzględnieniu różnych temperatur oraz różnych stanów nasycenia cieczą.

Wybór fali sprężystej jako narzędzia badań nie jest przypadkowy, lecz wynika z rezultatów wcześniejszych prac naukowych, w trakcie których wykryto pewne bezpośrednie związki, istniejące między stopniem porowatości dowolnego ośrodka stałego a prędkością rozchodzenia się i tłumieniem fali sprężystej w tym ośrodku. W niniejszym opracowaniu przeprowadzona zostanie próba wykorzystania wspomnianych związków w realnych, praktycznych przypadkach oraz poparcia ich wynikami doświadczalnymi. Ze względu jednak na założone z góry zastosowanie badań dla pewnych określonych celów geofizycznych wszelkie rozważania i doświadczenia ograniczone zostaną do konkretnych rodzajów górotworu (piaski i piaskowce) oraz do fal podłużnych o częstotliwościach leżących na pograniczu zakresu słyszalnego i ultradźwiękowego.

## 2. Propagacja fali sprężystej w porowatym górotworze nasyconym cieczą

**2.1. Prędkości i tłumienie fali sprężystej w nasyconych piaskach i piaskowcach o temperaturach dodatnich.** Piaski i piaskowce są rodzajami górotworu bardzo do siebie zbliżonymi mimo zasadniczych różnic konsystencji. Wspólną ich cechą stanowią te same składniki budowy jak też ziarnista struktura o znacznej porowatości. Zakładając na razie dla uproszczenia, że ziarna są idealnie kuliste, możemy przedstawić konstrukcję cząstki dwóch omawianych odmian górotworu w sposób pokazany na rys. 1. Zasadniczym składnikiem i elementem budowy są ziarna kwarcu lub



Rys. 1. Teoretyczna konstrukcja cząstek piasku i piaskowca

skalenia bądź w stanie luźnym (piaski), bądź też połączone z sobą spoiwem w miejscach styku (piaskowce). Pomiedzy ziarnami występują wolne przestrzenie czyli pory, które wypełnia gaz lub ciecz.

Prędkość propagacji fali sprężystej w takim ośrodku określona może być w sposób ogólny wzorem

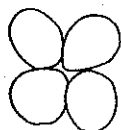
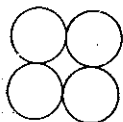
$$(2.1) \quad c = \left[ \frac{3g}{e} \left( -V \frac{dP}{dV} \right) \left( \frac{1 - \sigma}{1 + \sigma} \right) \right]^{1/2}$$

Znaczenie użytych symboli podane jest w wykazie oznaczeń.

Bardziej szczegółowa analiza tego parametru wymaga znajomości wyrazu  $dP/dV$ , reprezentującego własności sprężyste ośrodka. Powyższy wyraz daje się obliczyć opierając się na teorii rozwiniętej przez H. BRANDTA, [2], dotyczącej deformacji

cząstki ziarnistego ośrodka, zachodzącej pod wpływem zewnętrznego ciśnienia. Cząstka taka przedstawiona na rys. 2 posiada objętość wyrażoną za pomocą wzoru

$$a \quad b \quad (2.2) \quad V = \frac{4\pi NR^3}{3(1-\zeta)}$$



Jeżeli na cząstkę będzie działać od zewnątrz ciśnienie  $P$ , odległości między środkami ziaren zmniejszą się o wartość  $\Delta$ . Wtedy objętość cząstki zmienia się także do wielkości

$$\text{Rys. 2. Deformowanie cząstki ośrodka porowatego przez zewnętrzne ciśnienie} \quad (2.3) \quad V = \frac{4\pi N(R-\Delta)^3}{3(1-\zeta)}$$

Według HERTZA [7] przy rozpatrywaniu odkształceń izotropowych kulek, stykających się z sobą można pominąć wartość  $\Delta$  w potęgze wyższej od 1 i dlatego wzór (2.3) upraszcza się do następującej postaci:

$$(2.4) \quad V = \frac{4\pi NR^3}{3(1-\zeta)} - \frac{4\pi NR^2 \Delta}{(1-\zeta)}$$

Natomiast objętość samych porów równa jest różnicy pomiędzy objętością całkowitą cząstki i objętością odkształconych ziaren

$$V_p = \frac{4\pi \zeta NR^3}{3(1-\zeta)} - \frac{4\pi NR^2 \Delta}{(1-\zeta)}$$

wielkość  $\Delta$  jest funkcją siły  $F$  występującej pomiędzy ziarnami i może być określona zależnością [7]

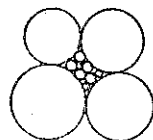
$$(2.5) \quad \Delta = \left( \frac{3(1-\sigma_z^2)F}{4E_z R^{1/2}} \right)^{2/3}$$

Po uwzględnieniu tego zależność (2.4) przybiera formę

$$(2.6) \quad V = \frac{4\pi NR^3}{3(1-\zeta)} - \frac{4\pi NR^2}{(1-\zeta)} \left( \frac{3(1-\sigma_z^2)F}{4E_z R^{1/2}} \right)^{2/3}$$

Przytoczone powyżej wzory są oczywiście słuszne pod warunkiem, że wszystkie ziarna mają takie same lub bardzo zbliżone własności materiałowe i że w związku z tym istnieje pewna średnia wartości odkształcenia  $\Delta$  (warunek ten jest spełniony w piaskach i piaskowcach).

Rozpatrywana dotąd cząstka ośrodka o ziarnach jednokowego wymiaru jest przykładem czysto teoretycznym. Należy zatem przejść obecnie do modelu cząstki o budowie bardziej zbliżonej do interesującego nas górotworu; przedstawia ją rys. 3. Występują w niej ziarna o dwóch różnych średnicach, przy czym ziarna mniejsze wypełniają luki pomiędzy ziarnami większymi. Przy takim układzie deformacji  $\Delta_1$ , której ulegają większe ziarna o promieniu  $R_1$ , towarzyszy



Rys. 3. Konstrukcja cząstki piaskowca, zbliżona do rzeczywistej

deformacja  $\Delta_2$  mniejszych ziaren o promieniu  $R_2$ . Powstająca pod wpływem deformacji zmiana objętości luki pomiędzy większymi ziarnami równa jest zmianie sumy objętości mniejszych ziaren

$$(2.7) \quad \frac{\Delta_2}{\Delta_1} = \frac{1}{\zeta U}, \quad U = \frac{R_1}{R_2}.$$

Rozumowanie takie można rozszerzyć na przypadek, gdy cząstka ośrodka zawiera ziarna o wielu różnych rozmiarach, albowiem zawsze ziarna mniejsze znajdują się w szczelinach ziaren większych, a te z kolei też będą wypełniać luki pomiędzy jeszcze większymi ziarnami. W tych warunkach deformacja całej cząstki określona jest właściwie deformacją największych ziaren. Jeżeli indeks 1 będzie się odnosił do największego ziarna, a przez  $\varepsilon$  oznaczymy ilość ziaren o różnych rozmiarach w cząstce, to

$$(2.8) \quad \frac{\Delta_\varepsilon}{\Delta_1} = \frac{1}{\zeta^{(\varepsilon-1)} U^{(\varepsilon-1)}}.$$

W ten sposób osiągamy wystarczające zbliżenie teoretycznego modelu do realnej cząstki porowatego górotworu (np. piaskowca).

Przechodząc do energetycznej strony zjawiska deformacji cząstki, wywołanej ciśnieniem zewnętrznym, trzeba rozpatrzyć poszczególne przyczyny zużycia energii w trakcie procesu odkształcania. Przede wszystkim więc zachodzi zmagazynowanie pewnej części energii w odkształconych ziarnach, a następnie zużycie jej reszty na ściśnięcie cieczy w porach. W sumie daje to energię potrzebną do odkształcenia rozpatrywanej cząstki ośrodka:

$$(2.9) \quad W = \frac{4\pi N_1 R_1^2}{1 - \zeta} \int_0^{\Delta_1} P_0 dx.$$

Część energii zgromadzoną w odkształconych ziarnach można określić opierając się na wynikach pracy SMITHA, FOOTE'A i BUSANGA [2], w której autorzy wykazali eksperymentalnie, że w przypadku dowolnie rozmieszczonych i stykających się z sobą kulistych ziaren przeciętna ilość punktów styku każdego ziarna wynosi 8,84. Uwzględniając powyższe obliczymy, że energia tkwiąca w ziarnach wynosi

$$(2.10) \quad W_z = 8,84 \sum_{\varepsilon=1,2,3,4} N_\varepsilon \int_0^{\Delta_\varepsilon} F_\varepsilon dx = 8,84 \sum_{\varepsilon=1,2,3,4} N_1 U^{2(\varepsilon-1)} \int_0^{\Delta_1} F_\varepsilon dx.$$

Ponieważ wszystkie ziarna cząstki mają te same własności materiałowe, więc również (2.8) zgodnie z teorią Hertza przekształca się następująco:

$$(2.11) \quad \frac{F_\varepsilon}{F_1} = \left( \frac{\Delta_\varepsilon}{\Delta_1} \right)^{3/2} U^{-1/2(\varepsilon-1)}$$

i wówczas

$$(2.12) \quad W_z = 8,84 \sum_{\varepsilon=1,2,3,4} \zeta^{-3/2(\varepsilon-1)} \int_0^{\Delta_1} F_1 dx = 8,84 N_1 H_{\varphi\varepsilon} \int_0^{\Delta_1} F_1 dx,$$

gdzie

$$(2.13) \quad H_{\varphi\varepsilon} = \sum_{\varepsilon=1,2,3,4} \zeta^{-3/2(\varepsilon-1)}.$$

Następnie trzeba określić energię zużytą na ściśnięcie cieczy w porach cząstki ośrodka:

$$(2.14) \quad W_c = \int_0^{\Delta_\varepsilon} \left[ P_c - B \ln \left( 1 - \frac{3x}{\zeta R_\varepsilon} \right) \right] \frac{4\pi N_\varepsilon R_\varepsilon^2}{1 - \zeta} dx = \\ = \frac{4\pi N_1 R_1^2}{1 - \zeta} \int_0^{\Delta_1} \left[ P_c - B \ln \left( 1 - \frac{3x}{\zeta^\varepsilon R_1} \right) \right] dx,$$

gdzie

$$B = \frac{1}{(1 - \varphi) K_z + \varphi K_c}.$$

Równanie bilansu energetycznego cząstki ośrodka ma postać

$$(2.15) \quad W - W_c - W_z = 0,$$

co po uwzględnieniu zależności (2.9), (2.12), (2.14) i pominięciu — zgodnie z teorią Hertza — wartości  $\Delta_1$  z wyższymi potęgami, daje

$$(2.16) \quad \frac{4\pi R_1^2 (P_0 - P_c)}{1 - \zeta} - 8,84 H_{\varphi\varepsilon} F_1 - \frac{12\pi B}{\zeta^\varepsilon (1 - \zeta)} \left( \frac{3(1 - \sigma_z^2) R_1 F_1}{4E_z} \right)^{2/3} = 0.$$

Z powyższego równania obliczamy wartość

$$(2.17) \quad F_1 = \frac{2,34 R_1^2 (P_0 - P_c)}{H_{\varphi\varepsilon} + \frac{9,11 B^{3/2} (1 - \sigma_z^2)}{\zeta^{3/2\varepsilon} E_z (P_0 - P_c)^{1/2}}}.$$

Zarówno współczynnik  $H_{\varphi\varepsilon}$  jak też i porowatość są funkcją  $\zeta$ , więc można  $H_{\varphi\varepsilon}$  wyrazić za pomocą porowatości  $H_\varphi$ :

$$(2.18) \quad (H_\varphi)^{1/3} \varphi^{1/2} = \frac{2}{3}.$$

Podstawiając (2.18) do (2.17) otrzymamy

$$(2.19) \quad F_1 = \frac{2,34 R_1^2 (P_0 - P_c)}{H_\varphi \left[ 1 + \frac{30,75 B^{3/2} (1 - \sigma_z^2)}{E_z (P_0 - P_c)^{1/2}} \right]}.$$

W tym wzorze mianownik przedstawia współczynnik porowatości cząstki ośrodka nasyconego cieczą, który oznaczamy przez  $H_p Q$ . Wtedy

$$(2.20) \quad F_1 = \frac{2,34 R_1^2 (P_0 - P_c)}{H_p Q}.$$

Wstawiając (2.20) do (2.6) uzyskujemy wyrażenie określające całkowitą objętość cząstki ośrodka za pośrednictwem wielkości  $P_0$  i  $P_c$

$$(2.21) \quad V = \frac{4\pi N_1 R_1^3}{3(1-\zeta)} - \frac{4\pi N_1 R_1^2}{(1-\zeta)} \left( \frac{1,75(1-\sigma_z^2)(P_0 - P_c)}{E_z H_p Q} \right)^{2/3}.$$

Obecnie moduł sprężystości cząstki naszego ośrodka daje się już obliczyć ze związku pomiędzy objętością i ciśnieniem:

$$(2.22) \quad -V \frac{dP}{dV} = \frac{H_p^{2/3} (\Delta P)^{1/3} Q^{5/3}}{2 \left( \frac{1,75(1-\sigma_z^2)}{E_z} \right)^{2/3} Q_1} - 1,5 \Delta P \frac{Q^{5/3}}{Q_1},$$

gdzie  $\Delta P = P_0 - P_c$ ,

$$(2.23) \quad Q_1 = \left[ 1 + \frac{46,13 B^{3/2} (1 - \sigma_z^2)}{E_z \Delta P^{1/2}} \right].$$

Ciężar właściwy cząstki ośrodka porowatego nasyconego cieczą wynosi

$$(2.24) \quad \varrho = \varrho_z - \varphi (\varrho_z - \varrho_c).$$

Teraz więc wystarczy podstawić (2.18), (2.22) i (2.24) do (2.1), aby otrzymać wzór na prędkość podłużnej fali sprężystej w porowatym ośrodku nasyconym cieczą:

$$(2.25) \quad c = \left\{ \frac{2g}{3\varphi [\varrho_z - \varphi (\varrho_z - \varrho_c)]} \left( \frac{1 - \sigma_0}{1 + \sigma_0} \right) \left[ \frac{\Delta P^{1/3} Q^{5/3}}{\left( \frac{1,75(1-\sigma_z^2)}{E_z} \right)^{2/3} Q_1} - 6,75 \varphi \Delta P \frac{Q^{5/3}}{Q_1} \right] \right\}^{1/2}.$$

Wzór ten stosuje się jednak dla ośrodka zbudowanego z ziaren kulistych. Nas natomiast interesuje ostatecznie propagacja fali sprężystej w piasku lub piaskowcu, składającym się z ziaren o kształcie mniej lub więcej odbiegającym od kulki. Należy więc rozpatrzyć możliwości pewnych dalszych przybliżeń, które pozwoliłyby z dopuszczalnym błędem zastosować wzór (2.25) do zamierzonego celu. Według FURNASA [2] cząstkę ośrodka przedstawioną na rys. 2 uważać można za szczególny przypadek cząstki zbudowanej z ziaren o dowolnych kształtach, przy czym nieskończenie małe ziarna umieszczone są w szczelinach pomiędzy większymi itd. Objętość największych ziaren wynosi  $V_1 = 1 - \zeta$ , zaś sukcesywnie mniejszych  $V_2 = \zeta(1 - \zeta)$ , w związku z czym

$$(2.26) \quad V_1 : V_2 : V_3 \dots = 1 : \zeta : \zeta^2 : \zeta^3 \dots$$

Powyższa zależność jest słuszna teoretycznie tylko przy nieskończone małych stosunkach promieni ziaren kolejnej wielkości, lecz w praktyce okazało się, że stosunki te mogą być nawet rzędu 5 [2]. Ponadto FURNAS dowiódł, że zależność (2.26) jest słuszna również w przypadkach ziaren o dowolnym kształcie pod warunkiem, że zostanie zachowany odpowiedni stosunek pomiędzy średnim promieniem ich krzywizny a objętością. Odchylenia od tego warunku wymagają wprowadzenia współczynnika korygującego, wyznaczanego eksperymentalnie. Biorąc pod uwagę, że wzór (2.25) zawiera jeszcze inne współczynniki o nieznannej często wartości (np.  $\sigma$  lub  $E$ ), wydaje się najbardziej celowe wprowadzenie jednej, wspólnej stałej danego ośrodka uwzględniającej niewiadome czynniki, a więc np. dla suchego piaskowca

$$(2.27) \quad c = \left\{ \frac{2g}{3\varrho_z \varphi (1 - \varphi)} \left( \frac{1 - \sigma_0}{1 + \sigma_0} \right) \right\}^{1/2} P^{1/6} k^{1/3}.$$

Ten znacznie uproszczony wzór na prędkość fali obejmuje jednak wpływ najistotniejszych czynników, tzn. porowatości i ciśnienia.

