

doi: 10.11720/wtyht.2017.1.25

何锋,张广智,张佳佳,等.考虑毛细管压力的纵波速度衰减特征分析——以球状斑块饱和模型为例[J].物探与化探,2017,41(1):158-164.
http://doi.org/10.11720/wtyht.2017.1.25

He F, Zhang G Z, Zhang J J, et al. An analysis of P wave attenuation in consideration of capillary forces; Exemplified by spherical patchy saturation model [J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2017, 41(1): 158-164. http://doi.org/10.11720/wtyht.2017.1.25

考虑毛细管压力的纵波速度衰减特征分析 ——以球状斑块饱和模型为例

何锋,张广智,张佳佳,裴忠林,印兴耀

(中国石油大学(华东)地球科学与技术学院,山东青岛 266580)

摘要:地震波在斑块饱和岩石中传播往往会引起地震波速度的频散与衰减,不同的斑块大小及分布引起速度的频散与衰减不同。毛细管压力作为影响斑块物理特征的主要因素之一,其对速度的频散与衰减的影响知之甚少。为了研究毛细管压力的影响,笔者利用斑块膜刚度来表示毛细管压力的宏观响应,通过改变球状斑块饱和模型的边界条件将毛细管压力考虑到球状斑块饱和模型中,得到了一种新的改进球状斑块饱和模型,并基于该模型对比了考虑毛细管压力前后的地震频段的速度频散与衰减变化。数值模拟结果表明,在地震频段内,与原始球状斑块饱和模型相比,新模型的速度较原始模型速度大,频散降低,衰减减小。除此之外,利用新模型解释了已发表的不同饱和度情况下速度和衰减系数的实验室测试结果。与原始球状斑块饱和模型相比,新模型能够更好的解释不同饱和度下速度与衰减系数的变化趋势,对于斑块饱和和岩石的速度饱和度,衰减系数饱和度关系解释具有重要的指示意义。

关键词:速度频散;衰减;球状斑块饱和模型;毛细管压力;膜刚度

中图分类号: P631.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-8918(2017)01-0158-07

0 引言

地震波在地下岩石的传播过程中,会引起孔隙间流体压力的改变,进而影响地震波速度的频散与衰减。为了定量刻画地震波的速度与频散,Biot^[1-3]基于孔隙中粘滞流体相与固相耦合摩擦而提出了宏观尺度下的双相介质弹性波动理论,成为地震波在双相介质传播的经典理论框架,并且预测了慢纵波的存在。随后 Berryman 等^[4]把“Biot”弹性波动理论推广到全频带范围。但是“Biot”双相介质理论对于高频衰减值的估算与实验测量相比较小,并忽略了在地震频带范围的衰减和频散^[5],预测的渗透率与粘滞系数对于衰减和频散的影响规律与实验室测量结果不符^[6]。

为了解释地震频带的纵波衰减,White 等^[7-8]首

先基于介观尺度(远大于颗粒尺寸且小于地震波长)衰减机制提出了球形孔隙规则分布的斑块饱和模型(水或油里面含有气泡)和周期性层状含孔隙介质模型。随后,Dutta 等^[9-10]用更严谨的孔隙介质力学对 White 提出的斑块饱和模型进行修正。Vogelaar 等^[11]和刘炯等^[12-13]用非解耦方式求解分析了这两种 White 模型的纵波衰减和频散。Carcione 等^[14-15]深入研究了 White 模型的物性及流体变化对衰减和频散的影响。邓继新等^[16]对周期性层状孔隙介质模型的孔隙压力、孔隙流体相对运动速度变化形式及其对弹性波传播特征的影响进行了详细讨论。上述研究基本上是在默认流体斑块边界的流体压力连续的背景条件下研究的。然而 Tserkovnyak 等^[17]研究发现,当斑块饱和岩石饱和有两相不相容流体时,由于毛细管压力的存在以及两相流体润湿性的差异,两相流体在界面处会形成一个半

收稿日期:2016-06-27;修回日期:2016-12-08

基金项目:国家重点基础研究发展计划(“973”计划)项目(2014CB239201-7Hz,2013CB228604);国家科技重大专项(2016ZX05027004-001、2016ZX05002006-004);国家自然科学基金项目(41404088);中央高校基本科研业务费专项资金项目(14CX02113A)

