

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^[1,2], 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,^[3,4,5,6,7]。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 θ 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

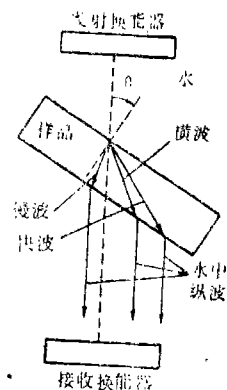


图1 测试原理

三个脉冲。测量出流体中声速 V_f , 样品厚度 d 、入射角 θ 、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^[8]:
$$V = V_f \cdot d \sqrt{[V_f(t - t_f) + d \cos \theta]^2 + d^2 \sin^2 \theta}$$
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

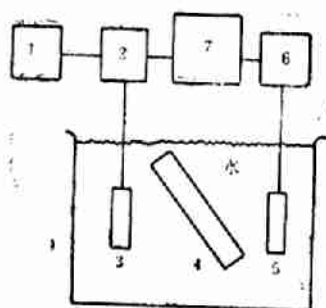


图2 测试装置

6—宽带放大器，7—Tek466型示波器。样品夹可在水平面内自由转动，旋转角度可由分度盘读出。毫微秒脉冲信号发生器可产生幅值为320V、宽度为25ns的窄脉冲信号，所用的两对换能器的中心频率分别为5MHz和400KHz。

四、实验现象

对于熔结玻璃微珠样品，我们可以观察到以下现象：

1. $\theta = 0$ (垂直入射)时，可以看到快纵波(P1波)及其在界面上来回反射的回波和慢纵波(P2波)。由于P2波与P1波的回波有部分重合，故P2波不易分辨和测量，但可准确记录P1波的声时，见图3(a)。

2. 逐渐增大入射角 θ ，P1波的反射回波消失，出现横波(S波)，可以观察到三个脉冲波包，见图3(d)。

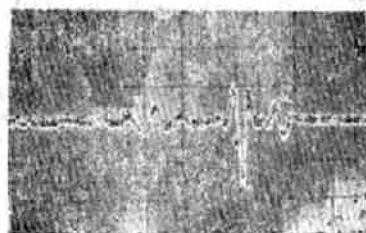
3. 入射角大于第一临界角 θ_1^* 后，P1波消失，S波与P2波的波包分开，见图3(c)，此时可较为准确地测得S波、P2波的声时。

4. $\theta > \theta_2^*$ (第二临界角)时，S波消失，可以看到只与慢波对应的波包，见图3(d)。

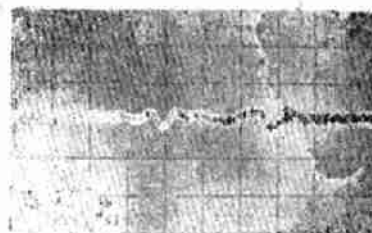
5. 随着入射角的增大，可看到P2波的声时明显变长，这说明P2波的速度比水中波速还小。



(a) $\theta = 0$ (2 μ s/div)
1v/div



(b) $0 < \theta < \theta_1^*$



(c) $\theta_1^* < \theta < \theta_2^*$



(d) $\theta > \theta_2^*$

图3 现象实验

五、实验结果与理论 预期结果的比较

对熔结玻璃微珠样品，厚度 $d = 6.7$ mm，孔隙度 $\beta = 29.0\%$ ，所用换能器中心频率为5 MHz，10°C时水中波速为1.457 Km/S，测得P2波的原始数据如表1所示。

表1 烧结玻璃微珠样品中慢波的测量结果

入射角 θ (度)	40.0	41.9	42.9	41.5	45.6	46.7	46.6	39.8	42.4
声时(μ s)	119.6	120.0	120.2	120.0	120.1	120.2	120.2	119.9	120.0
V_{p2} (Km/s)	1.13	1.08	1.05	1.07	1.07	1.06	1.06	1.08	1.08

由表1可得熔结玻璃微珠样品中有P2波的波速平均值为 $V_{p2} = 1.08 \text{ Km/S}$ 。类似地可测得P1波、S波的波速 V_{p1} 和 V_s 。对刚玉质多孔陶瓷样品,我们用中心频率为400KHz的一对换能器进行了测量。两种样品的测量结果如表2所示:表2中的 V_{p1}^* 、 V_s^* 、 V_{p2}^* 为Biot理论的计算结果^[8],计算时所用参数为:水:密度 $\rho_f = 1.0 \text{ g/cm}^3$,体变模量为 $K_f = 0.022 \text{ Mb}$ ($1 \text{ Mb} = 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$),粘滞

系数 $\eta = 1.0 \text{ CP}$;熔结玻璃微珠:孔径 $a = 50 \mu\text{m}$,渗透率 $k = 1.0 \text{ Darcy}$;玻璃:密度 $\rho_r = 2.48 \text{ g/cm}^3$,体变模量 $K_r = 0.407 \text{ Mb}$,切变模量 $\mu_r = 0.297 \text{ Mb}$;多孔陶瓷:孔径 $a = 50 \mu\text{m}$,渗透率 $k = 1.0 \text{ Darcy}$;刚玉:密度 $\rho_r = 2.2 \text{ g/cm}^3$,体变模量 $K_r = 0.51 \text{ Mb}$,切变模量 $\mu_r = 0.48 \text{ Mb}$ 。由表2可见,测量结果与Biot理论预期结果基本吻合。