Współczynnik Poissona dla piaskowców waha się w granicach od 0,12 do 0,22 [4]. Przy nasyceniu wodą wahanie to bardzo maleje. Zakładając np. dla suchego piaskowca  $\sigma = 0,2$  otrzymamy

$$(2.28) \quad c = \frac{2,4 P^{1/6} k^{1/3}}{\varrho_z^{1/2} \varphi^{1/2} (1 - \varphi)^{1/2}}.$$

W piaskowcu nasyconym cieczą działanie ciśnienia na ciecz jest nieco inne niż w teoretycznym ośrodku, złożonym z kulek, a to ze względu na obecność spoiwa między ziarnami. Dlatego też zamiast wyrazu  $(P_0 - P_c)$  trzeba zastosować  $P_0 - nP_c$ , gdzie  $n$  jest stałą spojenia, rzędu jedności. Wówczas na podstawie (2.25) prędkość fali w piaskowcu nasyconym całkowicie cieczą określona jest za pomocą wzoru

$$(2.29) \quad c = \frac{2,4 (P_0 - nP_c)^{1/6} k^{1/3}}{\varphi^{1/2} [\varrho_z - \varphi(\varrho_z - \varrho_c)]^{1/2}} \frac{[1 + 0,175 B^{3/2} k^{-1} \varphi (P_0 - nP_c)^{-1/2}]^{5/6}}{[1 + 0,263 B^{3/2} k^{-1} \varphi (P_0 - nP_c)^{-1/2}]^{1/2}}.$$

Dla piasków stałą  $n$  pomija się.

W niniejszej pracy wartość współczynnika  $k$  wyznaczona została eksperymentalnie na podstawie dziesięciu pomiarów prędkości fali, wykonywanych w piaskowcu o dokładnie znanych parametrach. Otrzymany wynik wynosi

$$k^{1/3} = 2,45 \cdot 10^4, \quad k = 14,8 \cdot 10^{12}.$$

Po podstawieniu go do wzoru (2.28) obliczono prędkość  $c$  w piaskowcu suchym, średnioziarnistym o różnej porowatości (por. dane w tabelicy 1), a następnie wykreślono krzywą  $c = f(\varphi)$ , przedstawioną na rys. 4. Kółkami zaznaczono wyniki pomiarów prędkości w tym samym piaskowcu. Zgodność wartości obliczonych i zmierzonych jest zadowalająca (por. wykres z tabelicą 7).



Tablica 1

L.p.	Rodzaj ośrodka	Ciężar wł. ziaren $\rho_z$	$\sigma_0$	$\varphi$ %	$P_0$ kG/cm <sup>2</sup>	$c$ m/sek
1	Piaskowiec drobnoziarnisty suchy (Szydłowiec)	2,65	0,25	5	1,0	5230
2	jak wyżej	2,70	0,25	10	1,0	3760
3	jak wyżej	2,55	0,25	15	1,0	3260
4	jak wyżej	2,40	0,25	20	1,0	3000
5	jak wyżej	2,45	0,25	25	1,0	2750
6	jak wyżej	2,45	0,25	30	1,0	2590
7	Piasek średnioziarnisty suchy	2,70	0,40	60	1,0	1610

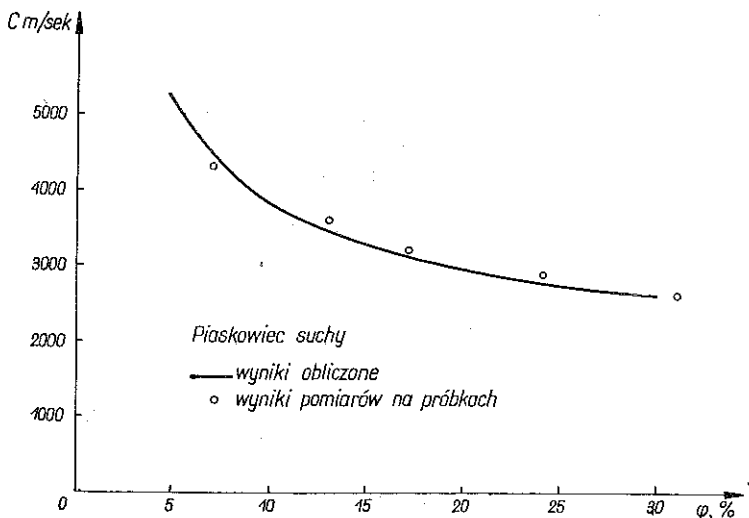
Tablica 2

L.p.	Rodzaj ośrodka	$\rho_z$ g/cm <sup>3</sup>	$P_0$ kG/cm <sup>2</sup>	$B$ dyn/cm <sup>2</sup>	$\varphi$ %	$c$ m/sek
1	Piaskowiec drobnoziarnisty nasycony wodą (Szydłowiec)	2,65	1,0	20·10 <sup>10</sup>	5	6370
2	jak wyżej	2,70	1,0	13,5·10 <sup>10</sup>	10	4540
3	jak wyżej	2,55	1,0	10,2·10 <sup>10</sup>	15	3840
4	jak wyżej	2,40	1,0	8,2·10 <sup>10</sup>	20	3480
5	jak wyżej	2,45	1,0	6,9·10 <sup>10</sup>	25	3120
6	jak wyżej	2,45	1,0	5,9·10 <sup>10</sup>	30	2890
7	Piasek średnioziarnisty nasy- cony wodą	2,70	1,0	3,8·10 <sup>10</sup>	50	1760

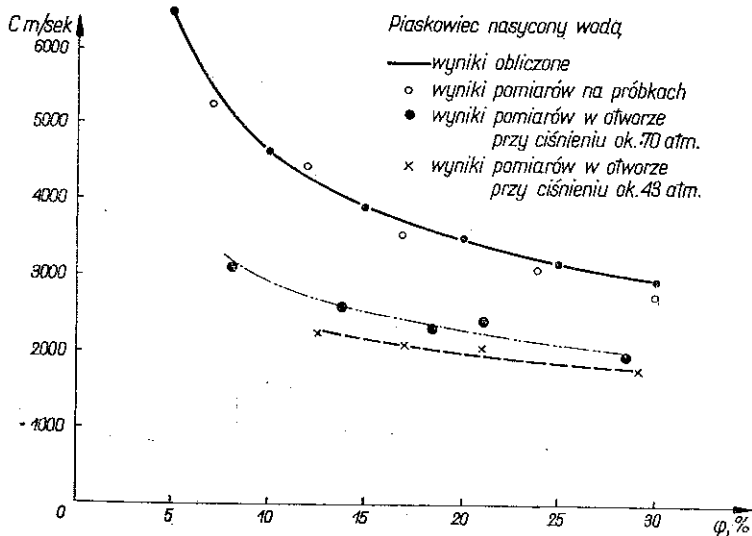
Tablica 3

L.p.	Rodzaj ośrodka	$\rho_z$ g/cm <sup>3</sup>	$P_0$ kG/cm <sup>2</sup>	$\rho_c$ g/cm <sup>3</sup>	$B$ dyn/cm <sup>2</sup>	$\varphi$ %	$c$ m/sek
1	Piaskowiec drobnoziar- nisty (Szydłowiec) nasy- cony naftą	2,65	1,0	0,8	16,7·10 <sup>10</sup>	5	5880
2	jak wyżej	2,70	1,0	0,8	10,6·10 <sup>10</sup>	10	4275
3	jak wyżej	2,55	1,0	0,8	7,8·10 <sup>10</sup>	15	3650
4	jak wyżej	2,40	1,0	0,8	6,4·10 <sup>10</sup>	20	3300
5	jak wyżej	2,45	1,0	0,8	4,8·10 <sup>10</sup>	25	2910
6	jak wyżej	2,45	1,0	0,8	4,35·10 <sup>10</sup>	30	2730
7	Piasek średnioziarnisty nasycony naftą	2,70	1,0	0,8	2,75·10 <sup>10</sup>	50	1660

Podobne obliczenia przeprowadzone zostały dla piaskowca średnioziarnistego, nasyconego całkowicie naftą lub wodą. Stosował się wtedy wzór (2.29). Przyjęto przy tym, że  $P_e = 0$ , co często ma miejsce w praktyce. Pozostałe dane ośrodka oraz wyniki obliczeń zawierają tablice 2 i 3, zaś krzywe  $c = f(\varphi)$  przedstawione są na



Rys. 4. Zależność prędkości fali sprężystej od stopnia porowatości piaskowca suchego



Rys. 5. Zależność prędkości fali sprężystej od stopnia porowatości piaskowca nasyconego wodą.

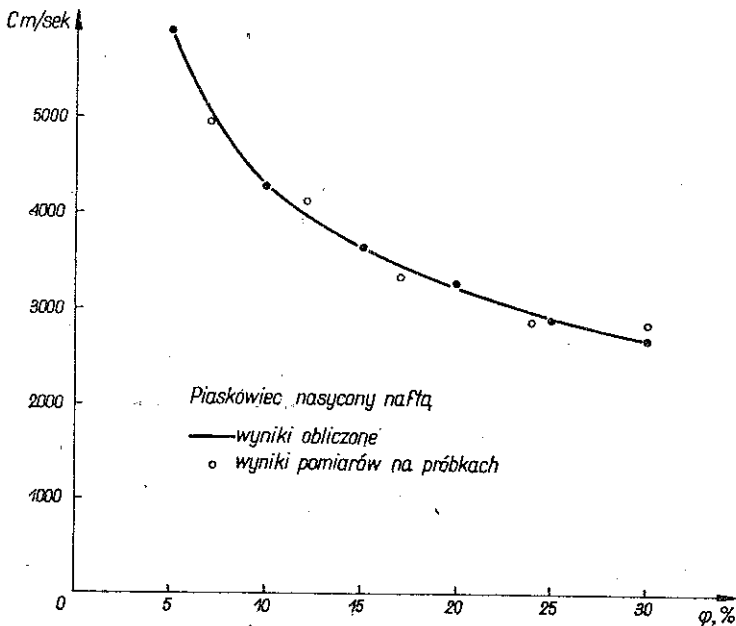
rys. 5 i 6, gdzie dla porównania naniesiono również prędkość fali, mierzoną na próbkach nasyconego piaskowca oraz w otworach wiertniczych (tab. 8–11).

Jak widać otrzymano dobrą zgodność obliczeń z eksperymentami na próbkach. Brak liczbowej zgodności obliczeń z wynikami pomiarów w otworach jest zupełnie zrozumiałą, gdyż pomiary te przeprowadzane były w piaskowcach innego rodzaju,

co do których brak bardziej szczegółowych danych, aby wykonać obliczenia. Niemniej jednak charakter zmian prędkości jako funkcji porowatości jest w otworze bardzo podobny do tego, jaki wykazuje obliczona krzywa (rys. 5).

Z wyprowadzonej powyżej zależności (2.29) wynika także wpływ ciśnień  $P_0$  i  $P_c$  na prędkość fali sprężystej. Decydującą rolę odgrywa tu właściwie różnica tych ciśnień  $\Delta P$ , ponieważ prędkość wzrasta wraz z  $\Delta P^{1/6}$ . Potwierdzają to pomiary przeprowadzone na dwóch różnych głębokościach otworu wiertniczego, przedstawione na rys. 5.