作者简介:何锋(1990-),男,研究生,主要研究方向为岩石物理、储层地球物理。Email:h10012418@163.com

月牙的空隙,造成斑块流体边界的不连续,从而影响整个流体斑块介质的刚度,进而影响地震波的速度频散与衰减。Moerig 等^[18]、Averbakh 等^[19]通过实验研究发现,毛细管压力的存在会导致岩石弹性刚度以及速度频散与衰减的改变。当地震波在斑块饱和和岩石中传播时,毛细管压力的存在会影响流体的分布状态(Knight 等^[20]与 Rubino 与 Holliger^[21])。

综上所述,如何定量刻画毛细管压力对地震波速度频散与衰减影响成为文中要解决的问题。以球状斑块饱和模型为例,笔者利用膜刚度来表示毛细管压力的宏观效应,通过改变球状斑块饱和模型的流体压力条件,引入了毛细管压力的影响,得到了一种新的改进的球状斑块饱和模型,利用该模型定量分析了毛细管压力对纵波速度频散与衰减的影响。同时基于考虑毛细管压力的球状斑块饱和模型,对实验室数据的速度饱和度和衰减饱和度关系进行了解释,结果表明,其对斑块饱和和岩石的速度—饱和度、衰减系数—饱和度关系解释提供了重要作用。

1 方法原理

当斑块饱和岩石包含有两相不相容且润湿性不同的流体时,由于毛细管压力的存在,两相流体在界面处会形成一个半月形的空隙,从而导致更大尺度上流体压力的不连续。Tserkovnyak 等^[17]研究发现,毛细管压力引起的流体压力的不连续在宏观上可以表示为边界处流体相对位移与膜刚度的乘积,即

$$p_f^{(a)} - p_f^{(b)} = T w \cdot \mathbf{n}, \quad (1)$$

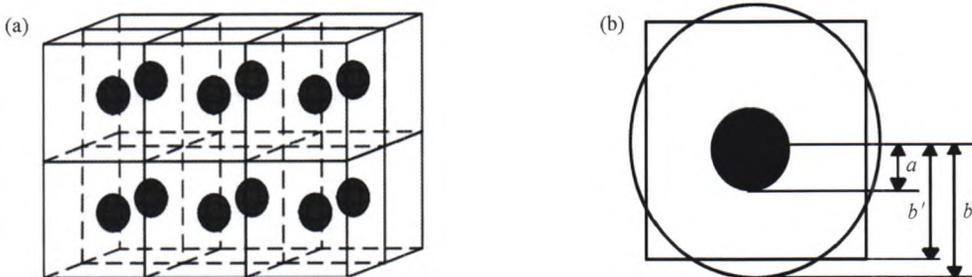
式中:单位向量 \mathbf{n} 的方向为由斑块 a 指向斑块 b; w

表示界面处流体流动相对位移; $p_f^{(i)}$ 表示第 i 个斑块在两个斑块界面处的流体压力; Nagy 等^[22]给出膜刚度 T 的表达式,认为其与界面张力 Γ 、渗透率 κ_0 以及描述孔隙结构复杂性的形状因子 s 相关:

$$T = \frac{s\Gamma}{\kappa_0}. \quad (2)$$

由方程(2)可知,当背景相为某一饱和岩石时,两相流体形成的界面张力与膜刚度相关,呈线性关系,而毛细管压力与界面张力相关,因此膜刚度的大小可表示毛细管压力的作用程度(毛细管压力与界面张力的关系参照 Mavko G 等^[23])。由方程(1)知,当毛细管压力为 0 时,斑块界面处流体流动引起的流体压力连续,随着毛细管压力的逐渐增大,流体压力差逐渐增大,当毛细管压力达到无穷时,流体压力不连续,岩石模量为高频极限模量。

为了研究毛细管压力对地震频段速度频散与衰减的影响,以球状斑块饱和模型为例,求解包含有毛细管压力边界条件下的球状斑块饱和模型。球状斑块饱和模型如图 1 所示。假设多孔介质由一系列的同时含有水和气的立方体单元构成。气包位于立方晶格的中心,外围是含水的介质,每个单元体的尺寸要大于孔隙的尺寸(如图 1a 所示)。每个气包之间的相互作用可以忽略。当气包受到地震压缩波宏观应力场的作用时,介质会发生收缩和扩张,消耗地震波的能量,从而引起速度频散与衰减。我们假定外部的应力场在空间上是均匀的,岩石等效的体积模量可以通过考虑一个典型的气包(半径为 a)和一个环绕在气包外的液体球壳(半径为 b)来获得(如图 1b 所示)。



a—White 球状斑块饱和模型;b—White 球状斑块模型特征单元

图 1 White 球状斑块饱和模型、特征单元示意

White 假设,地震波在气包与外围液体球壳区域内传播时满足 Biot 方程。如果只考虑波致流机制所引起的频散和衰减,在弹性波频率小于 Biot 临界频率时,流体饱和多孔介质的地震波传播可以用准静态条件下的固结理论来描述,惯性项可以忽略。

