

流体分布对松散介质中 P 波 速度和衰减的影响

李光泉, 李伟东, 施行觉, 温 丹

(中国科学技术大学地球与空间科学系, 安徽 合肥 230026)

摘要: 为了深入研究流体对岩石中弹性波速度和衰减的影响, 必须考虑到流体的分布和粘性. 引入气体包裹体模型来研究粘性流体的分布对松散介质中 P 波速度和衰减的影响, 用气泡平均半径来描述流体分布的不均匀性, 计算了不同气泡半径和频率下 P 波速度和衰减随饱和度变化的曲线, 并与有效流体模型作了比较. 由于流体喷流的存在会使 Gassmann 方程在高频下不适用, 用干燥和饱流体的 P 波、S 波速度修正了理论曲线. 测量了玻璃微珠中不同水饱和度下高频 P 波的速度和衰减, 并尝试用峰值频率来计算衰减. 此方法求出的 Q 和频谱比法求出的 Q 在干燥或饱水时基本相同, 随饱和度的变化规律也基本一致, 但衰减峰的大小有差异. 根据实测值来拟合经修正的波速和衰减理论曲线从而估算出气泡平均半径, 认为 P 波速度和衰减不仅与饱和度有关而且也与介质内部气体-液体压力平衡有关.

主题词: P 波; 波速; 衰减; 流体分布; 松散介质

中图分类号: P315.3⁺1 文献标识码: A 文章编号: 1000-0844(2000)04-0361-07

0 引言

地壳岩石的孔隙中含有油、气、水等流体. 岩石的孔隙度、孔隙结构、孔隙流体影响着其微观物理性质. 在不同地质区域, 流体的分布也大不相同. 通过地下岩石传播的弹性波由于岩石的这些不同特性必然会表现出不同的波速、波谱和衰减变化规律. 利用这些变化规律来认识地下岩石构造和分布状况, 反演地下信息, 对油气勘探中储层特性识别和石油测井中资料分析具有重要意义.

White 提出了三相气体包裹体模型, 认为孔隙中气体是球状分布的, 流体流动是由孔隙内流体压力分布不均匀引起的, 流体流动使岩石的体积模量发生变化从而产生衰减^[1]. Dutta 等人对此模型进行了完善和修正, 通过对模型的计算, 可以得到岩石波速和衰减与流体含量的关系^[2~4]. Gregory 提出了有效流体模型, 对孔隙中的多相流体的弹性参数进行体积加权平均, 将其看作等效单一流体来处理^[5]. 实验表明, 这种处理对低频地震波基本正确, 但不能预言实验室中高频波的速度. Domenico 系统地研究了压力和孔隙流体对砂岩和玻璃微珠弹性性质

收稿日期: 1999-08-11

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(49874043); 地震科学联合基金资助课题(198090)

作者简介: 李光泉(1974-), 男, 现在美国佛罗里达州立大学攻读博士学位, 主要从事岩石力学和地球流体动力学研究.

的影响,引入了一个与频率有关的耦合因子 k , 并且认为, 耦合因子为无穷大时, 随水饱和度的降低, 流体对波速的贡献迅速下降; 对一定饱和度, 耦合因子越小, 流体对波速的贡献越大^[6]. Murphy 和 Mavko 提出喷流机制, 考虑不同形状孔隙中液体压力不平衡引起的喷流, 认为喷流将改变骨架的体积模量和剪切模量, 从而改变速度和衰减, 在低频区域, 这种机制可以被忽略^{7, 8]}.

选取玻璃微珠作为实验研究对象主要有以下优点: ① 成分单一, 颗粒大小基本一致, 对孔隙几何形状可以有较准确的描述, 许多参数容易求取; ② 孔隙连通性好, 流体对介质没有化学作用, 介质内部水的分布和饱和度比较容易控制; ③ 介质的松散特性使之与换能器可以直接耦合, 消除了加入耦合剂所产生的影响.