Zależność (2.29) w sposób pośredni wskazuje też na rolę temperatury. Jest to czynnik o tyle istotny, że w otworach wiertniczych o dużych głębokościach (2000–3000 m) mamy do czynienia z ciepłotą rzędu 80–120°C. Taki wzrost temperatury powoduje wyraźne zmiany właściwości ośrodka porowatego nasyconego cieczą. Zmiany te polegają głównie na obniżeniu ew. powiększeniu modułu ściśli-

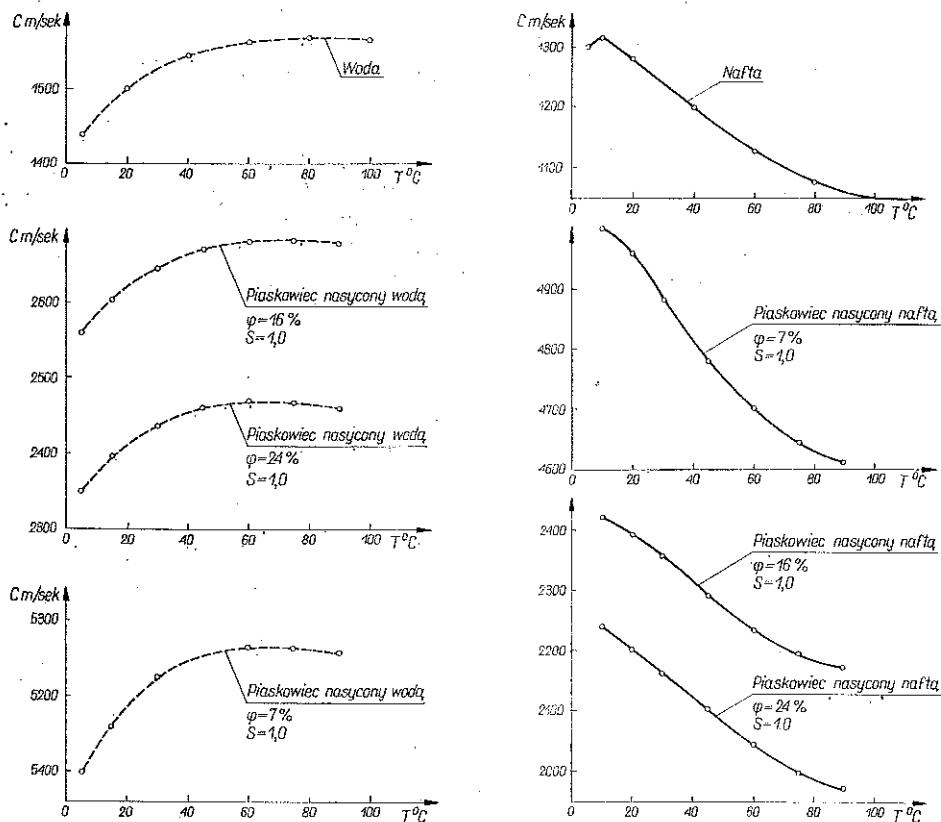


Rys. 6. Zależność prędkości fali sprężystej od stopnia porowatości piaskowca nasyconego naftą

wości cieczy  $K_c$ , w konsekwencji czego rośnie lub maleje prędkość fali sprężystej. Na przykład w odniesieniu do wody wzrost temperatury od 0° do 50°C powoduje zmniejszenie wartości  $K_c$  o ok. 20%. W tych samych warunkach zmiana modułu ściśliwości ziaren piaskowca jest nieznaczna, rzędu 2% i może być pominięta.

Dokładniejszych informacji dotyczące wpływu temperatury na prędkość fali sprężystej dostarczyły pomiary laboratoryjne, opisane w p. 3.3. Uzyskane z tych pomiarów krzywe  $c = f(T)$  dla wody i nafty oraz dla różnych piaskowców całkowicie nasyconych tymi cieczami przedstawiono na rys. 7. Wykres krzywych

potwierdza przewidziany teoretycznie wzrost lub malenie prędkości fali sprężystej w miarę podwyższenia się temperatury ośrodka, co jak już wyjaśniono spowodowane jest zmianami ściśliwości cieczy. Zależność ściśliwości od temperatury jest inna



Rys. 7. Zależność prędkości fali sprężystej od temperatury ośrodka

dla każdej cieczy. Określa ją w bardzo ogólny sposób wzór ORNSTEINA i ZERNIKE [9], zwany często całką ściśliwości:

$$k = \frac{1}{\rho k T} \left[ 1 + 4\pi \rho \int g(r) r^2 dr \right].$$

Analizując krzywe  $c = f(T)$  otrzymane dla nasyconych piaskowców można stwierdzić, że kształt tych krzywych uwarunkowany jest niewątpliwie przebiegiem krzywej  $c = f(T)$  dla samej cieczy nasycającej oraz stopniem porowatości ośrodka. Związki te wyjaśnia nieco dokładniej tablica 4, z której wynika, że im większa jest porowatość piaskowca, tym bardziej procentowe zmiany prędkości fali jako funkcji temperatury zbliżają się do takichże zmian w cieczy nasycającej. Nawiązując do zależności (2.29) można to wyrazić następująco:

$$c(T) = [c_c(T)] \varphi^{1/3}.$$

Znając zatem wykres krzywej  $c_c = f(T)$  dla danej cieczy (co w praktyce jest bardzo łatwe do zmierzenia) oraz porowatość górotworu możemy z wystarczającym przybliżeniem przewidzieć zachodzące w tym ostatnim zmiany prędkości fali sprężystej pod wpływem temperatury.

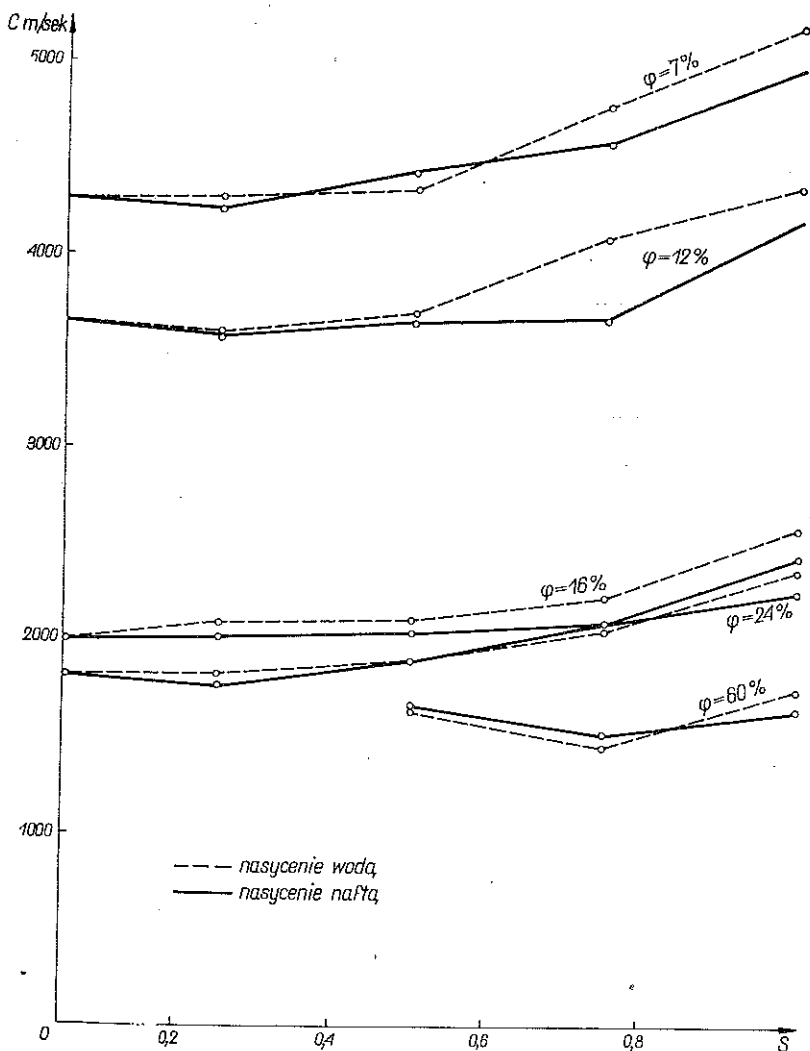
Tablica 4

Ośrodek \ T°C	5	10	30	45	60	75	90	
Woda	0	—	5,9	7,6	8,3	8,7	8,7	zmiany prędkości fali sprężystej w %
Piaskowiec nasycony wodą $\varphi = 7\%$	0	—	2,5	3,0	3,2	3,2	3,0	
Piaskowiec nasycony wodą $\varphi = 16\%$	0	—	3,2	4,3	4,9	4,9	4,5	
Piaskowiec nasycony wodą $\varphi = 24\%$	0	—	3,6	4,7	5,1	5,0	4,7	
Nafta	—	0	5,7	10,0	14,5	17,5	19,0	
Piaskowiec nasycony naftą $\varphi = 7\%$	—	0	2,3	4,1	6,0	7,2	7,8	
Piaskowiec nasycony naftą $\varphi = 16\%$	—	0	3,1	5,4	7,9	9,5	10,4	
Piaskowiec nasycony naftą $\varphi = 24\%$	—	0	3,5	6,2	9,0	11,0	12,0	

W przeprowadzonych dotąd obliczeniach prędkości fali sprężystej uwzględniono tylko dwa krańcowe przypadki stanu nasycenia ośrodka porowatego. Pierwszy obejmował piaskowiec zupełnie suchy (posługiwano się wtedy wzorem (2.28)), a drugi — piaskowiec całkowicie nasycony wodą lub naftą [korzystano wówczas ze wzoru (2.29)]. W rzeczywistości zdarzają się jednak również pośrednie stany nasycenia porów, którym odpowiadają niewątpliwie inne prędkości fali niż przy stanach krańcowych. Tych stanów pośrednich nie uwzględniają wyprowadzone powyżej wzory. Aby zatem rozszerzyć obliczenia na dowolne stany nasycenia ośrodka cieczą, należy do wzoru (2.29) wprowadzić odpowiednią poprawkę obejmującą wpływ stopnia wypełniania porów na prędkość propagacji fali. W celu szczegółowego wyjaśnienia tego zagadnienia przeprowadzono w sposób opisany w p. 3.3 szereg pomiarów prędkości fali sprężystej w próbkach piaskowców o różnej porowatości i zmienianych stopniach nasycenia wodą oraz naftą. Otrzymane wyniki przedstawiają tablice 12 i 13 oraz krzywe na rys. 8. Sam fakt wzrostu prędkości fali jako funkcji nasycenia jest zupełnie oczywisty w świetle poprzednich rozważań i nie wymaga wyjaśnień. Pozostaje do zanalizowania charakter tego wzrostu oraz czynniki, od których zależy. Porównując z sobą poszczególne krzywe można zauważyć szereg wspólnych cech, wskazujących na to, że charakter ich zależy od prędkości fali w cieczy nasycającej i od porowatości ośrodka. Im większa prędkość fali w cieczy, tym większy wzrost prędkości fali w badanym ośrodku, a im mniejsza porowatość

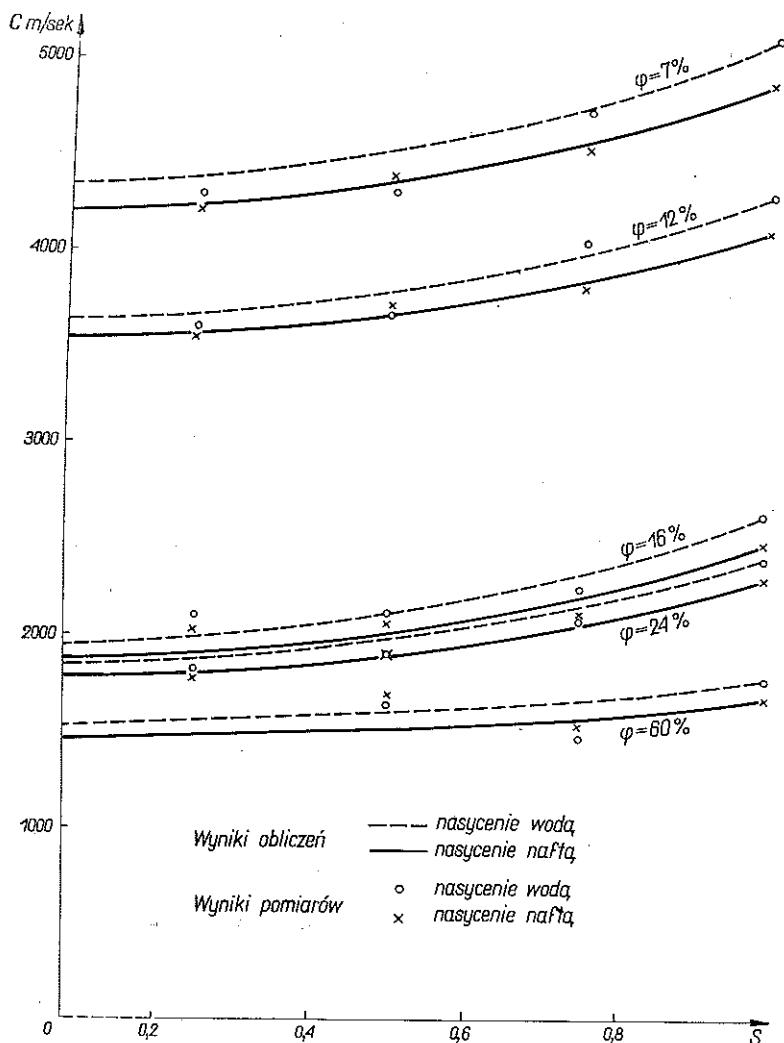
ośrodka, tym szybszy wzrost wpływu stopnia jego nasycenia na prędkość fali. Nawiązując do wzoru (2.29) można to ująć matematycznie w następujący sposób:

$$(2.30) \quad c_s = c - c_e (1 - S^2) (1 - \varphi^{1/3}).$$



Rys. 8. Wyniki pomiarów prędkości fali sprężystej w piaskowcach o różnym stopniu nasycenia wodą lub naftą

Posługując się podaną wyżej poprawką (2.30) przeprowadzono obliczenia zmian prędkości fali jako funkcji stopnia nasycenia dla próbek, objętych pomiarami. Wyniki podane w tablicy 5 oraz na rys. 9 wskazują na wystarczającą ich zgodność z doświadczeniami.



Rys. 9. Teoretyczna zależność prędkości fali sprężystej od stopnia nasycenia piaskowca wodą lub naftą

Przechodząc do procesu tłumienia fali sprężystej w ośrodku porowatym, nasyconym cieczą, należy na wstępie wyjaśnić, że tłumienie to spowodowane jest głównie zjawiskiem tarcia, wywołanego ruchami ośrodka oraz cieczy w jego porach. Dlatego też najlepszym punktem wyjścia do rozważań będzie teoria przepływu lepkiej cieczy przez rurkę o przekroju cylindrycznym, opracowana przez KIRCHHOFFA i adaptowana przez M. A. BIOTA [1]. Przyrównując poszczególne pory ośrodka do jednakowych rurek możemy zgodnie z tą teorią określić siłę tarcia (na jednostkę objętości), wywołaną ruchem cieczy jako:

$$S_x = b \frac{\partial}{\partial t} (U_x - u_x),$$

gdzie  $x$  oznacza kierunek ruchu cieczy.

Tablica 5

$\varphi\%$ $S$	Ciecz nasycająca — woda					Ciecz nasycająca — nafta				
	7	12	16	24	60 piasek	7	12	16	24	60 piasek
0,1	4340	3640	1940	1835	1540	4215	3550	1870	1780	1465
0,2	4370	3660	1965	1855	1545	4240	3570	1885	1795	1470
0,3	4410	3700	2000	1885	1560	4280	3600	1910	1820	1480
0,4	4470	3750	2045	1925	1575	4330	3650	1955	1855	1495
0,5	4550	3815	2105	1975	1595	4400	3705	2010	1900	1510
0,6	4650	3900	2180	2035	1620	4485	3780	2075	1955	1535
0,7	4760	3995	2265	2110	1650	4585	3865	2155	2020	1560
0,8	4885	4105	2370	2195	1680	4700	3960	2245	2085	1590
0,9	5035	4230	2480	2290	1720	4830	4075	2345	2180	1620
1,0	5200	4370	2610	2395	1760	4980	4200	2460	2275	1660

Przy ruchu okresowym, sinusoidalnym o częstotliwości znacznie większej od zera musi być wprowadzony współczynnik korygujący

$$(2.31) \quad S_x = bF(k) \frac{\partial}{\partial t} (U_x - u_x),$$

$$(2.32) \quad k = a \left( \frac{\omega}{\nu} \right)^{1/2}.$$

Przeprowadzone przez BIOTA badania [1] wykazały, że w przypadku porów o spłaszczonym przekroju poprzecznym, odbiegającym znacznie nawet od okrągłego, współczynnik korekcji  $F(k)$  pozostaje nadal wystarczająco dokładny, jeżeli przyjmujemy

$$(2.33) \quad a = \frac{3}{4} a_1,$$

gdzie  $2a_1$  oznacza największy wymiar spłaszczonego przekroju porów.

