

# 多孔媒质界面上声波的反射和折射\*

王耀俊 尹会明

(南京大学声学研究所)

## 一、引言

利用地震波进行石油勘探和利用超声波检测多孔材料时,了解声波在流体饱和的多孔媒质界面上的反射和透射特性十分重要。与一般的各向同性固体不同,多孔媒质中可以具有传播速度不同的三种波型(快纵波、慢纵波和切变波)<sup>[1,2]</sup>,其界面上声波的反射和折射行为较为复杂。Stoll<sup>[3]</sup>曾研究过流体中传播的平面纵波入射到水饱和的沉积岩表面上的反射系数,但未具体计算在多孔媒质中的折射波的振幅,也未考虑在多孔媒质中传播的声波入射到流体(或固体)界面时的反射和折射特性。Hovem<sup>[4]</sup>在研究声波通过浸没在流体中的多孔媒质的透射特性时,为简便地导出声波的透射系数而完全忽略多孔媒质中的切变波,这是不合理的。

本文较详细地讨论了声纵波从流体倾斜入射到流体饱和的多孔媒质界面以及不同波型(快纵波、慢纵波和切变波)倾斜入射到流体界面时的反射和折射特性,给出了计算反射和折射系数的一般方法,由此也可计算浸没在流体中板状多孔媒质的声波透射系数。

## 二、流体饱和多孔媒质中 声波传播特性

流体饱和多孔媒质可看作是由固体骨架和相互连通的孔隙中填充的流体所组成的两相媒质。以 $\phi$ 表示多孔媒质孔隙率(孔隙体积

与媒质总体积之比值),分别以 $\vec{u}$ 和 $\vec{U}$ 表示声波在多孔媒质中传播时固体骨架和流体两组分中质点位移矢量。令骨架的膨胀比 $e = \nabla \cdot \vec{u}$ ,流体的相对位移 $\vec{w} = \phi(\vec{u} - \vec{U})$ 和流体的相对膨胀比 $\xi = \nabla \cdot \vec{w}$ ,则由Boit理论<sup>[2,7]</sup>可写出多孔媒质中声波波动方程:

$$\begin{aligned} \rho \ddot{u} - \rho_f \ddot{w} &= \mu \nabla^2 \vec{u} + (H - \mu) \nabla e - C \nabla \xi \\ \rho_f \ddot{u} - m \ddot{w} - \frac{F\eta}{k} \ddot{w} &= C \nabla e - M \nabla \xi \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $\eta$ 为流体的粘滞系数, $\rho$ 为多孔媒质的密度,其值决定于固体骨架密度 $\rho_s$ 和饱和流体的密度 $\rho_f$ :

$$\rho = \rho_s(1 - \phi) + \rho_f \phi \quad (2)$$

$m = C' \rho_f / \phi$ ,其中 $C'$ 一般由实验测定,对均匀球形固体粒子组成的多孔媒质<sup>[5]</sup>, $C'$ 可简单表示为

$$C' = 2 - \frac{1}{2}(1 - \phi^{-1}).$$

(1)式中其它参考量是: $F$ 为与孔隙形状和声波频率有关的Kelvin函数, $k$ 为多孔媒质的渗透率,而 $H, C, M, \mu$ 为多孔媒质中联系应力 $T_{ij}$ 和应变 $\epsilon_{ij}$ 的弹性常数,决定于固体骨架的弹性模量 $K_s, \mu_s$ 以及饱和流体的弹性模量 $K_b$ :

$$\begin{aligned} H &= \frac{(K_s - K_b)^2}{(D - K_b)} + K_b + \frac{3}{4} \mu_b \\ C &= \frac{K_s(K_s - K_b)}{D - K_b} \\ M &= \frac{K_s^2}{D - K_b} \end{aligned} \quad (3)$$