1 气体包裹体模型的基本理论

1.1 气体包裹体模型的基本假设

如图 1 所示, 假定在一多孔岩石中规则地并排有很多小的立方体. 立方体的边长设为 $2b'$, 其中心处有一半径为 a 的小球. 小球内的孔隙中仅含有气体, 小球外的孔隙中则完全被液体所填充. 为了计算上的方便, 将立方体变换成一等效球体, 球体与立方体体积相等, 则球的外半径 b 与立方体边长 $2b'$ 之间的关系为 $b' \approx 0.8b$. 显然, 如果岩石孔隙分布均匀, 则饱和度就可以由 a 和 b 来表示: 气饱和度 $S_g = (a/b)^3$, 水饱和度 $S_w = 1 - (a/b)^3$.

1.2 气体包裹体模型的定性分析

当压缩波到来时, 在压缩周期内, 液体压力增加, 而这一瞬时气体压力还保持不变, 因此液体会尽量压缩气体以使压力平衡. 对于粘性流体, 压力平衡需要一个特征时间 τ . 设压缩波的周期为 T , 显然, 如果 $T \gg \tau$, 则气体和液体间是准压力平衡的; 而如果 $T \ll \tau$, 则压力平衡不可能建立, 即气泡来不及被压缩, 表现出很大的刚性, 这必然使岩石的有效体积模量增大, 简称“硬化”. 另一方面, 当弹性波穿过岩石时, 液体在气-液边界上来回流动. 流体流动必然伴随着能量损失, 这种能量损失是产生衰减的主要原因. 同时, White 认为流体并不改变岩石的剪切模量, 所以 S 波的速度和衰减基本不受流体的影响.

1.3 气体包裹体模型的定量分析

当弹性波穿过岩石介质时, 可以认为岩石物性参数是由无流体流动的静态过程和存在流体流动的动态过程叠加来决定的, 岩石有效体积模量 K^* 可表示为^[1]

$$K^* = \frac{K_0}{1 - WK_0} \tag{1}$$

式中: K_0 为无流体流动下的体积模量, W 的表达式为

$$W = \frac{3a^2(R_1 - R_2)(Q_2 - Q_1)}{i\omega b^3(Z_1 + Z_2)} \tag{2}$$

式中: a 、 b 、 ω 分别为气泡半径、液体半径和外压力角频率, R_1 、 R_2 分别为气体和液体的压力比例因子, Z_1 、 Z_2 分别为气体和液体的波阻抗, Q_1 、 Q_2 分别为气体和液体界面流量的体积比例

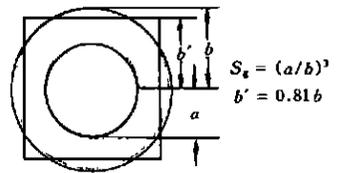
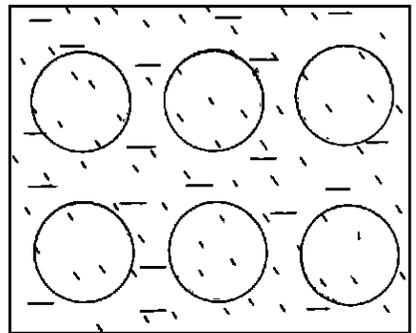


图 1 气体包裹体模型
Fig. 1 The gas pocket model.