与图 1 相对应,选取如图 1b 所示的特征单元体,取径向向外为正方向。当特征单元体外球面受到大小为 $p_e = \tau_0 e^{i\omega t}$ 的应力时,岩石会在径向上发生形变。对于球状斑块饱和模型而言,地震波的运动平衡方程变为:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[H \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right) + 2\gamma D \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{2w}{r} \right) \right] = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[2\gamma D \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right) + 2D \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{2w}{r} \right) \right] = -i\omega \frac{\eta}{\kappa} w. \quad (4)$$

式中： u 和 w 分别为固体位移和流体相对位移， γ 与 D 为饱和流体岩石物理特性参数， ω 为角频率， H 为平面波模量， η 为流体粘滞系数， κ 为岩石渗透率。与 Johnson^[24] 对 Biot 方程的解法相类似，认为上述方程的解为考虑慢纵波与不考虑慢纵波情况下解的线性组合，据此得 u 和 w 的解：

$$w = F_{j_1}(k_2 r) + G_{n_1}(k_2 r), \quad (5)$$

$$u = Ar + \frac{B}{r^2} - \frac{2\gamma D}{H} [F_{j_1}(k_2 r) + G_{n_1}(k_2 r)], \quad (6)$$

$$k_2 = \sqrt{\frac{i\omega H \eta}{(4\gamma^2 D^2 - 2DH)\kappa}}. \quad (7)$$

方程(5)、(6)中， A 、 B 、 F 、 G 为积分常数。利用 Biot^[3] 给出的饱和流体岩石的应力应变关系，以及应力应变与固体相，流体相相对位移的关系，可以求得斑块饱和介质的总应力与流体压力：

$$\tau = H \frac{\partial u}{\partial r} + 2\gamma \frac{u}{r} + 2\gamma D \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{2w}{r} \right), \quad (8)$$

$$p_f = -2\gamma D \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right) - 2D \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{2w}{r} \right). \quad (9)$$

通过上述求解过程，可获得每一斑块域介质的固体相位移，流体相对位移，总应力与孔隙流体压力的分布状态。我们假定 A_a, B_a, F_a, G_a 表示半径为 a 的球状区域内的积分常数， A_b, B_b, F_b, G_b 表示半径为 b 的外球壳区域内的积分常数。通过边界条件

$$\begin{cases} w_a(r) = 0, r = 0; \\ u_a(r) = 0, r = 0; \\ u_a(r) = u_b(r), r = a; \\ w_a(r) = w_b(r), r = a; \\ \tau_a(r) = \tau_b(r), r = a; \\ p_{fa}(r) - p_{fb}(r) = T w_a(r) \cdot \mathbf{n}, r = a; \\ \tau_b(r) = -\tau_0, r = b; \\ w_b(r) = 0, r = b. \end{cases} \quad (10)$$

来求解上述 8 个积分常数。式(10)中的 8 个边界条件分别代表不同的物理意义，第一个与第二个边界条件表明，在球心处，固体相与流体相位移为 0；第三个与第四个边界条件表明，在球壳与球状区域的界面处，流体相对位移，固体相位移连续；第五个边界条件表明，在界面处介质总应力连续；第六个边界条件表明，当毛细管压力存在时，会在两相互不相

容且润湿性不同的流体分界面处形成一个空隙，导致流体压力的不连续，其流体压力差与毛细管压力相关(即与膜刚度有关)；第七个边界条件给出了特征单元体的外边界处的应力分布状态；第八个边界条件假设每一个特征单元体是封闭的，相互之间互不影响，降低了问题解的复杂性。