\* 南京大学石油和天然气研究中心资助课题

而

$$D = K_s [1 + \phi (\frac{K_s}{K_f} - 1)],$$

$K_s$ 和 $\mu_s$ 为多孔媒质中流体抽空后的体弹性模量和切变模量,可由自治理论估算〔6〕。

为求解方程(1)并使其物理意义更为明确,通常将 $\vec{u}$ 和 $\vec{w}$ 分别用标量势 $\phi$ 和矢量势 $\vec{\Psi}$ 来表示,即

$$\vec{u} = \nabla \phi_s + \nabla \times \vec{\Psi}_s$$

$$\vec{w} = \nabla \phi_f + \nabla \times \vec{\Psi}_f, \quad (4)$$

其中脚码s和f分别表示骨架部分和流体部分。这样,c和 $\xi$ 可用标量势 $\phi_s$ 和 $\phi_f$ 表示:

$$e = \nabla^2 \phi_s,$$

$$\xi = \nabla^2 \phi_f, \quad (5)$$

若对(1)式两边取散度,可得

$$\rho \ddot{\phi}_s - \rho_f \ddot{\phi}_f = \nabla^2 (H \phi_s - C \phi_f), \quad (6)$$

$$\rho_f \ddot{\phi}_s - m \ddot{\phi}_f - \frac{\eta F}{k} \dot{\phi}_f = \nabla^2 (C \phi_s - M \phi_f),$$

耦合方程式(6)显然描述了多孔媒质的固体骨架和饱和流体中纵波的传播特征。

类似地,若对(1)式两边取旋度,可得

$$\rho \ddot{\Psi}_s - \rho_f \ddot{\Psi}_f = \mu \nabla^2 \Psi_s$$

$$\rho_f \ddot{\Psi}_s - m \ddot{\Psi}_f - \frac{\eta F}{k} \dot{\Psi}_f = 0 \quad (7)$$

上式代表多孔媒质的固体骨架和饱和流体中的切变波运动方程式。导出这组耦合方程式时已用了平面波条件,即选择适当的坐标系,矢量势 $\vec{\Psi}_s$ 和 $\vec{\Psi}_f$ 可用它们在某一坐标轴上的投影(记为 $\Psi_s$ 和 $\Psi_f$ )表示。

设方程式(6)的平面波形式解为

$$\phi_s = A e^{i(\omega t - \vec{l} \cdot \vec{r})}$$

$$\phi_f = B e^{i(\omega t - \vec{l} \cdot \vec{r})} \quad (8)$$

式中 $\vec{l}$ 为波矢量(其量值 $l = \frac{\omega}{v}$ ,v为声传播速度), $\vec{r}$ 为位置矢量。将 $\phi_s$ 和 $\phi_f$ 代入方程式(6),可得多孔媒质中纵波所对应的色散

关系式:

$$\begin{vmatrix} Hl^2 - \rho\omega^2 & \rho_f\omega^2 - Cl^2 \\ Cl^2 - \rho_f\omega^2 & m\omega^2 - ml^2 - i\frac{F\eta}{k}\omega \end{vmatrix} = 0 \quad (9)$$

由上式可求得快纵波和慢纵波相应的波矢量值 $l_1$ 和 $l_2$ 。由(9)式还可得到快、慢纵波相应的(8)式中两标量势函数系数之比值:

$$A_1 = \frac{B_1}{A_1} = \frac{Hl_1^2 - \rho\omega^2}{Cl_1^2 - \rho_f\omega^2} \quad (10)$$

$$A_2 = \frac{B_2}{A_2} = \frac{Hl_2^2 - \rho\omega^2}{Cl_2^2 - \rho_f\omega^2}$$