因子. 只要确定了 $R_1, R_2, Q_1, Q_2, Z_1, Z_2$ 这 6 个量, 就可以由式(2) 确定有效体积模量 K^* . 弹性波波动方程为

$$M^* \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \rho^* \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (3)$$

其中: U 为位移, $\rho^* = (1 - \varphi)\rho_s + \varphi(1 - S_g)\rho_f$, 为岩石平均密度, ρ_s 为基质密度, ρ_f 为液体密度, φ 为孔隙度, S_g 为气体饱和度, $M^* = M_r^* + iM_i^* = K^* + \frac{4}{3}G$, 为复模量, G 为不受流体影响的剪切模量. 式(3) 的解为 $U = e^{i\omega t} e^{-\alpha_p x} e^{-i\omega \frac{x}{v_p}}$, 则速度和衰减系数分别为

$$v_p = \frac{(\frac{|M^*|}{\rho^*})^{1/2}}{\cos(\frac{\pi\gamma}{2})} \quad (5)$$

$$\alpha_p = \frac{\omega}{2Qv_p} = \omega \cdot \frac{\text{tg}(\frac{\pi\gamma}{2})}{v_p} \quad (6)$$

其中: $\pi\gamma = \arctan(\frac{M_i^*}{M_r^*})$.

以上是纵波波速和衰减结果. 对于横波, White 认为, 由于没有流体流动所产生的衰减, 所以

$$v_s = (\frac{G}{\rho^*})^{1/2} \quad (8)$$

$$\alpha_s = 0 \quad (9)$$

2 数值计算结果

选取的玻璃微珠和流体的基本物性参数见表 1, 用主频 540 kHz 的换能器测得干燥 P 波和 S 波速度分别为 1 370 m/s 和 580 m/s, 饱水 P 波和 S 波速度分别为 2 130 m/s 和 500 m/s. 用 Gassmann 方程计算了不同气泡半径和外压力频率下, P 波速度和衰减随水饱和度的变化(图 2 和图 3). 图 2 中, 外压力频率取换能器主频, $f = 540$ kHz; 图 3 中, 假定气泡半径 $a = 1.0$ mm, 并且干燥时的波速与频率无关.

表 1 玻璃微珠和流体的基本物性参数^[6,9]

参数	大小	参数	大小
颗粒直径 $d/\mu\text{m}$	45	孔隙度 $\varphi/\%$	38
骨架基质密度 $\rho_s/[\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}]$	2.52	干燥时密度 $\rho_0/[\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}]$	1.56
渗透率 k/D	1.9	骨架基质体积模量 K_s/GPa	37
水的密度 $\rho_w/[\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}]$	1.0	空气的密度 $\rho_g/[\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}]$	0.000 852
水的体积模量 K_w/GPa	2.23	空气的体积模量 K_g/GPa	0.000 932
水的粘滞系数 $\eta_w/[\text{mPa} \cdot \text{s}]$	1.0	空气的粘滞系数 $\eta_g/[\text{mPa} \cdot \text{s}]$	0

从图 2(a)可以看出, 当气泡半径 a 较小时, 速度 - 饱和度曲线和有效流体模型的结果很类似, 当气泡半径 a 较大时, 则趋向于液体 - 气体间压力完全不平衡的结果. 由图 2(b) 可见, a 越小, 衰减峰越尖锐, 且出现在高饱和度区域; a 越大, 衰减峰越平缓, 且出现在低饱和度区域. 对于一定的气饱和度 S_g , a 越小, 由于液体到气体的距离越短, 平衡时间就越短, 压力就越容