上述 8 个边界条件所代表的 8 个方程，可以表示为矩阵形式：

$$\mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{B}. \quad (11)$$

式中： \mathbf{A} 为 8×8 的复系数矩阵， \mathbf{X} 为列向量， $\mathbf{X} = [A_a, B_a, F_a, G_a, A_b, B_b, F_b, G_b]^T$ ， \mathbf{B} 为列向量：

$$\mathbf{B} = [0, 0, 0, 0, 0, 0, -\tau_0, 0]^T. \quad (12)$$

通过上述得到的流体相对位移，特征单元体的流体压力分布状态，同时利用 1975 年 White 对复模量的定义，求得上述模型的等效弹性模量，地震波速度与衰减系数的表达式：

$$K^*(\omega) = -\frac{\tau_0}{\Delta V/V} = -\frac{\tau_0 b}{3u_b(b)}, \mu^*(\omega) = \mu_{dry}. \quad (13)$$

$$V_p(\omega) = \sqrt{\frac{K^*(\omega) + \frac{4}{3}\mu^*(\omega)}{\rho}}, Q_p(\omega) = \frac{\text{Re}(V_p^2)}{\text{Im}(V_p^2)} \quad (14)$$

式中： b 为外球壳半径， $u_b(b)$ 为外边界处的固体相位移， $K^*(\omega)$ ， $\mu^*(\omega)$ 与 μ_{dry} 为斑块饱和岩石体积、剪切模量以及干岩石骨架模量； $V_p(\omega)$ ， ρ ， $Q_p(\omega)$ 为斑块饱和岩石速度、密度与纵波衰减系数。

2 数值模拟

利用推导出的新模型，首先讨论了孔隙压力与流体相对位移的分布状态，并将其与 White 球状斑块饱和模型进行对比，之后分析了不同毛细管压力下，地震波速度与衰减系数随频率与含水饱和度的变化规律，为更好地理解毛细管压力对地震波速度频散与衰减影响提供了理论依据。我们假设地下介质由一系列的同时含有水和气的球体单元构成，气包位于球体的中心，气包半径为 0.1 m，外围是含水的介质，球体半径为 0.2 m(即含水饱和度为 50%)，每个单元体的尺寸大于孔隙的尺寸，小于地震波长的尺寸(如图 1a 所示)。含水区域与含气区域岩石骨架特性相同(如表 1 所示)，饱和流体性质参数如表 2 所示。

表 1 球状斑块饱和和介质中岩石骨架参数

	颗粒体积模量/GPa	岩石颗粒密度/(g/cm ³)	孔隙度	渗透率/D	干岩石骨架模量/GPa	干岩石剪切模量/GPa
岩石骨架	34.3	2.585	0.15	0.1	8.67	6.61