类似地,方程式(7)的平面波形式的解可写成

$$\Psi_s = E e^{i(\omega t - \vec{l}_s \cdot \vec{r})} \quad (11)$$

$$\Psi_f = F e^{i(\omega t - \vec{l}_s \cdot \vec{r})}$$

其中 $\vec{l}_s$ 为切变波波矢量。E和F不全为零的解的条件为:

$$\begin{vmatrix} \rho\omega^2 - \mu l_s^2 & -\rho_f\omega^2 \\ -\rho_f\omega^2 & m\omega^2 - iF\omega\eta/k \end{vmatrix} = 0 \quad (12)$$

由此可得切变波相应的波矢量值 $l_s$ 和矢量势的振幅比

$$m_3 = \frac{F}{E} = \frac{\rho\omega^2 - \mu l_s^2}{\rho_f\omega^2} \quad (13)$$

在多孔媒质的实验室研究中,声波频率均较高〔8,9〕,(9)式和(12)式中虚数项的大小远小于 $m\omega^2$ 而可忽略不计。这样,波矢量值 $l_1$ , $l_2$ 和 $l_s$ 均为实数,也即传播衰减等于零。下面的计算仅适合于高频声波条件,仅是为了计算方便起见。但如果保留(9)式和(12)式中的虚数项, $l_1$ , $l_2$ 和 $l_s$ 便变为复数,计算界面反射系数和折射系数步骤相同,只是计算变得较为复杂而已。

### 三、多孔媒质界面上声波的反射和折射

为求得流体中声波以及多孔媒质中声波在界面上的反射系数和折射系数，需要利用应力、流体压强和位移的边界条件。为此，必须写出多孔媒质中应力 $\tau_{ij}$ ，流体压强 $p_f$ 与骨架应变 $\epsilon_{ij}$ 、体膨胀比 $e$ 、 $\zeta$ 之间的关系。按Biot理论<sup>[1,7]</sup>：

$$\tau_{ij} = (\mu e - 2\mu e - C\zeta)\delta_{ij} + 2\mu\epsilon_{ij}, \quad (14)$$

$$p_f = MS - Ce$$

式中 $\epsilon_{ij}$ 为固体骨架的应变分量：

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right),$$

而

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{当 } i = j \text{ 时,} \\ 0, & \text{当 } i \neq j \text{ 时.} \end{cases}$$

多孔媒质界面上的边界条件一般是十分复杂的<sup>[10]</sup>，但讨论流体与同种流体饱和的多孔媒质之间界面(且孔隙中的流体能通过界面自由流动)上声波的反射和折射时，所用的边界条件颇为简单，它们是：(1)法向体积速度连续；(2)法向总应力连续；(3)流体压强连续；(4)切向应力等于零。Stoll<sup>[3]</sup>曾利用这些边界条件求得在水中传播的声波入射到水—多孔媒质界面时的反射系数。这时，在多孔媒质中一般存在三种折射波，即折射快纵波、折射慢纵波和折射切变波。Stoll对这三种折射波的振幅未进行计算。

利用类似的方法，我们不但计算了三种折射波的折射系数，而且也考虑了三种折射波在多孔媒质中传播时遇到第二个界面(即多孔媒质—流体界面)时反射波和折射波的振幅相对值，这样，我们也可计算声波通过板状多孔媒质的透射波的相对大小(透射系数)。

下面仅介绍高频快纵波斜入射到多孔媒质—水界面后的反射和折射特征(见图1)

根据上节的讨论，多孔媒质中入射快纵波可用标量势 $\phi_i$ 和 $\phi_{i,f}$ 描述：

$$\phi_{i,s} = A_i e^{i(\omega t - l_1 x \sin \theta_i - l_1 z \cos \theta_i)} \quad (15)$$