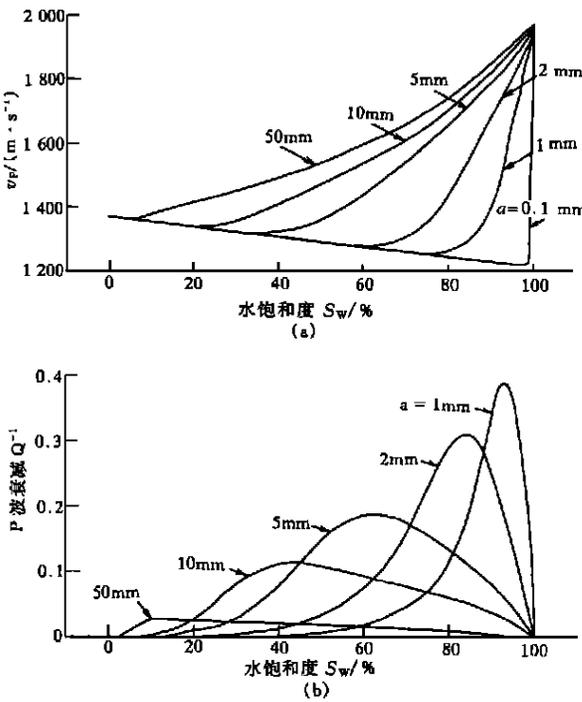


图 2 不同气泡半径下 P 波速度和衰减随水饱和度的变化

Fig. 2 Changes of P-wave velocity and attenuation with water viscosity under different bubble radius.

a^2 是等效的。

要特别注意的是, 气泡半径 a 越大, 相对一定波长而言, 气体在介质中就越集中在某个区域, 因而流体分布越不均匀; 气泡越小, 流体分布越均匀, 就越接近有效流体模型. 因此气泡半径 a 可以看作是流体分布均匀性的一种量度.

3 模型的修正和流体不均匀性的估计

设计了一套超声实验装置, 用干燥法来测量玻璃微珠的 P 波速度和衰减与饱和度的关系. 实验中, 保持换能器与样品的耦合、测量距离、温度和压力等条件基本不变, 让样品中的水分缓慢蒸发, 测量不同水饱和度下的波速和衰减.

不同水饱和度下的波速测量值示于图 4. 干燥时 P 波速度为 1 370 m/s, 水饱和度从 0% 到 75%, 波速随之平缓上升到约 1 500 m/s, 水饱和度从 80% 到 95%, 波速快速上升, 在水饱和度为 97% 时波速达到最大值 2 170 m/s, 饱水时, 波速略有下降, 为 2 130 m/s. 而直接用干燥 P 波、S 波速度和 Gassmann 方程计算出的理论速度曲线(图 2a), 初始有一个下降, 然后才迅速上升到饱水时的 2 000 m/s 附近.

饱水时的体积模量 K_s 和剪切模量 G_s 是模型中的重要参量. White 在推导过程中直接引用了 Gassmann 方程求 K_s 和 G_s , 但许多实验表明, Gassmann 方程在高频条件下是不适用的. Gassmann 方程必须满足弹性假定, 而高频条件下存在液体喷流的影响, 所以必须修正包裹体模型所预言的速度.

易达到平衡, 所以趋近于有效流体模型; a 越大, 液体到气体的距离越长, 平衡时间就越长, 压力就越不容易达到平衡, 所以趋近于压力完全没有平衡时的结果.

从图 3(a)、(b) 可以看出, 外力频率越低, 显然越接近准静态过程, 压力越容易平衡, 波速和衰减与饱和度的关系越类似于有效流体模型的结果; 而外力频率越高, 高频的外力越不易被粘性液体传递到气体上, 所以压力越处于不平衡状态, 越接近无流体流动的结果.

图 2 和图 3 的相似性可以通过引入平衡因子 $G^{[9]}$ 来解释

$$G = f\tau = \frac{f\eta a^2}{4\kappa K_1} (S_g^{-1/3} - 1)^2 \quad (10)$$

其中: $f = \frac{1}{T}$ 为外压力的频率, η 为流体的粘滞系数, κ 是岩石的渗透率, K_1 是流体的体积模量. 如果 $G \ll 1$, 压力能平衡, 此时与有效流体模型一致; 若 $G \gg 1$, 压力完全不平衡, 气泡边界是动态固定的. 由式 (10) 可知, 外力频率 f 和气泡半径的平方