Założone zostało na wstępie, że wszystkie pory mają postać jednakowych rurek. W odniesieniu do rzeczywistego ośrodka warunek taki jest nierealny, gdyż występują w nim pory zarówno różnych wymiarów, jak i kształtów. Zgodnie więc z zależnościami (2.31) i (2.32) dla różnych porów musiałyby być stosowane różne współczynniki korekcji. Należy przeto zastanowić się nad możliwością dobrania współczynnika uniwersalnego, odpowiedniego dla rozmaitych porów. W tym celu wprowadzamy pojęcie częstotliwości charakterystycznych ośrodka, związanych z siłami tarcia, masą cieczy, lepkością cieczy i przekrojem porów [1]:

$$(2.34) \quad f_c = \frac{b}{2\pi\varrho_2},$$

$$(2.35) \quad f_c' = \frac{\nu}{2\pi a^2}.$$



Wtedy wzór na  $k$  można wyrazić następująco:

$$(2.36) \quad k^2 = \frac{f}{f_c'}$$

W dalszym ciągu zagadnienie uniwersalnego współczynnika korekcji sprowadza się do porównania i powiązania  $f_c$  z  $f_c'$ . Przyjmując na razie, że pory są równoległymi rureczkami o promieniu  $a$ , określamy wielkość

$$(2.37) \quad b = 2\pi aS = 8\pi \mu U,$$

z czego na jednostkę przekroju poprzecznego poru przypadnie

$$(2.38) \quad \frac{2\pi aS}{\pi a^2} = \frac{8\pi \mu}{\pi a^2} U, \quad \frac{2S}{a} = \frac{8\mu}{a^2} U.$$

Po uwzględnieniu porowatości osrodka mamy

$$(2.39) \quad \frac{2S\beta}{a} = \frac{8\mu\beta}{a^2} U.$$

Ponieważ zaś

$$(2.40) \quad \beta \varrho_c = \varrho_2,$$

to

$$(2.41) \quad f_c = \frac{4\nu}{\pi a^2}.$$

Porównując tę ostatnią zależność ze wzorem (2.35) otrzymujemy następujący związek pomiędzy  $f_c$  i  $f_c'$ :

$$(2.42) \quad f_c = 8f_c'.$$

Wtedy

$$k^2 = 8 \frac{f}{f_c},$$

współczynnik zaś korekcji otrzymuje postać

$$(2.43) \quad F(k) = F \left[ \left( \frac{8f}{f_c} \right)^{1/2} \right].$$

Porzucając obecnie teoretyczne założenia o równoległości porów przyjmujemy że ułożenie ich jest dowolne i uwzględniamy to odpowiednim współczynnikiem we wzorze (2.37), a w konsekwencji

$$(2.44) \quad F(k) = F \left[ \left( 8\xi \frac{f}{f_c} \right)^{1/2} \right].$$

Podobnie postępujemy z kształtem przekroju poprzecznego porów; mając na uwadze zależność (2.33) i uwzględniając ją przy określaniu wartości  $b$  znajdziemy

$$(2.45) \quad b = \frac{3\mu\beta\xi}{(a_1)^2}$$

oraz wartości

$$(2.46) \quad f_c = \frac{8\nu\xi}{3\pi a^2} = \frac{16}{3} \xi f'_c.$$

Stąd też

$$(2.47) \quad k^2 = \frac{16}{3} \frac{f}{f_c} \xi$$

i ostateczny wzór na uniwersalny współczynnik korekcji ma postać

$$(2.48) \quad F(k) = F \left[ \left( \frac{16f}{3f_c} \xi \right)^{1/2} \right].$$

Jak widać, we wzorze tym uwzględnione są niezbędne czynniki geometryczne porów, tzn. ich przekrój poprzeczny oraz rozmieszczenie w ośrodku. Ogólnie można napisać

$$(2.49) \quad F(k) = F \left[ \delta \left( \frac{f}{f_c} \right)^{1/2} \right].$$

Współczynnik charakteryzujący cechy geometryczne porów  $\delta$  wynosi dla ich przekroju cylindrycznego

$$(2.50) \quad \delta = (8\xi)^{1/2}$$

oraz dla spłaszczonego

$$(2.51) \quad \delta = \left( \frac{16}{3} \xi \right)^{1/2}.$$

W praktyce oznacza to, że waha się on w granicach od 3.1 do 3.5.

Po zanalizowaniu zjawisk tarcia, zachodzących w porowatym ośrodku pod wpływem ruchu cieczy w porach, można przystąpić do rozpatrywania skutków, jakie wywierają te zjawiska na tłumienie podłużnej fali sprężystej. Propagację takiej fali określają nam ogólne równania, rozszerzone dla ośrodka porowatego, nasyconego cieczą do postaci [1]:

$$(2.52) \quad \nabla^2(P_e + Q_e) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varrho_{11} e + \varrho_{12} \varepsilon) + bF(k) \frac{\partial}{\partial t} (e - \varepsilon),$$

$$(2.53) \quad \nabla^2(Q_e + R_e) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varrho_{12} e + \varrho_{22} \varepsilon) - bF(k) \frac{\partial}{\partial t} (e - \varepsilon),$$

gdzie  $P, Q$  i  $R$  oznaczają stałe sprężystości,  $\varepsilon$  dywergencję przemieszczenia cieczy

$$\varrho_{11} = \varrho_1 + \varrho_a, \quad \varrho_{12} = -\varrho_a, \quad \varrho_{22} = \varrho_2 + \varrho_a.$$

Równania (2.52) i (2.53) posiadają rozwiązania typu

$$(2.54) \quad e = A_1^{[i(lx+\omega t)]},$$

$$(2.55) \quad \varepsilon = A_2^{[i(lx+\omega t)]},$$

które po podstawieniu do (2.52) i (2.53) prowadzą do równania

$$(2.56) \quad (\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2)z^2 - (\sigma_{22}\gamma_{11} + \sigma_{11}\gamma_{22} - 2\sigma_{12}\gamma_{12})z + (\gamma_{11}\gamma_{22} - \gamma_{12}^2) + \frac{ib}{\omega\rho}F(k)(z-1) = 0,$$

gdzie

$$\sigma_{11} = \frac{P}{H}, \quad \sigma_{12} = \frac{Q}{H}, \quad \sigma_{22} = \frac{R}{H}, \quad H = P + R + 2Q,$$

$$\gamma_{11} = \frac{\varrho_{11}}{\varrho}, \quad \gamma_{12} = \frac{\varrho_{12}}{\varrho}, \quad \gamma_{22} = \frac{\varrho_{22}}{\varrho}, \quad z = \frac{l^2}{\omega^2 c_e^2}, \quad c_e^2 = \frac{H}{\varrho},$$

$$\varrho = \varrho_{11} + 2\varrho_{12} + \varrho_{22}.$$

Symbol  $c_e$  oznacza prędkość fali sprężystej w przypadku, gdy nie ma względnego ruchu cieczy, tzn. gdy  $e = \varepsilon$ .

Zakładając chwilowo brak tarcia, tzn.  $b = 0$ , otrzymujemy dla równania (2.56) dwa pierwiastki:

$$z_1 = \frac{c_e^2}{(c_1)^2}, \quad z_2 = \frac{c_e^2}{(c_2)^2},$$

przy czym  $c_1$  i  $c_2$  są to prędkości fal idealnie (wyłącznie) sprężystych. Wobec tego równanie (2.56) może mieć również postać

$$(2.57) \quad (z - z_1)(z - z_2) + iM(z - 1) = 0,$$

gdzie

$$M = \frac{\varepsilon_1 + i\varepsilon_2}{\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2}.$$

Pierwiastki zespolone równania (2.57) są równe

$$(2.58) \quad y_1^{1/2} = \eta_1 + i\tau_1, \quad y_2^{1/2} = \eta_2 + i\tau_2.$$

Pierwszy z nich reprezentuje falę podłużną, w czasie rozchodzenia się której ruchy cieczy i części stałych ośrodka są w fazie. Drugi odpowiada przypadkowi odmiennemu (tzn. gdy ruch cieczy odbywa się z przeciwną fazą niż ruch części stałych, np. ziaren). Części rzeczywiste  $\eta_1$  i  $\eta_2$  związane są z prędkościami fazowymi, a części urojone  $\tau_1$  i  $\tau_2$  z tłumieniem obydwóch wymienionych wyżej rodzajów fali.

Wprowadzając charakterystyczną odległość miejsca obserwacji amplitudy fali od jej źródła

$$L_c = \frac{c_e}{2\pi f c} = \frac{\lambda}{2\pi}.$$

oraz oznaczając przez  $x$  odległość, w której amplituda maleje  $e$  razy, możemy wyrazić współczynnik tłumienia następująco:

$$(2.59) \quad \delta_1 = \frac{L_c}{x_1} = |\tau_1| \frac{f}{f_c}, \quad \delta_2 = \frac{L_c}{x_2} = |\tau_2| \frac{f}{f_c}.$$

Wielkości  $\tau_1$  i  $\tau_2$  otrzymujemy rozwiązując dla małych wartości  $M$  równanie (2.57):

$$(2.60) \quad y_1^{1/2} = (z_1)^{1/2} - \frac{iMz_1 - 1}{2(z_1)^{1/2} z_1 - z_2}, \quad y_2^{1/2} = (z_2)^{1/2} + \frac{iMz_2 - 1}{2(z_2)^{1/2} z_1 - z_2}$$

oraz przedstawiając zależności (2.59) w postaci

$$(2.61) \quad \delta_1 = \frac{(\gamma_{12} + \gamma_{22})(1 - z_1)}{4(\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2)z_1^{1/2}(z_2 - z_1)} \left(\frac{f}{f_c}\right)^{1/2},$$

$$\delta_2 = \frac{(\gamma_{12} + \gamma_{22})(z_2 - 1)}{4(\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2)z_2^{1/2}(z_2 - z_1)} \left(\frac{f}{f_c}\right)^{1/2}.$$

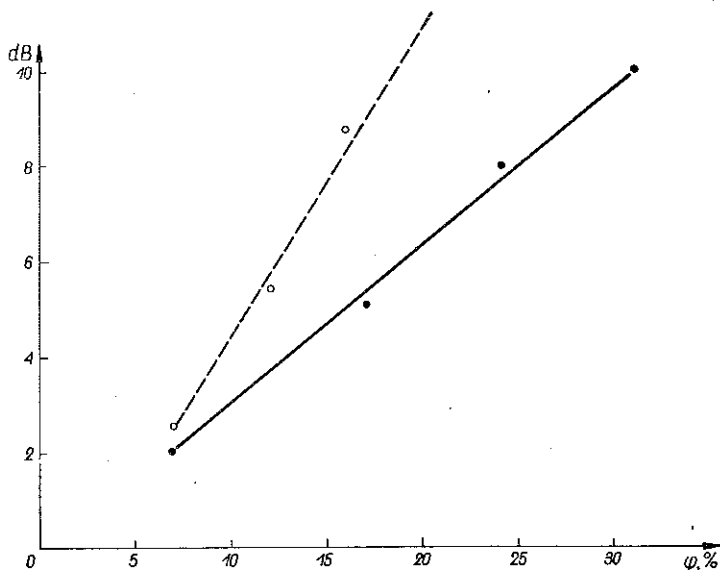
Wpływ porowatości na tłumienie fali sprężystej uwzględniony jest za pośrednictwem wielkości  $\gamma_{12}$  i  $\gamma_{22}$ , co wynika z równań (2.52), (2.53) i (2.56). W praktyce  $\gamma_{12}$  ma wartości bardzo małe w porównaniu z  $\gamma_{22}$ , więc ogólnie można powiedzieć, że przy stałości innych wielkości współczynniki tłumienia  $\delta_1$  i  $\delta_2$  rosną wprost proporcjonalnie do porowatości i pierwiastka z częstotliwości fali. Należy się liczyć z tym, że zgodność faz ruchu cieczy i ziaren ośrodka wystąpi tylko w szczególnych przypadkach (np. przy ściśle określonej dla danego ośrodka częstotliwości) i dlatego w praktyce znaczenie posiada raczej współczynnik  $\delta_2$ . Zmiany temperatury wpływają na tłumienie za pośrednictwem zmian lepkości cieczy. Jednak w odniesieniu do wody i ropy, gdzie lepkość prawie nie zależy od temperatury, zjawisko to można zupełnie pominać. Świadczą zresztą o tym wyniki pomiarów (tablica 15).

Dotychczasowe rozważania nad zjawiskiem tłumienia fali sprężystej w ośrodku porowatym prowadzone były przy założeniu, że ośrodek ten jest całkowicie nasycony cieczą i wobec tego za miarę jego porowatości uważano stosunek objętości cieczy nasycającej do całkowitej objętości ośrodka. Obecnie należy rozpatrzyć, jaki wpływ na tłumienie fali wywierają zmiany stopnia nasycenia górotworu przy zachowaniu stałej jego porowatości. Z fizycznego punktu widzenia zmniejszenie się masy cieczy w porach ośrodka oznacza zmniejszenie strat tarcia wraz z równoczesnym wzrostem innych strat energii, wywołanych pojawieniem się powietrza lub innego gazu pomiędzy ziarnami ośrodka. Te ostatnie straty są znacznie większe od pierwszych i w rezultacie porowaty górotwór w stanie suchym tłumia znacznie więcej falę sprężystą niż po nasyceniu cieczą. Wskazują na to wyraźnie pomiary tłumienia fali w piaskowcu o różnym stopniu nasycenia wodą lub ropy, opisane w p. 3.3. Wyniki tych badań zawiera tablica 13. Jak widać, stopnie nasycenia mniejsze od ok. 0,75 nie odgrywają w praktyce żadnej roli. Wyraźne zmniejszenie tłumienia można zaobserwować dopiero przy nasyceniu powyżej 0,75. Taki wykres krzywej  $b = f(S)$  tłumaczy się znaczną przewagą strat, spowodowanych obecnością powietrza w porach ośrodka nad stratami tarcia cieczy.

Wpływ stopnia nasycenia  $S$  górotworu na tłumienie fali sprężystej można uwzględnić w obliczeniach przez wprowadzenie następującej poprawki:

$$\delta_{2(s)} = \delta_2 [1 + q (1 - S^3) \varphi],$$

gdzie  $\delta_{2s}$  oznacza współczynnik tłumienia fali sprężystej w ośrodku o stopniu nasycenia  $S$ ,  $q$  współczynnik zależny od rodzaju cieczy nasycającej (stwierdzono eksperymentalnie, że dla wody i nafty  $q = 1,5$ ).