$$\phi_{i,f} = B_i e^{i(\omega t - l_1 x \sin \theta_i - l_1 z \cos \theta_i)}$$

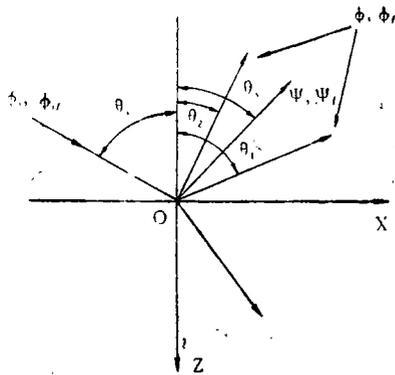


图1. 多孔媒质界面上声波的反射和折射

多孔媒质中的反射波将包含反射快纵波、反射慢纵波和反射切变波。反射纵波的标量势可表示为：

$$\phi_s = A_1 e^{i(\omega t - l_1 x \sin \theta_1 + l_1 z \cos \theta_1)} + A_2 e^{i(\omega t - l_2 x \sin \theta_2 + l_2 z \cos \theta_2)} \quad (16)$$

$$\phi_f = B_1 e^{i(\omega t - l_1 x \sin \theta_1 + l_1 z \cos \theta_1)} + B_2 e^{i(\omega t - l_2 x \sin \theta_2 + l_2 z \cos \theta_2)}$$

而反射切变波的矢量势分量可表示为：

$$\Psi_s = E e^{i(\omega t - l_s x \sin \theta_s + l_s z \cos \theta_s)}, \quad (17)$$

$$\Psi_f = F e^{i(\omega t - l_s x \sin \theta_s + l_s z \cos \theta_s)},$$

流体中折射波的标量势为

$$\phi_t = A_t e^{i(\omega t - l_t z \sin \theta_t - l_t z \cos \theta_t)}, \quad (18)$$

式中 $l_t$ 是流体中折射波波矢量值。(15)——(17)式中系数的比值

$$m_1 = \frac{B_1}{A_1} = \frac{B_1}{A_1}$$

$$m_2 = \frac{B_2}{A_2}$$

$$m_3 = \frac{F}{E}$$

由(10)和(13)两式决定。

由标量势和矢量势分量表示的四个边界条件可写成：

$$\frac{\partial \phi_{is}}{\partial z} + \frac{\partial \phi_s}{\partial z} + \frac{\partial \Psi_s}{\partial x} - \frac{\partial \phi_{if}}{\partial z} - \frac{\partial \phi_f}{\partial z} - \frac{\partial \Psi_f}{\partial x} = \frac{\partial \phi_t}{\partial z},$$

$$H \left( \frac{\partial^2 \phi_{is}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_{is}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial z^2} \right) - 2\mu \left( \frac{\partial^2 \phi_{is}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Psi_s}{\partial x \partial z} \right) - C \left( \frac{\partial^2 \phi_{if}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_{if}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \phi_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_f}{\partial z^2} \right) = \rho_f \frac{\partial^2 \phi_t}{\partial t^2}, \quad (19)$$

$$M \left( \frac{\partial^2 \phi_{if}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_{if}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \phi_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_f}{\partial z^2} \right) - C \left( \frac{\partial^2 \phi_{is}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_{is}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial z^2} \right) = -\rho_f \frac{\partial^2 \phi_t}{\partial t^2},$$

$$2 \frac{\partial^2 \phi_{if}}{\partial x \partial z} + 2 \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \Psi_s}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Psi_s}{\partial z^2} = 0.$$

注意到  $\rho_f \omega^2 = k_f l_i^2$  ( $k_f$  为流体的弹性压缩模量), 和  $\theta_1 = \theta_i$ , 将(15)~(18)式代入边界条件方程式(19), 即得