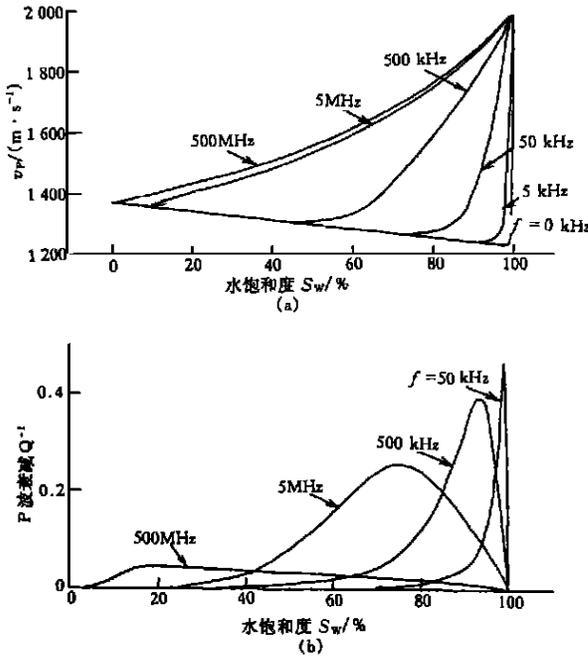


图 3 不同外压力频率下 P 波速度
和衰减随水饱和度的变化

Fig. 3 Changes of P-wave velocity and attenuation with water viscosity under different pressure frequency.

周期数或频段会产生明显不同的结果, 特别是波形和主频变化很大时. 但是由于强调的是 Q 的变化, 因此只要保证处理步骤是恒定的, 应该可以求出其变化规律. 基于此, 用频谱振幅比求 Q 时采用如下方法: ① 截取较多的周期数或较长的时间窗, 尽管会有部分反射波加入, 但其影响是相对稳定的; ② 只截取峰值频率附近的少数几个点, 这样由于点少可能会使 Q 的绝对误差增大, 但却会使 Q 随饱和度变化的相对误差减小. 取 0.50 ~ 0.57 MHz 作为截取频率并保持不变. 得到结果示于图 5(a)、(b).

频谱振幅比法利用的是频谱的比值. 为充分利用频谱强度, 笔者尝试提出峰值频率法, 原理如下:

接收波谱

$$A(x, \omega) = S(\omega) T_1 e^{-\alpha x} e^{i(2\pi ft - kx)} G(\omega) T_2 \quad (12)$$

式中: $S(\omega)$ 为源波谱, x 为传播距离, T_1 、 T_2 分别为换能器到介质和介质到换能器的透射系数, α 是衰减系数, $G(\omega)$ 是几何扩散因子. 对于正透射

$$T = T_1 T_2 = \frac{4 \rho_1 \rho_2 v_1 v_2}{(\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2)^2} \quad (13)$$

Gist 认为流体的存在改变了岩石的干燥体积模量 K_0 和干燥剪切模量 G_0 , 使其随水饱和度变化, 但 Gassmann 方程仍可以使用^[9]. 他通过假设水成比例地改变体积模量和剪切模量来进行修正. 本文提出的方法更为简便, 不使用 Gassmann 方程, 而用液体饱和时的 P 波和 S 波速度 v_p 和 v_s 来求解 K_s 和 G_s

$$K_s = \rho \sqrt{v_p^2 - \frac{4v_s^2}{3}} \quad (11)$$

$$G_s = \rho v_s^2$$

通过饱和水的 P 波、S 波速度求出的饱水体积模量和剪切模量可以直接用于气体包裹体模型中, 从而求得任意饱和度的 P 波、S 波速度, 而不像 Gist 那样需要测量 S 波速度与饱和度的关系. 笔者用干燥和饱水的 P 波、S 波速度计算出不同气泡半径下 P 波速度与水饱和度的关系曲线(图 4). 根据实测波速拟合的平均气泡半径 $a = 3 \text{ mm}$.