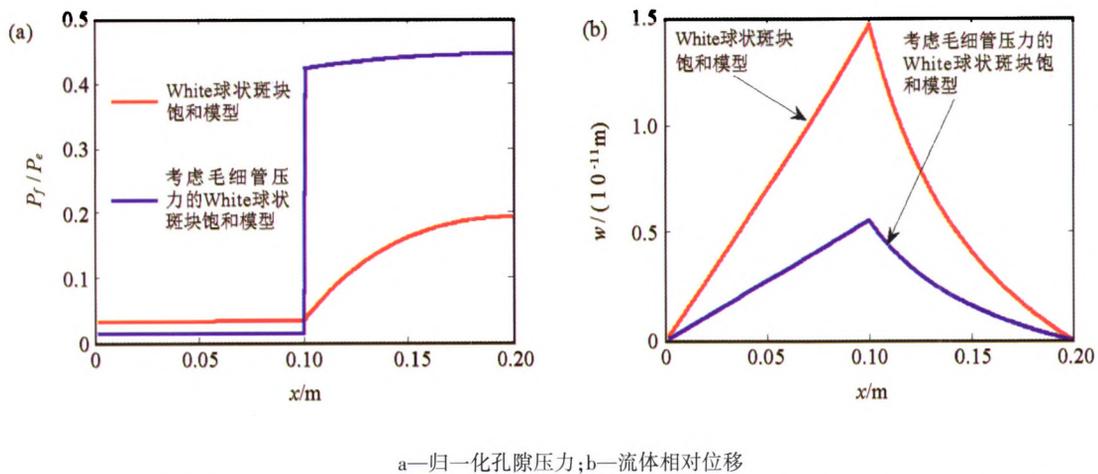
表 2 球状斑块介质饱和和流体参数

	水	气
体积模量/GPa	2.25	0.01
密度/(g/cm ³)	1.04	100
粘度/p	0.018	0.0002

图 2 给出了球状特征单元体归一化孔隙压力与流体相对位移在半径方向上的分布状态。蓝色曲线表示考虑了毛细管压力的 White 球状斑块饱和模型预测值,其中膜刚度为 73 GPa/m,红色曲线为 White 球状斑块饱和模型预测值。从图 2a 可以看出,含气区域的归一化孔隙压力小于含水区域的归一化孔隙压力,这是由于相对于气而言,孔隙流体水承载上覆压力的能力大;同时可以看出,当考虑了毛细管压力的影响后,含气域与含水域处的流体压力不再连续,含水域的流体压力明显大于含气域,且含水域的孔隙流体压力的变化幅度明显减小,这是由于毛细管

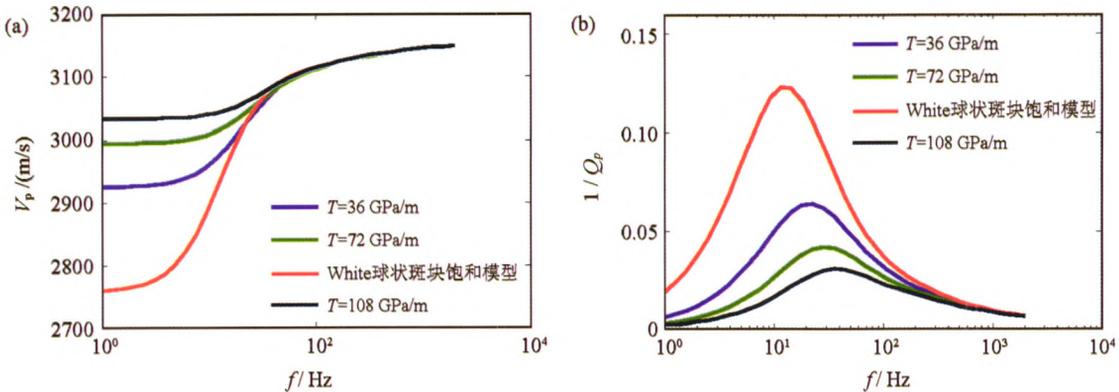
压力的存在阻碍了气水区域之间的流体的相对流动,孔隙流体水所承载的上覆压力变大。与此相对应的是,考虑了毛细管压力后的流体相对位移会明显降低,在气水界面处大约降低了 30%,远离气水界面处降低幅度小于 30%。流体相对位移的减小就会降低速度的频散程度与衰减系数(图 2b)。

图 3 给出了不同毛细管压力下(即膜刚度值不同),White 球状斑块饱和模型与考虑毛细管压力的球状斑块饱和模型的速度—频率(图 3a)以及衰减系数—频率(图 3b)关系对比。红色曲线表示 White 球状斑块饱和模型下速度—频率以及衰减系数—频率的变化关系,其他颜色的曲线表示不同毛细管压力下的速度—频率以及衰减系数—频率的变化关系。由图 3a 可以看出,在低频段,考虑了毛细管压力的 White 球状斑块饱和模型速度预测值大于 White 球状斑块饱和模型的预测值,速度频散幅度