Rys. 10. Zależność tłumienia fali sprężystej od stopnia porowatości piaskowca

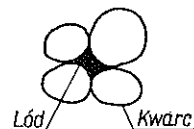
Poprawka ta daje się również wyrazić za pośrednictwem odpowiednich wartości tłumienia w dB, mianowicie

$$b_{(s)} = b [1 + q (1 - S^3) \varphi] \text{ dB.}$$

Prawidłowość poprawki łatwo stwierdzić, podstawiając do niej wyniki pomiarów z tablicy 13.

Wprowadzone powyżej zależności tłumienia fali sprężystej od porowatości i stopnia nasycenia ośrodka potwierdzają dosyć dobrze wyniki pomiarów, przedstawione w postaci wykresu na rys. 10 (tablice 7, 8 i 13).

**2.2. Prędkość i tłumienie fali sprężystej w nasyconych piaskach o temperaturze ujemnej.** Struktura rozpatrywanego dotąd ośrodka przedstawiona na rys. 1 lub 3 ulega zasadniczej zmianie, gdy pod wpływey ujemnej temperatury woda wypełniająca pory zastąpiona zostanie lodem. Mamy wówczas do czynienia z górotworem o znikomej porowatości zbudowanym ze ściśle połączonych ze sobą ziaren kwarcu i lodu (rys. 11). W takim ośrodku



Rys. 11. Konstrukcja zamrożonej cząstki piasku nasyconego uprzednio wodą

prędkość fali sprężystej uwarunkowana jest prędkościami w jego składnikach oraz procentową zawartością tych składników:

$$(2.62) \quad c = \frac{c_k P_k + c_l P_l}{\Sigma P},$$

gdzie  $c_k$  oznacza prędkość fali sprężystej w ziarnach kwarcu,  $c_l$  prędkość fali sprężystej w lodzie oraz  $P_l$  procentową zawartość lodu w ośrodku.

Wstawiając do wzoru (2.62) doświadczalnie sprawdzone wartości liczbowe dla piasku, np.  $c_k = 4950$  m/sek,  $c_l = 3230$  m/sek,  $P_k = 40\%$  oraz  $P_l = 60\%$ , otrzymujemy  $c = 3918$  m/sek. Wartość ta jest porównywalna z wynikami pomiarów (tablica 17). Całkowitą zgodność obliczenia z pomiarem można by uzyskać po wyeliminowaniu pewnych przypadkowych, dodatkowych składników ośrodka oraz po uwzględnieniu pewnej porowatości szczątkowej, zależnej od stopnia zamrożenia. Porowatość ta jest wprawdzie znikoma (prawdopodobnie rzędu 1-2%), lecz praktycznie nie daje się dokładnie określić.

Porównując wyniki zarówno teoretyczne jak i doświadczalne stwierdzamy, że prędkość fali sprężystej w porowatym ośrodku nasyconym wodą a następnie zamrożonym jest znacznie większa niż przed jego zamrożeniem.

Warto również zwrócić uwagę na to, że zmiany ujemnych temperatur nie wpływają na prędkość fali w kwarcu lub lodzie. Dlatego też wszelkie stwierdzone doświadczalnie zmiany prędkości w górotworze pod wpływem zmian temperatur ujemnych należy przypisywać zmianom spistości elementów składowych, zależnej od stopnia zamrożenia (tablica 17).

Zdefiniowany powyżej górotwór w stanie zamrożonym posiada (z punktu widzenia budowy) cechy ośrodka polikrystalicznego i dlatego też przy rozpatrywaniu tłumienia w nim fali sprężystej można posłużyć się teoriami opracowanymi dla polikryształów przez ZENERA [8] i MASONA [5]. W ośrodku polikrystalicznym, którego ziarna są znacznie mniejsze od długości fali (w odniesieniu do górotworu i określonego na wstępie zakresu częstotliwości warunek ten jest całkowicie spełniony), rozchodzeniu się drgań sprężystych towarzyszą straty termiczne i relaksacyjne. Pierwsze z nich polegają na lokalnych zmianach temperatury w poszczególnych ziarnach ośrodka pod wpływem odkształceń spowodowanych rozchodzącą się falą sprężystą.

Zjawisko to może być rozważane analitycznie w oparciu o niejednorodne równanie przewodnictwa cieplnego

$$(2.63) \quad h_0 \nabla^2 Q - \frac{\partial \theta}{\partial t} = - \frac{\partial \theta_0}{\partial t},$$

gdzie  $h_0 = \chi/\rho C_p$  oraz  $\theta$  oznacza temperaturę.

Całka szczególna tego równania jest następująca:

$$(2.64) \quad \theta'_{(x,v)} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2} \sqrt{h_0 v}} e^{-\beta^2} d\beta, \quad \beta = \sqrt{\frac{\omega}{2h_0}}.$$

Zakładając, że odkształcenie  $Sx$  powoduje podwyższenie temperatury  $\gamma S'x$ , otrzymujemy dla przebiegów okresowych ( $Sx = \sqrt{S \sin \omega t}$ ):

$$(2.65) \quad \theta_{(n)S} = \frac{\gamma \omega^2 S^2}{2} \int_0^{\infty} \theta'(x, v) S'x(t-v) dv.$$

Po wstawieniu zależności (2.64) do (2.69) i całkowaniu względem  $x$  oraz  $v$  mamy

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \theta'(x, v) \cos \omega v dv dx = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{h_0}{\pi}} \int_0^{\infty} v^{-1/2} \sin \omega v dv = \sqrt{\frac{h_0}{2}} \omega^{-3/2},$$

a stąd wyrażenie na termiczny współczynnik tłumienia [6]

$$(2.66) \quad \delta_T = \frac{E_a - E_i}{E_i} \frac{b}{v} \sqrt{\frac{h_0}{2\omega}} \approx 2 \frac{E_a - E_i}{aE_i f} \sqrt{h_0},$$

gdzie  $b$  oznacza zewnętrzne pole powierzchni ziarna ośrodka oraz  $a$  przeciętną średnicę ziarna.

Tłumienie termiczne jest odwrotnie proporcjonalne do wielkości ziaren oraz do częstotliwości. Stąd wniosek, że występuje ono przede wszystkim w ośrodku drobnoziarnistym i przy niższych częstotliwościach fali.

Drugim rodzajem strat w ośrodku stanowi tłumienie relaksacyjne. Według ZENERA współczynnik tego tłumienia określony jest wzorem

$$(2.66') \quad \delta_T = \frac{E_a - E_i}{E_i} \frac{F}{1 + F^2}$$

gdzie  $F = f/f_r$  oraz  $f_r = \pi\chi/2a^2 \rho C_p$  oznacza częstotliwość relaksacji ośrodka.

Łatwo stwierdzić przez podstawienie wartości liczbowych, że w górotworze (np. piaskowcu) częstotliwość relaksacji jest rzędu kilkuset Hz, a więc  $f_r \ll f$  i wobec tego wzór (2.66) można uprościć do postaci

$$(2.67) \quad \delta_r = \frac{(E_a - E_i) \pi \chi}{2E_i f a^2 \rho C_p}.$$

Tłumienie relaksacyjne maleje ze wzrostem kwadratu wielkości ziarna, a więc osiąga duże wartości w ośrodku drobnoziarnistym o dobrej przewodności cieplnej.

Rozpatrywany przez nas ośrodek składa się z ziaren kwarcu i lodu. Występujące we wzorach (2.66) i (2.67) współczynniki ośrodka muszą zatem posiadać wartości średnie obliczone według zasady stosowanej uprzednio we wzorze (2.62) na średnią prędkość fali [3], a więc np.

$$(2.68) \quad \chi_{sr} = \frac{\chi_k P_k + \chi_l P_l}{\Sigma P}$$

$\chi_k$  oznacza współczynnik przewodności cieplnej kwarcu, a  $\chi_l$  współczynnik przewodności cieplnej lodu.

Podobnie trzeba postąpić z modułami sprężystości:

$$(2.69) \quad \frac{E_a - E_t}{E_t} = \frac{E - E_{sr}}{E_{sr}} = \frac{\Delta E}{E}$$

$$(2.70) \quad \left( \frac{\Delta E}{E} \right)_{sr} = \frac{\Delta E_k P_k + \Delta E_l P_l}{\sum_P E_{sr}}$$

Tablica 6

L. P.	Rodzaj górotworu	Zawartość lodu %	Sredni liniowy wymiar ziarna a cm	$\rho_k$ g/cm <sup>3</sup>	$\rho_l$ g/cm <sup>3</sup>	$\lambda_k$ cal × cm <sup>-1</sup> × °C <sup>-1</sup>	$\lambda_l$ cal × cm <sup>-1</sup> × °C <sup>-1</sup>	$C_{Pk}$ cal × g <sup>-1</sup> × °C <sup>-1</sup>	$C_{Pl}$ cal × g <sup>-1</sup> × °C <sup>-1</sup>	$E_k$ cgs × 10 <sup>11</sup>	$E_l$ cgs × 10 <sup>11</sup>	$\delta_T$ cm <sup>-1</sup>	$\delta_r$ cm <sup>-1</sup>	$\delta = \delta_T + \delta_r$ cm <sup>-1</sup>	$b = 8,68 \delta \cdot 10^2$ dBm <sup>-1</sup>
1	Piasek średnioziarnisty	60	0,1	2,65	0,92	5	1,5	0,2	0,5	5,3	0,99	1,67 · 10 <sup>-3</sup>	2,87 · 10 <sup>-2</sup>	0,03	26
2	Piasek gruboziarnisty	60	0,25	2,65	0,92	5	1,5	0,2	0,5	5,3	0,99	6,6 · 10 <sup>-4</sup>	4,6 · 10 <sup>-3</sup>	0,005	4,6
3	Piasek gruboziarnisty j. w. lecz z otoczkami o wymiarach 3—5 cm. (45% piasków, 30% lodu)	30	0,25— —5,0	2,65	0,92	5	1,5	0,2	0,5	5,3	0,99	1 · 10 <sup>-4</sup>	99 · 10 <sup>-4</sup>	0,01	8,7

Posługując się przytoczonymi powyżej wzorami obliczono współczynnik tłumienia  $\delta_T$  i  $\delta_r$  na 1 cm drogi fali w trzech rodzajach zamrożonego górotworu o parametrach zestawionych z wynikami w tablicy 6 (częstotliwość fali 20 KHz).

Współczynniki termiczny i relaksacyjny mogą być dodane do siebie ze względu na dużą długość fali sprężystej w rozważanym ośrodku (kilkanaście cm) i tworzą razem ogólny współczynnik tłumienia dźwięku w zamrożonym górotworze. Wykorzystując zależność

$$(2.71) \quad b = 8,68 \delta$$

obliczono tłumienie w dB/m dla trzech rodzajów górotworu wymienionych w tablicy. Otrzymane wartości obejmują oczywiście tylko tłumienie w samym górotworze bez uwzględnienia strat kontaktowych nadajnika i odbiornika. Dlatego też chcąc porównywać wielkości obliczone z pomierzonymi trzeba dodawać do tych pierwszych ok. 13 dB, ponieważ tyle mniej więcej wynosi tłumienie fali w strefach kontaktowych. Po takiej poprawce rezultaty pomiarów (tablica 16) są zbliżone do wyników obliczeń.

### 3. Badania doświadczalne

Dla konfrontacji wyników teoretycznych z doświadczalnymi szczególną wartość posiadają pomiary propagacji fali sprężystej w górotworze, wykonane *in situ*, tzn. w otworach wiertniczych. Badania laboratoryjne, aczkolwiek dużo łatwiejsze do przeprowadzenia, obarczone są zawsze pewnym błędem ze względu na sztuczne warunki, w których się one odbywają. Jednak sama realizacja pomiarów w otworach



wiertniczych przedstawia sobą trudne zagadnienie naukowo-techniczne, wymagające szczegółowego omówienia.

3.1. Metoda pomiaru rozchodzenia się fali sprężystej w górotworze za pośrednictwem jednego otworu wiertniczego. W najogólniejszym ujęciu metoda ta polega na pomiarze opóźnienia i amplitudy fali sprężystej po przejściu jej przez znanej długości odcinek górotworu, wybrany dowolnie na ścianie niezarurowanego otworu wiertniczego. Realizacja pomiaru tym sposobem przedstawiona jest schematycznie na rys. 12. Do odwiertu wypełnionego płuczką opuszczona zostaje na wielożyłowym kablu sonda zawierająca układ nadawczo-odbiorczy fali sprężystej. Impulsy tej fali wysyłane przez nadajnik  $N$  mają możliwość dotarcia różnymi drogami do odbiornika  $O$ , lecz nas interesuje tylko jedna, zaznaczona linią ciągłą. Długość takiej drogi wynosi

$$(3.1) \quad l = l_g + 2l_p,$$

gdzie  $l_g = NO$  oznacza długość drogi fali w górotworze,  $NO$  odstęp między nadajnikiem i odbiornikiem oraz  $l_p$  długość drogi fali w płuczce.

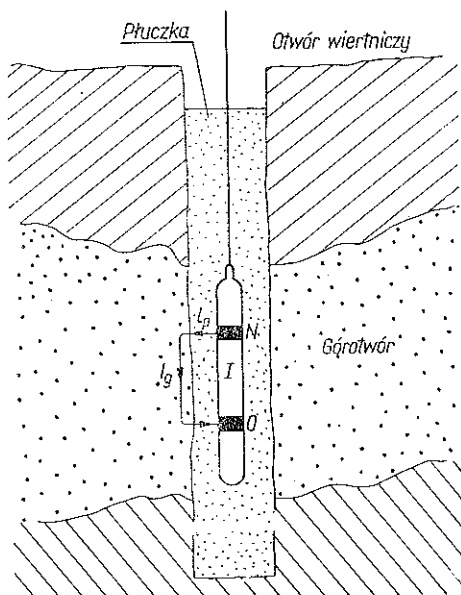
Czas przejścia drogi  $l$  przez fałę jest krótszy od czasów dla wszelkich innych dróg, ponieważ przeważająca część tej drogi prowadzi przez górotwór, w którym prędkość propagacji fali sprężystej jest duża zarówno w stosunku do płuczki, jak też do izolatora gumowego, którym przedzielony jest nadajnik od odbiornika. Dlatego też impuls fali wędrujący drogą  $l$  jest zawsze pierwszym impulsem odebrany przez odbiornik, zaś wszelkie inne fale (np. odbite czy też dochodzące innymi drogami) są opóźnione względem niego i nie odgrywają roli w pomiarze.