用频谱振幅比法求 Q 时, 截取不同的

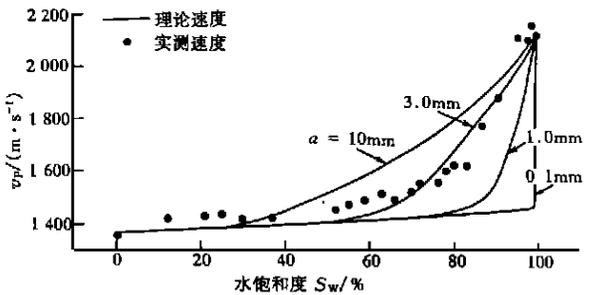


图 4 经修正的不同气泡半径下
P 波速度随水饱和度变化

Fig. 4 Changes of P-wave velocity with water viscosity under different corrected bubble radius

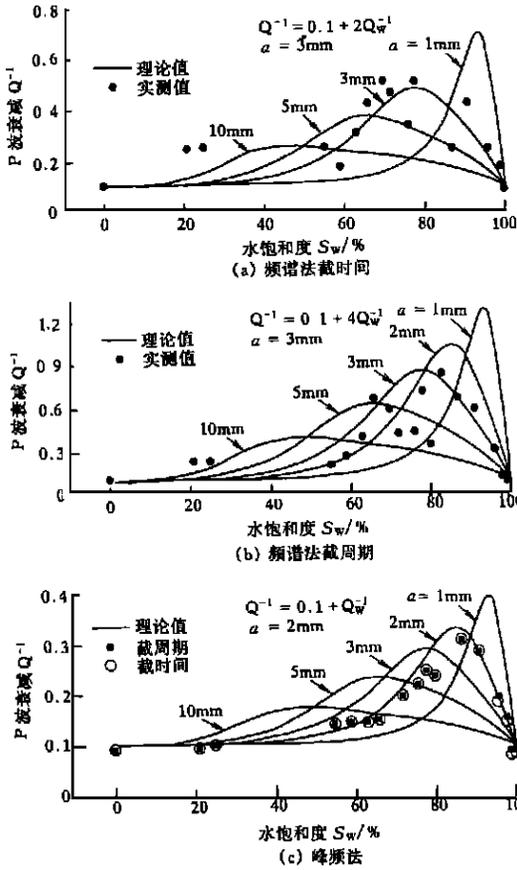


图 5 不同方法测量的 P 波衰减随水饱和度变化

Fig. 5 Measured changes of P-wave attenuation with water viscosity by using different way.

周期或截时间), 频谱比求出的 Q 差别较大, 而峰频法求出的 Q 差别不大.

实际测量表明, 衰减是有多种机制的, 即使是干燥和饱水的介质, 也存在衰减, 所以我们认为测量到的衰减应如下表示

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} + \frac{w}{Q_w} \tag{17}$$

即衰减 $1/Q$ 是干燥衰减 $1/Q_0$ 加上 White 假定的液体流动的衰减 $1/Q_w$ 与权重因子 w 的乘积.

用频谱比法测出衰减随水饱和度的变化, 同时用干燥和饱水的 P 波、S 波速度计算出理论曲线, 根据实测值来拟合理论曲线, 求出气泡半径为 $a = 3 \text{ mm}$ (图 5a, b); 用峰频法测出衰减随水饱和度的变化, 拟合理论曲线, 求出气泡半径为 $a = 2 \text{ mm}$ (图 5c). 由于不同方法测量的衰减大小不同, 所以权重因子 w 有差异.

许多研究都观测到一定大小气泡的存在. Danesh 和 Cadoret 等人在实验室用显微设备发现了在岩石中存在与气体包裹体模型类似的流体分布^[11]. 需要指出的是, 气泡半径 a 是一种理想化的参数, 实际介质中不可能有如此理想的气泡分布. 一般气体的分布比较复杂, 可以是