$$\begin{aligned} & (1 - m_1) l_1 \cos \theta_1 A_1 + (1 - m_2) l_2 \cos \theta_2 A_2 \\ & \quad - (1 - m_3) l_s \cos \theta_s E + l_i \cos \theta_i A_i \\ & \quad = (1 - m_1) l_1 \cos \theta_i A_i, \\ & (H - m_1 C - \mu \sin^2 \theta_1) l_1^2 A_1 - (H - m_2 C \\ & \quad - 2\mu \sin^2 \theta_2) l_2^2 A_2 - \mu l_s^2 \sin^2 \theta_s E \\ & \quad - k_f l_i^2 A_i = - (H - m_1 C \\ & \quad - 2\mu \sin^2 \theta_i) l_i^2 A_i, \quad (20) \\ & (C - m_1 M) l_1^2 A_1 + (C - m_2 M) l_2^2 A_2 - k_f \\ & \quad l_i^2 A_i = - (C - m_1 M) l_i^2 A_i, \\ & l_1^2 \sin^2 \theta_1 A_1 + l_2^2 \sin^2 \theta_2 A_2 + l_s^2 \cos^2 \theta_s E \\ & \quad = l_i^2 \sin^2 \theta_i A_i. \end{aligned}$$

根据Snell定律, 对任意入射角  $\theta_i$ , 有恒等式:

$$\begin{aligned} l_1 \sin \theta_1 &= l_2 \sin \theta_2 = l_s \sin \theta_s \\ &= l_i \sin \theta_i = l_i \sin \theta_i. \end{aligned}$$

一旦  $A_i$  已知, 由方程组(20)便可求得任意  $\theta_i$  角度时  $A_1, A_2, E$  和  $A_i$  之值。用类似的步骤可计算多孔媒质中慢纵波或切变波入射到多孔媒质界面上的反射和折射波的大小。

#### 四、数值计算

作为数值计算的例子, 我们取PIONA实验中所使用的多孔媒质样品的参数<sup>[5,8]</sup>当声波频率  $f = 500\text{KHz}$  时, 三种样品中按(9)

式和(12)式计算的快纵波、慢纵波和切变波的速度值与实验值符合很好。取  $\phi = 0.283$  时的三种波型的速度:  $v_1 = 4.05\text{Km/S}$ ,  $v_2 = 1.04\text{Km/S}$ ,  $v_s = 2.37\text{Km/S}$ 。设水中声速  $v' = 1.5\text{Km/S}$ 。样品由玻璃微珠烧结而成, 可查得骨架固体的弹性模量  $K_s = 0.407\text{Mb}$ ,  $\mu = 0.297\text{Mb}$ , 密度  $\rho_s = 2.48\text{g/cm}^3$ 。用自洽理论可算得  $K_b = 0.17\text{Mb}$ ,  $\mu_b = 0.13\text{Mb}$ 。因为水的弹性模量  $K_f = 0.022\text{Mb}$ , 密度  $\rho_f = 1.00\text{g/cm}^3$ 。由此, 可算得:  $H = 0.368\text{Mb}$ ,  $C = 0.0428\text{Mb}$ ,  $M = 0.0375\text{Mb}$ 。

利用上述参数, 根据方程式(20)可具体计算得完全水饱和的多孔玻璃微珠样品界面上, 快纵波入射时快纵波的反射系数  $\frac{A_1}{A_i}$ , 慢纵波反射系数  $\frac{A_2}{A_i}$ , 切变波反射系数  $E/A_i$  及折射系数  $A_i/A_i$ 。图2给出了具体数值。