Czas  $t$  upływający od chwili wysłania fali do momentu jej odbioru mierzony jest przez elektronowy licznik czasu, umieszczony w aparaturze naziemnej. Jest to wprawdzie czas obejmujący nie tylko przejście fali przez interesujący nas odcinek górotworu, lecz także dwukrotne jej przejście przez płuczkę

$$(3.2) \quad t = t_g + 2t_p.$$

Jednak ze względu na znacznie większą prędkość fali w górotworze niż w płuczce oraz ze względu że

$$(3.3) \quad l_g \gg 2l_p,$$



Rys. 12. Zasada pomiaru prędkości fali sprężystej w otworze wiertniczym

a również

$$(3.4) \quad t_g \gg 2t_p, \quad t \approx t_g$$

popelniany błąd przez przyjmowanie zmierzonej wartości  $t$  za interesującą nas wartość  $t_g$  jest bardzo niewielki. Prędkość fali sprężystej w górotworze obliczamy ze wzoru

$$(3.5) \quad c_g = \frac{t}{l_g}.$$

Dla określenia tłumienia fali w górotworze niezbędne są pomiary jej amplitudy przy dwóch różnych odstępach  $NO$ , co oznacza konieczność wyposażenia sondy w dwa odbiorniki umieszczone w różnych odległościach od nadajnika. Wówczas na odinku górotworu równym różnicy tych odległości tłumienie wyniesie

$$(3.6) \quad b_g = 20 l_g \frac{A_2}{A_1} \text{ dB},$$

gdzie  $A_1$  oznacza amplitudę fali przy mniejszym odstępie  $NO$  oraz  $A_2$  amplitudę fali przy większym odstępie  $NO$ .

Rozpatrzmy obecnie nieco dokładniej elektroakustyczne aspekty pracy sondy nadawczo-odbiorczej w otworze wiertniczym. Przede wszystkim trzeba wyjaśnić, że podana powyżej zasada pomiaru jest bardzo prosta tylko w teorii. W praktyce natomiast realizacja jej łączy się z rozwiązaniem szeregu trudniejszych zagadnień, narzuconych przez specyficzne warunki panujące w otworze wiertniczym, jak np. temperaturę i ciśnienie, wzrastające wraz z głębokością do wartości stu kilkadziesiątu °C oraz kilkuset atmosfer, odkształcenia ścianek otworu wiertniczego, dużą odległość między sondą a współpracującą aparaturą naziemną, dochodząca przy głębokich otworach do 3.000 m, wreszcie bezpośrednie sąsiedztwo układów nadawczego i odbiorczego, przyczyniające się do zakłóceń i przesłuchów. Poza tym należy jeszcze uwzględnić brutalność sposobu obsługi sondy, wynikającą z techniki manipulowania sondami geofizycznymi w ciężkich warunkach terenowych. Wszystko to razem stwarza konieczność dysponowania urządzeniem o nieprzeciętnej wytrzymałości na silne uderzenia i wstrząsy, szczelności obudowy w stosunku do cieczy pod ciśnieniem do ok. 1000 atm. łatwo rozbiwalnej konstrukcji (co przeciwstawia się szczelności), odporności na wysoką temperaturę, dużej czułości układu odbiorczego, dużej mocy nadajnika, zdolności przekazywania sygnałów pomiarowych do aparatury naziemnej po standartowym kablu karotażowym o długości 2-3 km i pojemności elektrycznej 1-2 uF.

Wracając do samej sondy trzeba przypomnieć, że pomiar interesującego nas czasu  $t$  związany jest z określeniem dwóch decydujących momentów: wysłania impulsu fali przez nadajnik oraz odebrania go przez odbiornik po przejściu pożądanego drogi  $l$ . Pierwszy moment sygnalizowany jest nadaniem z sondy do licznika czasu specjalnego impulsu synchronizującego, drugi oznaczony jest początkiem odebranego impulsu fali sprężystej. Stąd też wynika konieczność dobrego i pewnego odbioru tego początku. Jednak spełnienie powyższego warunku utrudnione jest

ze względu na usytuowanie w jednej płaszczyźnie powierzchni czynnych nadajnika i odbiornika, wskutek czego czoło odebranego impulsu fali ma zawsze znacznie mniejszą amplitudę niż jego dalsza część. Przy silnej kierunkowości nadajnika i odbiornika (niezbędnej zresztą dla uzyskania dużej dokładności pomiaru) dynamika odbieranego sygnału osiąga wartości 40 dB. Stwarza to konieczność stosowania w sondzie specjalnych układów wzmacniających i limitujących rozpiętość amplitud tak, aby impuls z uwydatnieniem czoła mógł być przekazany po kablu do aparatury naziemnej. Bez wystarczającego uwydatnienia początkowych amplitud sygnału licznik czasu reaguje z opóźnieniem, wprowadzając do pomiaru błąd, mogący przybierać bardzo duże wartości. Błąd ten zależy pośrednio od dynamiki odebranego sygnału a bezpośrednio od częstotliwości fali sprężystej oraz wielkości odstepu  $NO$ . Można to wyrazić wzorem

$$(3.7) \quad m = \frac{\Delta t_n}{t} 100 = \frac{\frac{1}{f} n}{\frac{2l_p}{c_p} + \frac{l_g}{c_g}},$$

gdzie  $m$  oznacza błąd pomiaru czasu  $t$  w %,  $\Delta t_n$  różnicę pomiędzy czasem  $t$  rzeczywistym a zamierzonym,  $f$  częstotliwość fali sprężystej,  $n$  ilość okresów fali niezarejestrowanych przez układ odbiorczy wskutek zbyt małego czoła sygnału,  $c_g$  prędkość fali w górotworze,  $c_p$  prędkość fali w płuczce oraz  $l_g = NO$  drogę fali w górotworze, równą odstepowi nadajnik — odbiornik.

Jak widać błąd  $m$  maleje wraz ze wzrostem częstotliwości fali oraz odstepu  $NO$ . Wydawałoby się więc, że dla dokładnego pomiaru korzystna byłaby wysoka częstotliwość fali sprężystej i duży odstep  $NO$ . W rzeczywistości jednak powiększenie tych dwóch parametrów powoduje wzrost tłumienia czoła fali, a wtedy rośnie także  $n$ . Wynika stąd, że wartość  $f$  i  $NO$  muszą być wybierane na drodze kompromisu. Na wybór odstepu  $NO$  trzeba patrzeć jeszcze pod kątem widzenia tzw. zdolności rozdzielczej sondy, czyli dokładności rozróżnienia poszczególnych uwarstwień górotworu. Dla uzyskania pełnej zdolności rozdzielczej sondy odstep  $NO$  powinien spełniać następujący warunek  $NO \leq d_g \text{ min}$ , gdzie  $d_g \text{ min}$  oznacza grubość najcieńszej, napotkanej warstwy górotworu.

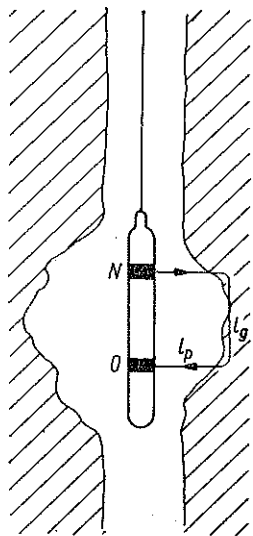
Ponieważ w praktyce wstępują także warstwy o grubości zaledwie kilkunastu cm, więc musimy zrezygnować z całkowitej rozdzielczości na korzyść dokładności pomiaru czasu  $t$ , który stanowi wielkość najistotniejszą. Nasze dotychczasowe doświadczenia wykazały, że przy osiągalnych technicznie maksymalnych parametrach nadajnika i odbiornika najkorzystniej jest stosować częstotliwość ok. 20 KHz oraz odstep  $NO = 0,5-1 \text{ m}$ . Ma się wówczas dobry odbiór czoła fali nawet w warstwach górotworu o dużym tłumieniu. Ten pomyślny rezultat z punktu widzenia dokładności pomiaru czasu traci jednak swoje znaczenie w przypadku występowania kawern w otworze wiertniczym.

Wpływ kawern pokazany jest na rys. 13. Przy przechodzeniu sondy przez kawernę wzrasta poważnie długość drogi fali przez płuczkę i zmierzony czas  $t$  nawet w małym przybliżeniu nie odpowiada interesującemu nas czasowi  $t_g$ . Powiększenie odstepu

$NO$  znacznie poprawia tę sytuację. Natomiast przy zbyt małym odstępie  $NO$  pewien ujemny wpływ na dokładność pomiaru ma poza kawerną również długość drogi  $l_p$ , która wtedy stanowi poważną część drogi  $l_g$ . W związku z tym odstęp  $NO$  nie może być mniejszy od następującej wartości

$$(3.8) \quad NO \geq 2 \sqrt{\frac{1+q}{1-q}}, \quad q = \frac{c_p}{c_g}.$$

Przy przyjętej przez nas wielkości odstęp 0,5–1,0 m powyższy warunek jest całkowicie spełniony. Również błąd spowodowany drogą fali w płuczce jest w praktyce bardzo niewielki, gdyż, jak się okazuje, sonda kładzie się przeważnie na ścianie odwiertu z powodu jego odchylenia od pionu.



Z przeprowadzonych dotąd rozważań wynika, że mimo występowania czynników ograniczających wielkość odstęp między nadajnikiem i odbiornikiem sondy, pomiar naprawdę dokładny i mało zależny od wad otworu wiertniczego można otrzymać jedynie przy dostatecznie dużym odstępie  $NO$ . Należy więc zastanowić się nad realną górną granicą tego odstęp. Jak już wspomniano, jest ona uwarunkowana dopuszczalnym tłumieniem czoła fali sprężystej, przechodzącej z nadajnika do odbiornika przez płuczkę i górotwór drogą pokazaną na rys. 12. Obierając za punkt wyjścia moc elektryczną, dostarczoną do nadajnika, można określić natężenie pierwszej amplitudy impulsu fali tuż przy powierzchni odbiornika następującą zależnością:

Rys. 13. Wpływ kawerny na pomiar prędkości fali sprężystej

$$(3.9) \quad J_0 = \frac{N_e \eta \alpha_1 \alpha_2 b_g}{S_n},$$

gdzie  $J_0$  oznacza natężenie impulsu fali przy odbiorniku ( $\mu W/cm^2$ ),  $N_e$  moc elektryczną dostarczoną do odbiornika ( $W$ ),  $\eta$  sprawność energetyczną nadajnika pracującego w płuczce (%),  $S_n$  czynną powierzchnię nadajnika ( $cm^2$ ),  $\alpha_1$  współczynnik pochłaniania fali na granicy płuczka – górotwór,  $\alpha_2$  współczynnik pochłaniania fali na granicy górotwór–płuczka oraz  $b_g$  tłumienie fali w górotworze, wyrażone stosunkiem amplitud  $A_2/A_1$  na końcu i początku odcinka górotworu (tłumienie fali w płuczce można pominąć, gdyż jest ono znikome w porównaniu z wartością  $b_g$ ).

Wówczas dopuszczalne tłumienie fali w górotworze wyniesie

$$(3.10) \quad b_g = \frac{I_0 \min S_n}{N_e \eta \alpha_1 \alpha_2},$$

gdzie  $I_0 \min$  jest najmniejszym natężeniem impulsu fali, na które reaguje jeszcze odbiornik.

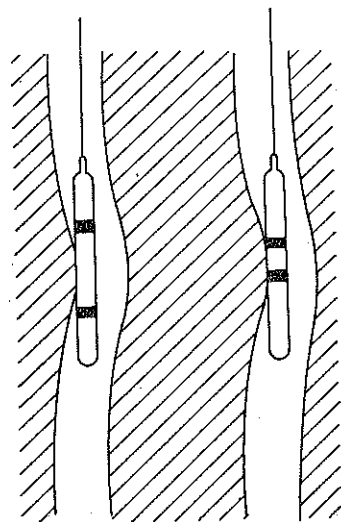
Podstawiając do licznika i mianownika konkretne wartości graniczne, zaczerpnięte z naszej dotychczasowej praktyki, otrzymujemy

$$b_g = \frac{0,12 \cdot 157 \cdot 10^{-4}}{2500 \cdot 0,02 \cdot 0,6 \cdot 0,6} = 10,4 \cdot 10^{-5}.$$

Wartość ta odpowiada tłumieniu amplitudy ciśnienia o 80 dB. Ponieważ z przeprowadzonych pomiarów wiemy, że fala sprężysta o częstotliwości 20 KHz tłumiona jest na odcinku 1 m piaskowca gruboziarnistego średnio o 70 dB, więc ostatecznie można przyjąć, że maksymalny odstęp między nadajnikiem i odbiornikiem może wynosić dla posiadanej aparatury  $NO_{\max} \approx 1,0$  m.

Trzeba jeszcze wyjaśnić, że duży odstęp  $NO$  (np. 2–3 m) jest niewskazany również z innych względów. Mianowicie w przypadku łukowatych wygięć i zakrzywień odwiertu sonda z małym odstępem  $NO$  daje pomiar z mniejszym błędem (rys. 14).

Tak więc reasumując wyniki przeprowadzonych powyżej obliczeń można stwierdzić, że optymalny odstęp pomiędzy nadajnikiem i odbiornikiem sondy, uwzględniający wszelkie zasadnicze warunki pomiaru, zawarty jest w granicach od 0,5 do 1,0 m.



Rys. 14. Wpływ krzywizn otworu wiertniczego na pomiar prędkości fali sprężystej

3.2. Propagacja fali sprężystej w otworze wiertniczym. Traktując odwiert jako otwór cylindryczny wypełniony cieczą i otoczony ośrodkiem sprężystym można przyjąć, że impuls fali sprężystej rozchodzi się w nim pod postacią trzech składowych. Pierwsza z nich, to fala podłużna w płucce o prędkości propagacji

$$(3.11) \quad c_1 = \sqrt{\frac{\lambda_1}{\rho_1}}.$$

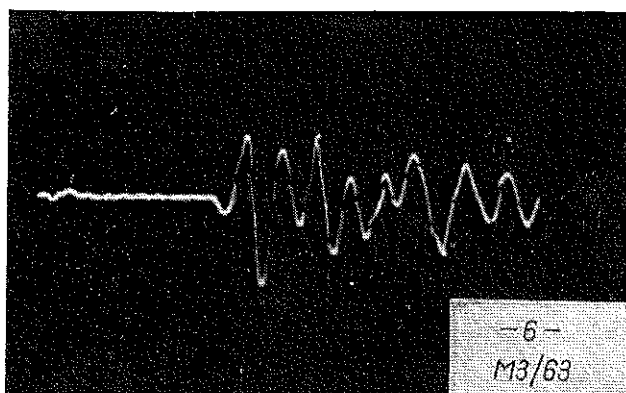
Drugą stanowi również fala podłużna, ale wędrująca przez górotwór. Jej prędkość rozchodzenia wynosi

$$(3.12) \quad c_2 = \sqrt{\frac{\lambda_2 + 2\mu_2}{\rho_2}}.$$

Wreszcie trzecią składową jest tzw. fala Lamba, występująca w cylindrach o sprężystych ściankach i charakteryzująca się prędkością

$$(3.13) \quad c_3 = c_1 \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_2 + k}}.$$

Podstawiając wartości liczbowe łatwo wykazać, że w odwiercie największą prędkość  $c_2$  ma składowa przechodząca przez górotwór i ona właśnie jest wykorzystywana do pomiaru. Pozostałe składowe mają prędkość ( $c_1$  i  $c_3$ ) znacznie niższą, są więc odbierane dużo później i mogą być w ogóle pomijane przy pomiarze. Na rysunku 15 przedstawiony jest jeden z naszych oscylogramów zawierający odebrany przez sondę impuls fali, złożony z trzech wspomnianych składowych.