其中: $\rho_1 = 7.8 \text{ g/cm}^3$ 为铁的密度, ρ_2 为介质密度, $v_1 = 5900 \text{ m/s}$ 为铁的 P 波速度, v_2 为介质的 P 波速度. 换能器的直径为 28 mm, 测量距离 22 ~ 25 mm. 简化为平面波来处理, 几何扩散因子 $G(\omega) = 1$, 于是

$$e^{-\alpha_p x} = A(x, \omega_f) / S(\omega_f) T \tag{14}$$

两边取对数

$$\alpha_p x = -\frac{\pi x f}{Q v_2} = \ln \frac{A(x, \omega_f)}{S(\omega_f) T} \tag{15}$$

衰减

$$\frac{1}{Q} = -\frac{v_2}{\pi x f} \ln \frac{A(x, \omega_f)}{S(\omega_f) T} \tag{16}$$

选择峰值频率 $f = 540 \text{ kHz}$ 来计算是因为其强度大, 误差小. 一般取高频峰值, 因为这样 $G(\omega)$ 接近于 1. 根据 Toksoz 和 Schwab 对耦合层的研究^[10], 水耦合剂的振幅透射系数为 0.1, 基本与频率无关, 我们采用的耦合剂为很稀的黄油, 与水性质相近, 所以可将对接波形放大 10 倍, 作为源波形 $S(t)$, 取相应时间段求频谱, 就得到 $S(\omega)$. 得出的不同水饱和度下的 Q 值示于图 5(c).

用不同方法测得的 P 波衰减 Q^{-1} , 在干燥和饱水时分别相近, 随水饱和度的变化规律也相似, 但衰减峰的大小有所差异. 峰频法测得的衰减峰出现在波谱幅度最小, 即水饱和度 $S_w = 87\%$ 处, 而频谱法求出的衰减峰要出现在偏低 ($S_w = 83\%$) 的位置. 采用不同的截取规则(截

球体,也可以是一些细的气体通道.在不同饱和度下 a 的大小也会不同.因此,用波速和衰减随饱和度变化的理论曲线来拟合实测点时,应将 a 看作一半定性半定量的平均化参量.

4 结论

根据以上理论计算结果和实验测量的验证,得出如下基本结论:

(1) 松散介质的P波速度随水饱和度增加有较大上升,衰减峰出现在85%附近.饱和度不能完全反映流体与P波速度和衰减之间的关系,在高频情况下必须进一步考虑流体的分布状况.在球状气泡分布的假定下,气泡半径 a 是表示流体分布均匀程度的有用参数.

(2) 高频情况下,P波速度和衰减与饱和度的关系主要由平衡因子 G 来决定. $G \gg 1$ 时,气体—液体间的压力完全不能平衡; $G \ll 1$ 时,气体—液体间为准压力平衡.气泡半径的平方 a^2 和外压力频率 f 在 G 中是等价的,所以对波速和衰减与水饱和度的曲线的影响基本相同.在 a 或 f 比较小时,气体包裹体模型的结果与有效流体模型结果类似;而在 a 或 f 比较大时,则趋向压力完全没有平衡的结果.

(3) 由于喷流的存在,高频下的Gassmann方程需要修正.用干燥和饱水的P波、S波速度来计算任何一饱和度的P波速度和衰减是一种简单实用的方法.

(4) 气体包裹体模型中由于流体流动产生的衰减是一种重要的衰减来源.峰频法求衰减具有相对稳定性,求出的衰减变化规律与频谱法相似.

[参考文献]