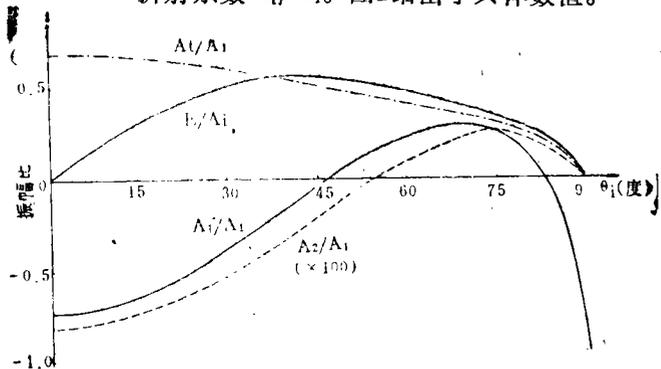


图2 多孔媒质中快纵波入射到界面时反射快纵波、慢纵波、切变波与入射波的幅比以及折射波的幅比

从界面两边声波功率流相等可验证  $\frac{A_1}{A_i}$ ,

$\frac{A_2}{A_1}$ ,  $\frac{E}{A_1}$  和  $\frac{A_1}{A_1}$  数值的正确性。

从图2中可以知道,反射波和折射波相对于入射波的振幅比随入射角度 $\theta_i$ 增大而明显地变化。对垂直入射的情况,即当 $\theta_i=0^\circ$ 时,无反射切变波出现。当 $\theta_i=90^\circ$ 时,即对于掠入射情况,如预计的那样,只有“反射”快纵波存在。在某些入射角(在我们的计算中, $\theta_i$ 近似为 $47^\circ$ 和 $85^\circ$ ),反射快纵波消失。反射慢纵波的振幅很小,且在某一入射角(例如 $\theta_i=55^\circ$ ),其振幅等于零。

我们也详细计算了同类样品中慢纵波和切变波入射时的折射系数和各种波型的反射系数,也计算了水中入射到样品界面时的反射系数和各种波型的折射系数。限于篇幅。本文从略。

若略去各种波型在多孔媒质样品中的传播衰减,组合水中纵波入射到第一界面(水—多孔媒质)的折射和第二界面(多孔媒质—水)的折射,我们可求得纵波从水中入射到多孔媒质界面后经不同波型的转换后再次折射到水中的声纵波幅值的相对大小(即通过平板多孔媒质样品的透射系数) $T_1$ ,  $T_2$  和  $T_s$ 。具体数值见图3 $\theta_i$ 的范围取 $0^\circ-21^\circ$ ,以保证在两界面发生折射时折射角均小于 $90^\circ$ 。

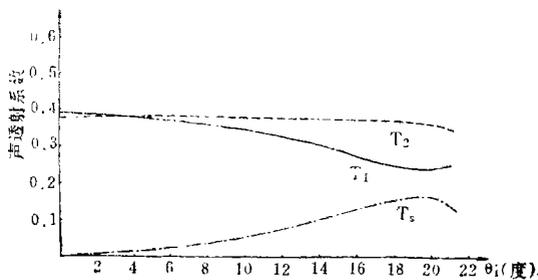


图3 水中纵波入射到板状多孔媒质时分别经快纵波、慢纵波和切变波的透射系数

虽然还没有实验资料检验图3所给出的计算结果的精确程度,但图3给出的 $T_1$ ,  $T_2$  和  $T_s$ 可定性地解释Plona的实验结果:当 $\theta_s$

$=0$ 时,与多孔媒质中切变波相应的透射系数 $T_s=0$ ,故实验波形图中无切变波所对应的透射波;随着角度 $\theta_i$ 的增大,快纵波所对应的透射系数 $T_1$ 减小,慢纵波对应的透射系数 $T_2$ 基本保持不变,而切变波对应的透射系数 $T_s$ 明显增加,这与实验结果完全一致。我们预料,如果理论计算中考虑到各种波型在多孔媒质中的衰减和传播过程中波束扩散效应,理论可更好地解释实验现象。

## 五、结 语

本文讨论了声波在多孔媒质界面上的反射和折射行为。可以看出,由于多孔媒质中存在三种波型,有关计算要比各向同性固体界面上的反射和折射要复杂。

如上所述,如果保留(9)和(12)式中虚数项,本文的讨论将适用于任何声波频率。如果对边界条件作适当修改,本文的处理方法还可用于推算多孔媒质与固体界面或者两种不同多孔媒质界面上的反射和折射系数。进一步的理论计算和实验正在进行之中。