Rys. 15. Oscylogram z pomiaru prędkości fali sprężystej w otworze wiertniczym

Możliwość wykorzystywania składowej fali o najwyższej prędkości propagacji jak też impulsowy charakter pracy nadajnika upraszczają poważnie rozkład energii akustycznej wokół odbiornika sondy, niemniej jednak droga, którą przebywa użyteczny impuls fali od nadajnika do odbiornika okazuje się w praktyce bardzo różnorodna i skomplikowana (ze względu na deformacje powierzchni ścianek otworów wiertniczych).

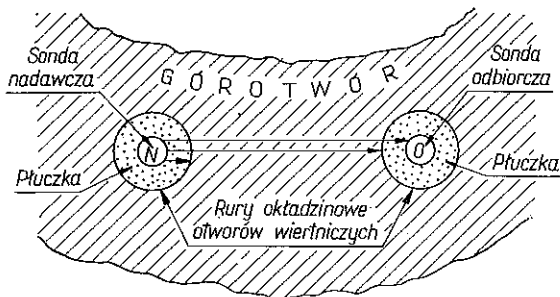
Deformacje te najczęściej w kształcie wnęk (kawern) lub też wypukłości powstają wskutek hydromechanicznego działania płuczki i wód złożowych na górotwór, jak też pod wpływem osadzania się ilów i zawiesin ciał stałych zawartych w płuczce. W przypadku wnęk zachodzi możliwość odbijania się fali sprężystej od ich granic. Współczynnik odbicia wynosi wówczas dla piaskowców ok. 0,3–0,4, a więc znaczna część wysłanej energii akustycznej wraca do odbiornika z pewnym opóźnieniem w stosunku do fali bezpośredniej. Gdy opóźnienie to będzie równe lub większe od okresu repetycji wysyłania impulsów fali akustycznej, pomiar prędkości propagacji ulegnie zakłóceniu i może być obarczony dużym nawet błędem, polegającym na pozornym jej wzroście. Przypadek taki zajdzie dopiero wtedy, gdy

$$(3.14) \quad t_r \leq t_p,$$

gdzie  $t_r$  oznacza okres repetycji nadawania impulsów, a  $t_p$  czas przejścia fali przez płuczkę na drodze nadajnik — granica wnęki — odbiornik, co ze względu na znacznie większą prędkość rozchodzenia się fali w górotworze niż w płuczce jak też długi okres repetycji nadawania realne będzie w kawernie o bardzo dużych wymiarach. Wtedy jednak pomiar i tak jest niedokładny z powodów wyjaśnionych poprzednio.

Wypukłości ścian odwiertu, posiadające mały promień krzywizny, mogą powodować odsuwanie się sondy od powierzchni górotworu i w konsekwencji powiększanie drogi fali w płuczce. Nie ma to jednak większego znaczenia dla pomiaru z uwagi na niewielką różnicę pomiędzy średnicą otworu i sondy.

**3.3. Metoda pomiaru rozchodzenia się fali sprężystej w górotworze za pośrednictwem dwóch otworów wiertniczych.** Omówiony w poprzednim punkcie sposób pomiaru nadaje się raczej do badania górotworu w płaszczyznach pionowych, tzn. w poprzek jego warstw. Pomiary poziome (wzdłuż warstw) wymagają wykorzystywania dwóch otworów wiertniczych znajdujących się w odpowiedniej odległości od siebie. Do pierwszego z nich opuszczona zostaje sonda nadawcza, do drugiego zaś —

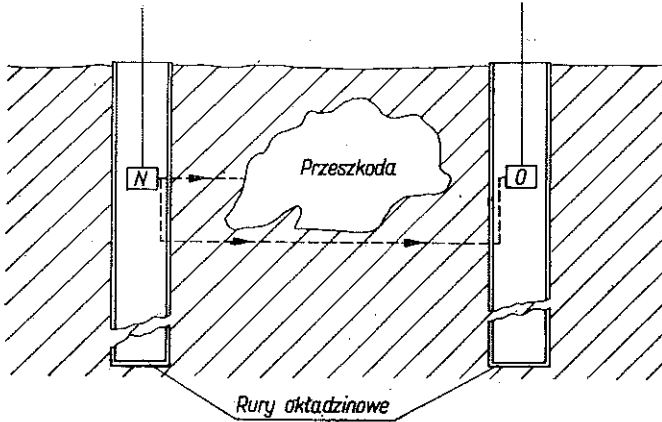


Rys. 16. Pomiar prędkości i tłumienia fali sprężystej w górotworze metodą dwóch odwiertów

sonda odbiorcza (rys. 16), tak że pomiar prędkości lub tłumienia fali sprężystej odbywa się na odcinku górotworu zawartym pomiędzy wspomnianymi dwoma otworami. Taka metoda badania i związane z jej zasadą stosowanie oddzielnych sond do nadawania i odbioru fali sprężystej upraszcza znacznie konstrukcję aparatury i umożliwia przeprowadzenie pomiarów nawet w otworach zarurowanych. Równocześnie jednak zmieniają się w zasadniczy sposób warunki pracy sondy, zanalizowane w p. 3.1–3.2. Odległość  $NO$  między nadajnikiem a odbiornikiem jest tu uwarunkowana jedynie zasięgiem aparatury, tzn. mocą nadajnika, czułością odbiornika i tłumieniem fali przez górotwór [por. zależność (2.81)]. Dzięki możliwości skierowania czynnych powierzchni nadajnika i odbiornika ku sobie czoło impulsu fali nie ulega słabieniu w stosunku do jego reszty i dynamika odbieranego sygnału jest niewielka, co znakomicie upraszcza układ elektryczny części odbiorczej. Pomiar prędkości fali nie ulega zmianie, przy określeniu tłumienia fali niezbędne są dwa pomiary amplitudy w otworach o różnych odstępach.

Pewne komplikacje występują w przypadku otworów zarurowanych. Strata energii jest wprawdzie praktycznie biorąc ta sama co bez rur, gdyż są one cienkościennie i przy częstotliwościach kilku czy kilkudziesięciu KHz mogą być traktowane jako elementy współdrżące, przenoszące falę sprężystą ze znikomym tłumieniem. Natomiast bardzo istotna jest rola rur jako pewnego rodzaju falowodów, pozwalających fali na ominięcie przeszkody pomiędzy nadajnikiem a odbiornikiem i dotarcie do odbiornika drogą okrężną z niewielkim nawet tłumieniem (rys. 17).

Wówczas pomiar tłumienia oraz czasu  $t$ , a więc i prędkości fali obarczony będzie dużym błędem i należy to mieć na uwadze przy interpretacji wyników. Jeżeli górotwór pomiędzy nadajnikiem i odbiornikiem jest makroskopowo jednorodny, to falowodowe działanie rur nie ma wpływu na pomiar, gdyż pierwszym impulsem fali odebrany przez odbiornik będzie zarazem impuls użyteczny, wędrujący po prostej łączącej nadajnik z odbiornikiem. Inne impulsy dochodzące dłuższymi drogami, z mniejszym lub większym opóźnieniem nie są już brane pod uwagę.



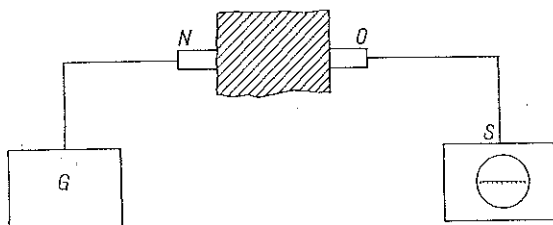
Rys. 17. Wpływ niejednorodności górotworu na pomiar prędkości i tłumienia fali sprężystej

Dokładność pomiarów, wykonywanych omawianą metodą, zależy przede wszystkim od dokładności określenia długości drogi fali w górotworze. W przypadku otworów niezdeformowanych (tzn. posiadających kształt cylindra) nie następuje to żadnych trudności. Natomiast jeżeli występują kawerny, to trzeba poznać ich głębokości (w kierunku rozchodzenia się fali) przez pomiar kawernomierzem. Jest to oczywiście wykonalne tylko w otworach niezarurowanych.

Pewną odmianę opisaną powyżej metody dwóch otworów wiertniczych stanowił układ laboratoryjny, użyty do przeprowadzania pomiarów prędkości i tłumienia fali sprężystej w próbkach górotworu. Jest on przedstawiony schematycznie na rys. 18. Badaną próbkę o znanej długości umieszczono pomiędzy głowicami nadawczą i odbiorczą, przy czym ta ostatnia dołączona była do synchronoskopu. Na odpowiednio wyskalowanym ekranie tego przyrządu odczytywano czas przejścia fali przez górotwór oraz jej tłumienie. Powyższy układ stosowano do badania zależności, nie dających się uchwycić dokładniej w trakcie pomiarów terenowych. Do takich zaliczyć należy wpływ stopnia nasycenia górotworu wodą lub naftą oraz jego temperatury na propagację fali sprężystej. Przeznaczone do doświadczeń próbki piasków i piaszczowców poddawano stopniowemu nasycaniu wspomnianymi cieczami obserwując równocześnie zmiany prędkości i tłumienia fali sprężystej o częstotliwości 20 KHz. Działanie wzrostu temperatury od 0° do 100°C badano przy całkowitym nasyceniu próbek.



3.4. Wyniki pomiarów. Przeprowadzone zostały opisanymi wyżej metodami liczne pomiary na próbkach piasków, żwirów i piaskowców o różnym stanie nasycenia i różnych temperaturach. Wykorzystano również do tego celu rozmaite otwory wiertnicze, wykonane zarówno dla eksperymentów i poszukiwań geofizycznych



Rys. 18. Schemat blokowy układu laboratoryjnego do pomiaru prędkości i tłumienia fali sprężystej na próbkach górotworu

nych, jak też do sztucznego zamrażania luźnego górotworu wokół głębionych szybów górniczych. Wszystkie badania wykonano za pomocą aparatury własnej konstrukcji. Zgodnie z wynikami rozważań w p. 2, ograniczono się do fali o częstotliwości mogącej mieć zastosowanie w praktyce, tzn. 20 KHz.

Tablica 7

L.p.	Rodzaj górotworu	Nr próbki	Rodzaj i stopień nasycenia	Poro-watość %	Prędkość fali m/sek	Tłumienie fali dB
1	Piasek gruboziarnisty	—	woda 100%	50	1700	87
2	Piasek gruboziarnisty	—	woda 100%	40	1880	78
3	Piasek gruboziarnisty	—	woda 100%	30	2075	65
4	Piaskowiec drobnoziarnisty	30	powietrze	7	4260	3
5	Piaskowiec drobnoziarnisty	31A	powietrze	12	3630	5
6	Piaskowiec drobnoziarnisty	35	powietrze	17	3170	7
7	Piaskowiec drobnoziarnisty	32	powietrze	24	2650	9,5
8	Piaskowiec drobnoziarnisty	37	powietrze	31	2630	12

Tablica 8

L.p.	Rodzaj górotworu	Nr próbki	Poro-watość %	Substancja nasycająca	Prędkość fali m/sek	Tłum. fali dB
1	Piaskowiec j.w.	30	7	woda	5200	2
2	jak wyżej	31A	12	woda	4370	4
3	jak wyżej	35	17	woda	3510	5,5
4	jak wyżej	32	24	woda	3050	8
5	jak wyżej	37	31	woda	2950	9

Tablice 7, 8 i 9 zawierają rezultaty pomiarów wykonanych laboratoryjnie metodą drugą w piaskach i piaskowcach o temperaturze 18°C. Ze względu na bardzo duże tłumienia fali w piasku odległość między nadajnikiem i odbiornikiem nie mogła być większa od 30 cm.

Tablica 9

L.p.	Rodzaj górotworu	Nr próbki	Porowatość %	Substancja nasycająca	Prędkość fali m/sek	Tłum. fali dB
1	Piaskowiec j.w.	30	7	nafta	4980	2
2	jak wyżej	31A	12	nafta	4110	4,5
3	jak wyżej	35	17	nafta	3350	5,0
4	jak wyżej	32	24	nafta	2900	8
5	jak wyżej	37	31	nafta	2840	9,5
6	Piasek średnioziarnisty	—	50	nafta	1610	85

Wyniki podobnych pomiarów lecz przeprowadzonych metodą pierwszą przy różnych temperaturach dodatnich w otworze wiertniczym Kańczuga nr 13 zestawione są w tablicy 10 i 11.

Tablica 10

L.p.	Rodzaj górotworu	Ciśnienie atmosferyczne	Porowatość %	Substancja nasycająca	Prędkość fali m/sek
1	Piaskowiec	~74	18,5	woda	2320
2	Piaskowiec	~59	19,0	woda	2150
3	Piaskowiec	~45	17,0	woda	2075
4	Piaskowiec	~96	27,0	woda	2240
5	Piaskowiec	~95	25,0	woda	2330
6	Piaskowiec	~94	26,0	woda	2330
7	Piaskowiec	~71	8,0	woda	3110
8	Piaskowiec	~63	7,6	woda	2950

Tablica 11

L.p.	Rodzaj górotworu	Ciśnienie atmosferyczne	Porowatość %	Substancja nasycająca	Prędkość fali m/sek
1	Piaskowiec	~69	13,7	woda	2540
2	Piaskowiec	~60	15,0	woda	2430
3	Piaskowiec	~44	12,5	woda	2240
4	Piaskowiec	~70	21,0	woda	2430
5	Piaskowiec	~58	23,0	woda	2150
6	Piaskowiec	~43	21,5	woda	2075
7	Piaskowiec	~68	28,5	woda	1930
8	Piaskowiec	~54	27,0	woda	1870
9	Piaskowiec	~41	29,0	woda	1750

Tablice 12 i 13 zawierają rezultaty doświadczalnych badań zależności prędkości i tłumienia fali sprężystej od stopnia nasycenia górotworu, przeprowadzonych metodą laboratoryjną na próbkach o temperaturze 18°C.