- [1] White J E. Computed seismic speeds and attenuation in rocks with partial gas saturation[J]. *Geophysics*, 1975, 40(2): 224—232.
- [2] Dutta N C, Seriff A E. On White's model of attenuation in rocks with partial gas saturation[J]. *Geophysics*, 1979, 44: 1806—1812.
- [3] Dutta N C, Ode H. Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid-filled porous rocks with partial gas saturation (White model)-Part I: Biot theory[J]. *Geophysics*, 1979, 44(11): 1777—1788.
- [4] Dutta N C, Ode H. Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid-filled porous rocks with partial gas saturation (White model)-Part II: Results[J]. *Geophysics*, 1979, 44(11): 1789—1805.
- [5] Gregory A R. Fluid saturation effects on dynamic elastic properties of sedimentary rocks[J]. *Geophysics*, 1976, 41: 895—921.
- [6] Domenico S N. Elastic properties of unconsolidated porous sand reservoirs[J]. *Geophysics*, 1977, 42(7): 1337—1368.
- [7] Murphy W F, Winkler K W, Kleinberg R L. Acoustic relaxation in sedimentary rocks, dependence on grain contacts and fluid saturation[J]. *Geophysics*, 1986, 51: 757—766.
- [8] Mavko G, Jizba D. Estimating grain-scale fluid effects on velocity dispersion in rocks[J]. *Geophysics*, 1991, 56: 1940—1949.
- [9] Gist G A. Interpreting laboratory velocity measurements in partially gas-saturated rocks[J]. *Geophysics*, 1994, 59(7): 1100—1109.
- [10] Toksoz M N, Schwab F. Bonding of layers in layers in two-dimensional seismic modeling[J]. *Geophysics*, 1964, 29(3): 405—413.
- [11] Cadoret T, Marion D, Zinsner B. Influence of frequency and fluid distribution on elastic wave velocities in partially saturated limestones[J]. *J. G. R.*, 1995, 100(B6): 789—803.

(下转 385 页)

SHORT-IMPENDING PREDICTIONS TO TWO $M_s \geq 5.0$ EARTHQUAKES IN XIUYAN OF LIAONING PROVINCE AND SOME THOUGHTS TO THE PREDICTIONS

CHEN Rong-hua

(Center for Analysis and Prediction, CSB, Beijing 100036, China)

Abstract: The short-impending predictions and their reasons to the $M_s 5.4$ earthquake on Nov. 29, 1999 and $M_s 5.1$ earthquake on Jan. 12, 2000 in Xiuyan of Liaoning province are written in detail in this paper. The comparison between forecasts and actual earthquakes shows that the distribution character of local mean lunar times of significant earthquakes is a better indication of short-immediate term forecast and the judgement of the trend after a large earthquake happened is often difficult and needs comprehensive analysis. We ought to judge the type of an earthquake based on the characteristics of the earthquake itself and the type of the earthquakes in history may be only available for reference. We ought not to consider that the earthquake has been in the later weak stage if there are different views and some few suspicionsness of the earthquake sequence.

Key words: Impending earthquake prediction; Seismic type; Liaoning; Local mean lunar time

(上接 367 页)

THE DEPENDENCE OF VELOCITY AND ATTENUATION IN UNCONSOLIDATED SANDS ON FLUID DISTRIBUTION

LI Guang-quan, LI Wei-dong, SHI Xing-jue, WEN Dan

(Department of Earth and Space Sciences, USTC, Hefei 230026, China)

Abstract: In order to study deeply the dependence of the velocity and attenuation of elastic waves in rocks on fluids, the distribution and viscosity of fluids must be considered. The authors introduced a gas pocket model to investigate the dependence of the velocity and attenuation of P waves on viscous fluid distribution, described the uniformity of fluid distribution with average bubble radius, calculated the curves which related velocities and attenuation with saturation under different bubble radius and pressure frequency and compared gas pocket model with effect fluid model. Because Gassmann equation weren't applicable under high-frequency pressure due to the local flow, the theoretical curves were corrected with the P wave and S wave velocities in dry and saturated sands. The saturation dependence of the P wave velocity and attenuation is measured and the attenuation was attempted to derive by using amplitudes of the peak frequency. The attenuation at dryness and saturation and the attenuation law from dryness to saturation are the same as those by spectral ratio method, but amplitude of the peak attenuation is different. By regressing measured velocity and attenuation with theoretical curves and computing the average radius of bubbles. It is considered that the saturation dependence of velocities and attenuation is related with pressure equilibration between gas and liquid in sands.

Key words: P wave; Wave velocity; Attenuation; Fluid distribution; Loose medium