表2 测量值与计算值的比较

样 品	厚 (mm)	孔隙度	频 率	V_{p1}	V_s	V_{p2}	V_{p1}^*	V_s^*	V_{p2}^*
熔结玻璃	6.7	0.29	5MHz	4.68	2.35	1.08	4.18	2.48	1.14
多孔陶瓷	10.9	0.43	0.4MHz	4.02	2.43	1.27	4.04	2.41	1.08

注:表中速度单位均为 Km/S

我们的测量结果为Biot理论提供了一个有力的证据。Biot理论的确立对于地震勘探、声波测井资料解释和多孔吸声材料的研制、检测都具有重要的意义。

南京大学声学研究所陆仲楠高级工程师、华东石油学院吴小薇副教授在本工作的实验仪器方面给予了宝贵的帮助,谨此致谢。

参考文献

[1] M.A.Biot, "Theory of propagation of elastic wave in a fluid-saturated porous solid, I Low-frequency range", J. Acoust. Soc. Am., 28, 167-178(1956).
 [2] M.A.Biot, "Theory of propagation of elastic wave in fluid-saturated porous solid, II High-frequency range", J. Acoust. Soc. Am., 28, 179-

191(1956).
 [3] T.J.Plona, "Observation of a second bulk compressional wave in a porous media at ultrasonic frequency", Appl. Phys. Lett. 36, 259-261(1980).
 [4] M.J.Mayes et al, "Excitation of surface waves of different mode at fluid-porous solid interface", J. Acoust. Soc. Am., 79(2), 247-252(1986).
 [5] T.J.Plona, "Acoustics of fluid saturated porous media", IEEE 1982 Ultrasonics symposium, 1044-1048(1982).
 [6] T.J.Plona, "Acoustic wave in alternating fluid/solid layers", J. Acoust. Soc. Am., 81(5), 1227-1234(1987).
 [7] Richard Chandler, "Transient streaming potential measurements

(下转第23页)

表中 $ka = 34.4^\circ$, $\varphi(s_1) = 0.3545(\text{rad})$,

由 $\overline{\Delta T} = -0.0044$ 查图6的 $\Delta T - k_1 l_1$ 曲线, 查得耦合层厚度 $k_1 l_1 = 12.5^\circ$, 再由图5的 $\gamma - k_1 l_1$ 曲线, 查得耦合层反射相移 $\gamma_R = -0.805^\circ$, 于是真实声时为

$$T = \frac{\gamma_R}{2\pi f_R} + \overline{T}_R^D = 10.0467(\mu\text{s})$$

声速 $C = 2L/T = 5944(\text{米/秒})$ 。由表3可知, 整个实验的声速测量绝对误差为 $\pm 2 \times 10^{-4}$ 。

六、结 论

1. 精密地测量媒质的超声波传播速度, 必须对由于声波衍射(即声束扩散)所引起的相位变化进行修正, 同时还必须对于耦合层所引起的反射相移进行修正。

2. 采用脉冲回波重合法的声速测量系统, 由于仪器的声波发射周期相隔很长, 即仪器的每一次发射, 都要等到上一次发射所产生的声波回波全部衰减完以后才发射下一次声脉冲, 两列声波之间不会产生相互干涉, 因此可以对测量结果进行精密的衍射修正和耦合层修正。修正后的测量结果, 可以认为是被测媒质的绝对声速。

3. 声波衍射所引起的声时差要比耦合层反射相移所引起的误差大一个数量级。因此, 在计算测量结果时, 衍射相移的影响不容忽视。在脉冲回波重合法声速测量系统中, 耦合层的影响往往可以忽略。

本工作得到魏墨鑫教授的热情指导, 在此表示衷心感谢。

参考文献

- [1] E. P. Papadakis, Rev. Sci. Instr., 47, (1976), 806
- [2] J. W. Williams and J. Lamd, J. A. S. A. 30, (1958), 308
- [3] H. J. Meskimen, J. A. S. A. 33, (1961), 12
- [4] J. E. May, IRE. Nat. Conv. Rec., (1958), 134
- [5] E. P. Papadakis, J. Appl. Phys. 35, (1964), 1474
- [6] 王寅观, 实验技术与管理, 3—2, (1986), 24
- [7] A. O. Williams, J. A. S. A. 23, (1951), 1
- [8] R. Bass, J. A. S. A. 30, (1958), 602

(上接第4页)

- [12] Mellen, R. H., Browning, D. G. and Simmons, V. P. J. Acoust. Soc. Am, 70(1981), 143.
- [13] 袁辛方, 蒋济良, 万世敏, 声学学报, 9—1(1984), 21.
- [14] Kibblewhite, A. C. and Hampton, L. D, J. Acoust. Soc. Am, 67(1980), 147.

(上接第12页)

- on fluid saturated porous structures: An experimental verification of Biot's slow wave in the quasistatic limit", J. Acoust. Soc. Am., 70(1), 116-121(1981)。
- [8] 乔文孝, 硕士研究生毕业论文 (1-988)