Tablica 12

L.p.	Rodzaj górotworu	Stopień nasycenia wodą					Stopień nasycenia naftą				
		0	0,25	0,5	0,75	1,0	0	0,25	0,5	0,75	1,0
		Prędkość fali m/sek					Prędkość fali m/sek				
1	Piaskowiec $\varphi = 7\%$ próbka nr 30	4260	4300	4340	4775	5200	4265	4225	4430	4590	4980
2	Piaskowiec $\varphi = 12\%$ próbka nr 31A	3630	3605	3710	4110	4370	3630	3570	3660	3685	4200
3	Piaskowiec $\varphi = 16\%$ próbka nr 31	2000	2095	2105	2230	2610	2010	2020	2055	2105	2460
4	Piaskowiec $\varphi = 24\%$ próbka nr 34	1820	1820	1900	2070	2395	1820	1770	1900	2100	2275
5	Piasek średnio- ziarnisty $\varphi = 60\%$	—	—	1635	1465	1760	—	—	1675	1530	1660

Tablica 13

L.p.	Rodzaj górotworu	Stopień nasycenia wodą					Stopień nasycenia naftą				
		0	0,25	0,5	0,75	1,0	0	0,25	0,5	0,75	1,0
		Tłumienie fali dB					Tłumienie fali dB				
1	Piaskowiec $\varphi = 7\%$ próbka nr 30	2,5	2,5	2,5	2,3	2,0	2,5	2,5	2,5	2,0	2,0
2	Piaskowiec $\varphi = 12\%$ próbka nr 31A	5,5	5,0	5,0	4,5	4,0	5,0	5,0	5,0	4,5	4,5
3	Piaskowiec $\varphi = 16\%$ próbka nr 31	9,0	9,0	9,0	8,0	7,0	10,0	10,0	9,0	8,5	7,0
4	Piaskowiec $\varphi = 24\%$ próbka nr 34	16,0	16,0	15,0	13,0	11,0	16,0	15,0	15,0	13,0	10,0
5	Piasek średnio- ziarnisty $\varphi = 60\%$	50,0	48,0	48,0	42,0	30,0	50,0	49,0	48,0	43,0	30,0

Wyniki laboratoryjnych pomiarów prędkości i tłumienia fali sprężystej jako funkcji temperatury górotworu (przy całkowitym jego nasyceniu) zestawione są w tablicach 14 i 15.

Tablica 14

L.p.	Rodzaj ośrodka	Temperatura °C							Temperatura °C						
		Prędkość fali w górotworze nasyconym wodą m/sek							Prędkość fali w górotworze nasyconym naftą m/sek						
		5	15	30	45	60	75	90	5	15	30	45	60	75	90
1	Woda	1440	1480	1525	1550	1560	1565	1565	—	—	—	—	—	—	—
2	Piaskowiec $\varphi = 7\%$ próbka nr 30	5100	5160	5225	5255	5265	5255	5255	—	4980	4880	4780	4700	4640	4610
3	Piaskowiec $\varphi = 16\%$ próbka nr 31	2560	2605	2645	2670	2680	2680	2675	—	2410	2355	2290	2230	2190	2170
4	Piaskowiec $\varphi = 24\%$ próbka nr 34	2350	2395	2435	2460	2470	2465	2460	—	2220	2160	2100	2040	1995	1970
5	Nafta	—	—	—	—	—	—	—	1300	1300	1240	1180	1125	1090	1065

Tablica 15

L.p.	Rodzaj ośrodka	Temperatura górotworu °C							Temperatura górotworu °C						
		Różnica tłumienia fali w górotworze nasyconym wodą dB							Różnica tłumienia fali w górotworze nasyconym naftą dB						
		5	15	30	45	60	75	90	5	15	30	45	60	75	90
1	Piaskowiec $\varphi = 7\%$ próbka nr 30	1,0	0	0	1,0	1,0	0	0	0	0	0	2,0	0	0	1,0
2	Piaskowiec $\varphi = 16\%$ próbka nr 31	0	0	1,0	0	0	1,0	1,5	1,5	0	0	0	1,0	1,0	0
3	Piaskowiec $\varphi = 24\%$ próbka nr 34	0	0	0	0	0	0	2,0	0	0	0	1,0	0	1,0	0

Wpływ ujemnych temperatur na propagację fali w górotworze ilustrują wyniki pomiarów wykonanych drugą metodą w otworach mroźniowych rejonu Lublina; przedstawione są w tablicach 16 i 17.

Tablica 16

L.p.	Rodzaj górotworu	Temp. °C	Długość drogi fali m	Tłumienie fali dB
1	Piasek gruboziarnisty	-13	0,9	18
2	Piasek gruboziarnisty	-13	2,0	26
3	Piasek gruboziarnisty z otoczkami	-13	0,9	20
4	Piasek gruboziarnisty z otoczkami	-13	1,35	30
5	Piasek gruboziarnisty	-7	0,9	24

Tablica 17

L.p.	Rodzaj górotworu	Temp. °C	Prędkość fali m/sek	Tłumienie fali dB
1	Piasek gruboziarnisty	-3	3100	39
2	Piasek gruboziarnisty	-7	3825	24
3	Piasek gruboziarnisty	-9	3830	24
4	Piasek gruboziarnisty	-13	3830	16

#### 4. Wnioski

Rozpatrzone powyżej podstawowe zagadnienia badania porowatości górotworu falami sprężystymi, oparte na wynikach obcych i własnych prac, pozwalają wysnuć dwa zasadnicze wnioski. Pierwszy z nich dotyczy wartości samej metody, drugi — jej realizacji i praktycznego wykorzystania.

4.1. Ocena badań. Wartość metody dla poszukiwań geofizycznych nie ulega najmniejszej wątpliwości. Wskazują na to w pierwszym rzędzie wyraźne i jednoznaczne związki, istniejące pomiędzy stopniem porowatości górotworu i stanem jego nasycenia oraz temperaturą z jednej strony, a prędkością i tłumieniem fali sprężystej z drugiej strony. Związki te dają się ująć rachunkowo. Obserwując zatem zmiany podstawowych parametrów fali mamy możliwość równoczesnego śledzenia zmian porowatości i stanu nasycenia górotworu. Szczególnie korzystny dla interpretacji wyników badań omawianą metodą jest fakt, że wzrost porowatości ośrodka powoduje malenie prędkości fali sprężystej a zarazem wzrost jej tłumienia. Te dwie przeciwstawne sobie zależności ułatwiają poważnie dokonanie prawidłowej interpretacji rezultatów pomiaru. Występują one zresztą również w odniesieniu do stopnia nasycenia górotworu cieczą — lecz w odwrotnej kolejności. Mianowicie wzrost

stopnia nasycenia wywołuje zwiększenie prędkości fali oraz malenie jej tłumienia. Efekt ten wzmaga się przy ujemnych temperaturach górotworu, gdy woda nasycająca zmienia się w wypełniacz lodowy. Wówczas prędkość fali sprężystej, np. w piasku, może wzrosnąć nawet kilkakrotnie, a tłumienie zmaleć tysiące razy. Bardzo znamienne jest również zjawisko wzrostu prędkości fali wraz z obniżeniem temperatury zamrażanego piasku. Ponieważ prędkość w samych elementach składowych, tzn. w ziarnach kwarcu i lodzie, nie zależy praktycznie od temperatur ujemnych, więc należy sądzić, że występuje tu związek pomiędzy propagacją fali a zmianami strukturalnymi górotworu, zachodzącymi pod wpływem zamrażania (np. zmianami spoiwości czy też utwardzenia ośrodka).

Zastrzeżenia mogą budzić pewne rozbieżności pomiędzy wynikami teoretycznymi (rachunkowymi) i doświadczalnymi. Trzeba jednak uwzględnić nieprzeciętne trudne warunki pomiarów, niedoskonałość nowej, niedostatecznie jeszcze wypróbowanej aparatury oraz brak doświadczeń przy interpretacji wyników.

**4.2. Możliwości praktycznego wykorzystywania wyników.** Przy poszukiwaniach złóż ropy naftowej podstawową rolę dla geofizyków odgrywa znajomość zmian porowatości górotworu zalegającego badany obszar. Tylko bowiem w skałe mocno porowatej (w praktyce jest to na ogół piaskowiec) można spodziewać się występowania węglowodorów. Dlatego też różne, obecnie u nas stosowane metody pomiarowe, mają właściwie jeden wspólny cel, mianowicie wykrywanie wzrostu czy też malenia porowatości górotworu. Jednak wszystkie te metody dostarczają informacji mniej lub więcej pośrednich (odnośnie do porowatości skały), które nawet zestawione razem dają wynik bardzo orientacyjny i niepewny. Metoda fali sprężystej ma tę przewagę, że wykorzystuje bezpośrednio związki pomiędzy porowatością a wielkością mierzoną, tzn. prędkością lub tłumieniem fali. Polski przemysł naftowy przywiązuje bardzo duże znaczenie do wdrożenia u nas tej metody, a przeprowadzone dotąd eksperymentalne pomiary próbną sondą własnej konstrukcji dały wyniki zupełnie zadowalające.

Nowoczesna technika głębinia szybów kopalnianych w luźnych, silnie nawodnionych partiach górotworu korzysta coraz częściej z metody zamrażania tego ostatniego w celu jego utwardzenia, jak również zapobiegania niszczyielskiemu działaniu wód agresywnych. Praktyczna realizacja tego sposobu polega na utworzeniu wokół przyszłego szybu tzw. płaszcz mroźniowego, czyli inaczej mówiąc pierścienia zamrożonego sztucznie górotworu o grubości ok. 3 m. Ochronna skuteczność wspomnianego płaszczu zależy oczywiście od jego wytrzymałości mechanicznej i szczelności, co wiąże się z rodzajem górotworu i stopniem jego zamrożenia. Stosowana dotychczas w Polsce kontrola płaszczu mroźniowego oparta na określaniu przebiegu izoterm za pośrednictwem pomiarów temperatury w specjalnych otworach termicznych okazała się niewystarczająca, ponieważ w niektórych przypadkach istnienie nawet ujemnej izotermi nie gwarantuje utwardzenia górotworu. Kontrola za pomocą fal sprężystych może być o wiele dokładniejsza, albowiem, jak wynika z przytoczonych badań, różnice prędkości i tłumienia fali w piasku niezamrożonym i zamrożonym są tak duże, że bez trudu można na podstawie ich pomiaru odróżnić

obszar utwardzony zamrożeniem od nieutwardzonego. Potwierdziły to zresztą wstępne badania terenowe wykonane przy szybach Lubińsko-Głogowskiego okręgu miedziowego.

#### Literatura cytowana w tekście

1. M. A. BIOT, *Theory of propagation of elastic waves in a fluid, saturated porous solid*, JASA, 2, 28 (1956).
2. H. BRANDT, *A study of the speed of sound in porous-granular media*, J. Appl. Mech., 4, 22 (1955).
3. W. KOŁTOŃSKI, *Propagacja fal ultradźwiękowych w skalach i jej praktyczne zastosowanie*, PWN, Warszawa 1959.
4. R. L. MANN, J. FATT, *Effect of pore fluids on the elastic properties of sandstone*, Geophysics, 25 (1960).
5. W. P. MASON, *Physical Acoustics and the Properties of Solids*, 1958.
6. E. SKUDRZYK, *Die Grundlagen der Akustik*, 1954.
7. S. TIMOSHENKO, J. N. GOODIER, *Theory of Elasticity*, New York 1951.
8. C. ZENER, *Elasticity and Unelasticity of Metals*.
9. Handbuch der Physik, vol XIII, Springer-Verlag, Berlin.

#### Резюме

### ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ НЕКОТОРЫХ СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ ГОРНОЙ ПОРОДЫ

В связи с актуальным заинтересованием геофизики по горному делу и бурению, возникла потребность проведения теоретически-экспериментальных исследований над использованием упругих волн для определения некоторых специфических свойств горных пород. Конкретно, геофизику интересует степень пористости песчаника или песка, при учете разных температур и разной степени насыщения жидкостью.

Подбор упругой волны, как инструмента исследований не является случайным, но вытекает из результатов более ранних научных работ, при выполнении которых были обнаружены некоторые прямые зависимости, существующие между степенью произвольной твердой среды и скоростью распространения и демпфирования упругой волны в этой среде. Настоящая работа является попыткой использования упомянутых выше зависимостей в реальных, встречаемых на практике случаях и поддержки их экспериментальными результатами. Однако, принимая во внимание принятые априори предположения, касающиеся применения исследований для некоторых определенных целей геофизического характера, все рассуждения и эксперименты ограничались конкретными видами горных пород (пески и песчаники) и продольными волнами с частотами, расположенными на пределе слышимого и ультразвукового диапазонов.

В первой части работы, основываясь на теориях Гюи и Брандта, предлагается метод вычисления скорости и демпфирования упругой волны в пористой горной породе, с различной степенью насыщения жидкостью и диапазоном температуры от 5 до 100°C.

Во второй части проводится дискуссия вычислений параметров волн при отрицательных температурах. Приводится несколько примеров исчисления, результаты которых сравнивались с экспериментными, доказывая удовлетворительное согласие теории с практикой.

В третьей части работы приводится описание примененных устройств и измерительных методов, а также сопоставление результатов экспериментальных измерений, проводимых в лабораториях и на местах.

В заключение предлагаются конкретные возможности использования представленной работы, при акустическом профилировании бурительных скважин, а также при контроле ледостойного цилиндра, применяемого в строительстве шахт.

### S u m m a r y

#### INVESTIGATION OF STRUCTURAL PROPERTIES OF A ROCK MASS BY MEANS OF AN ACOUSTIC METHOD

The present needs of drilling and mining geophysics necessitated some theoretical and experimental research concerning the application of elastic waves for the determination of certain properties of a rock mass. These properties are connected with the degree of porosity of sandstone or sand at various temperatures and various states of liquid saturation.

The choice of elastic waves as a means for the research is not accidental and follows from the results of earlier scientific works in which certain direct relations were detected between the degree of porosity of a solid and the propagation velocity and damping of the elastic wave in that medium. The present work is a tentative application of these relations to practical problems and their experimental verification. In view of definite geophysical purposes all the considerations and experiments are confined to two particular types of rock mass (sands and sandstones) and to longitudinal waves with frequencies lying near the boundary of the audible and the ultrasonic range.

In the first part of the work is presented a computation method based on the theories of Biot and Brandt, for the velocity and damping of an elastic wave in porous rock mass at various states of liquid saturation and in the temperature range from 5 to 100°C.

In the second part the computation of the same wave parameters in the negative temperature range is discussed. A number of computation examples are given, for which the results are confronted with those of experimental investigation, showing satisfactory agreement.

The third part of the paper contains a description of the measurement methods and devices and a summary of the experimental-laboratory and obtained in the field results.

Finally, the author shows some possibilities of application to the acoustical velocity logging of bore-holes and testing a freezing cloak applied in pit shafts constructing.

ZAKŁAD BADANIA DRGAŃ  
INSTYTUTU PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI PAN

*Praca została złożona w Redakcji dnia 8 maja 1964 r.*