南京大学声学研究所吴文虬教授和南京大学石油和天然气研究中心施央申教授对本研究项目始终给予帮助和支持。研究生乔文孝同志为本文提供了 $K_b$ 和 $\mu_b$ 的计算值。在此,对他们一并致谢。

## 参考文献

- [1] M.A. Biot, J. Acoust. Soc. Am. Vol. 28 (1956) 168
- [2] M.A. Biot, J. Acoust. Am. Vol. 28 (1956) 179-
- [3] R.D. Stoll, T.K. Kan, J. Acoust Soc. Am. Vol. 70 (1981) 149-156
- [4] J.M. Hovem, Appl. Phys. Lett. Vol. 39 (1981) 590-591
- [5] J.G. Berryman, Appl. Phys. Lett. Vol. 37 (1980) 382-384

# 多孔固体中声波波速的测量\*

乔文孝\*\* 王耀俊 吴文虬

(南京大学声学研究所)

## 一、引言

Biot 指出<sup>[1,2]</sup>, 在流体饱和多孔固体中, 可以存在三种体声波: 对应于骨架与流体同相运动的第一类纵波(快纵波、快波)、切变波和对应于骨架与流体反相运动的第二类纵波(慢纵波、慢波)。在一般的测量中, 慢波不易测得, 只能测到快纵波和横波。1980年之后, T.J.Plona、R.Chandler 等人在一些样品中首先观测到了包括慢波在内的三种体声波及低频条件下的慢纵波,<sup>[3,4,5,6,7]</sup>。本文介绍了我们建立的测量技术及对熔结玻璃微珠样品、多孔陶瓷样品中三种体波的测试结果, 并与Biot理论预期结果进行了比较。

## 二、测试原理

如图1, 将被水完全饱和的多孔固体放入水槽, 发射换能器产生的纵波以 $\theta$ 角入射于多孔固体表面后即发生模式转换, 在多孔固

体内产生快纵波、横波和慢纵波, 三种波在多孔固体的另一界面上再次发生模式转换, 转换为水中纵波。由于在多孔固体中三种波的波速不同, 因此当发射换能器发出一个声脉冲后, 在接收换能器上应接收到对应于多孔固体中三种波动模式延时不同的

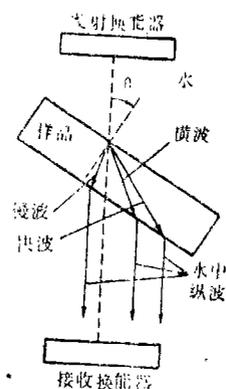


图1 测试原理

三个脉冲。测量出流体中声速 $V_f$ , 样品厚度 $d$ 、入射角 $\theta$ 、对应某种声波(快纵波、横波和慢纵波)声时 $t$ , 即可得这种声波的声速<sup>[8]</sup>:  
$$V = V_f \cdot d \sqrt{[V_f(t - t_f) + d \cos \theta]^2 + d^2 \sin^2 \theta}$$
式中 $t_f$ 为不放入多孔固体样品时的发、收声时。

## 三、测试装置

测试装置框图如图2所示。其中, 1—低频信号发生器, 2—毫微秒脉冲信号发生器(南京大学声学研究所制), 3—宽带发射换能器, 4—多孔固体样品, 5—宽带接收换能器,

\* 南京大学石油天然气研究中心资助课题

\*\* 现在通讯地址: 山东东营华东石油学院物理教研室

[6] J.G.Berryman, J. Acoust. Soc. Am. Vol. 68(1980)1809-1819

[7] R.D.Stoll, "Physics of Sound in Marine Sediments", ed. L. Hampton(plenum, New York, 1974) 19-33

[8] T.J.Plona, Appl. Phys. Lett, V-

ol. 36(1980) 259-261

[9] M.J.Mayes, P.B.Nagy, L.Adler, J. Acoust. Soc. Am. Vol. 79(1986) 2-49-252

[10] O.M.Lovera, Geophys. Vol. 52 (1987)174-178