a—归一化孔隙压力;b—流体相对位移

图 2 频率为 30 Hz 时,考虑毛细管压力前后 White 球状斑块饱和模型的归一化孔隙压力与流体相对位移分布状态对比



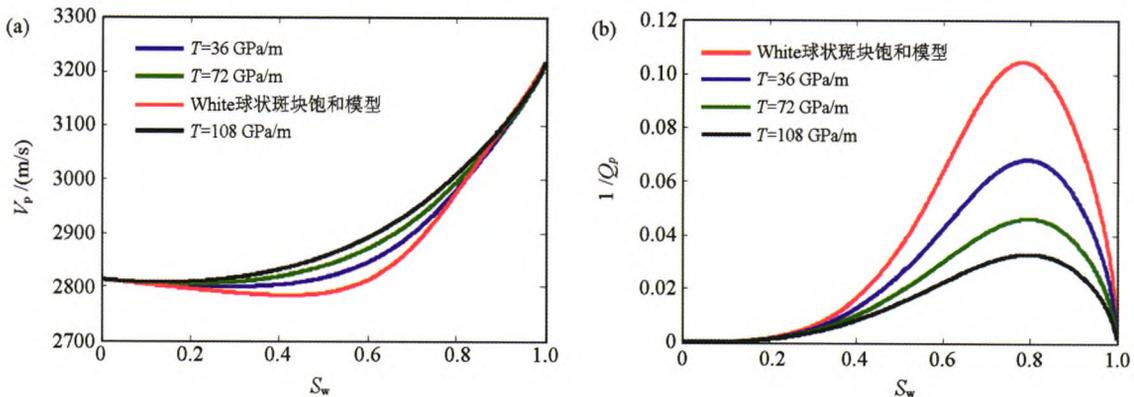
a—速度—频率关系对比;b—衰减系数—频率关系对比

图 3 White 球状斑块饱和模型与不同毛细管压力下的球状斑块饱和模型的速度—频率及衰减系数—频率关系对比

小于 White 球状斑块饱和模型速度频散幅度,且毛细管压力的作用强度越大,两者之间的差异越大,速度频散幅度越小;在相对高频段,考虑了毛细管压力的 White 球状斑块饱和模型速度预测值、频散幅度与 White 球状斑块饱和模型速度预测值、频散幅度相同,这是由于当频率大于介观尺度波致流的弛豫频率时,这两种模型之间的差异会消失,同时也说明毛细管压力的存在会影响地震频段的速度频散与衰减。从图 3b 可知,随着毛细管作用力的增强,纵波衰减系数快速降低,这是由于毛细管压力的存在阻碍含水域与含气域之间的流体流动,降低了流体流动引起的能量耗散。与此同时,随着毛细管压力的增强,介观尺度非均质体引起的“频散台阶”向高频方向移动。

为了明确地震频段内含水饱和度对速度频散与衰减的影响,我们分析了频率为 30 Hz 条件下的速

度—含水饱和度与衰减系数—含水饱和度的变化规律。从图 4b 中可以看出,当膜刚度从 0 GPa/m(对应 White 球状斑块饱和模型)增加到 36 GPa/m 时,纵波衰减系数峰值大约降低了 45%,且随着膜刚度的继续增大,衰减峰值进一步降低,降低幅度有所减缓;当含水饱和度为 0 或者 1 时,岩石饱和和流体变为单相流体饱和,毛细管作用力消失,介观尺度的波致流不再发生,因此纵波衰减系数变为 0。同时从图 4a 可以看出,随着含水饱和度的增大,White 球状斑块饱和模型速度预测值先减小后增大,这是由于当含水饱和度较小时,密度对速度的影响大于流体水模量对速度的影响,当含水饱和度较大时,流体水模量成为影响速度的主导因素。考虑毛细管压力后,当含水饱和度较小时,速度基本平稳增加,这是由于膜刚度为饱和和岩石提供了一定的附加模量。



a—速度—含水饱和度关系对比;b—衰减系数—含水饱和度关系对比

图 4 White 球状斑块饱和模型与不同毛细管压力下的球状斑块饱和模型的含水饱和度关系对比

3 实验数据解释

利用考虑毛细管压力的 White 球状斑块饱和模型解释 Lopes 等^[25]的实验数据。在 Lopes 等的实验中,利用 X-ray 计算机扫描成像与声速测量技术来监测石灰石的注水过程,给出注入流体的空间时间展布状态,证明了流体的斑块饱和分布的假设。同时,注水过程中毛细管数的低值表明,毛细管压力是控制流体空间分布状态以及流体斑块的一个重要因素。本文采用 White 球状斑块饱和模型的拓展模型来解释实验数据基于以下两点考虑:①实验过程中,X-ray 扫描结果表明流体的分布状态为斑块饱和状态,为了计算方便,我们选取了球状斑块饱和状态;②毛细管数的低值状态表明,毛细管压力是控制流体空间分布状态的一个重要因素,与文中的模型假

设相一致,为解释实验室数据提供了基础。

选取零饱和度处的岩石速度来计算岩石的干岩石骨架模量,其他矿物、物性、主频等参数的选取与 Lopes 等相一致,其中孔隙结构因子参数的确定是通过 Lopes 等 X-ray 计算机扫描成像实验数据、毛细管压力数与孔隙结构因子的关系来确定^[25],唯一不确定的参数为膜刚度的值。通过注入水的速度与含水饱和度的关系,毛细管数值的大小(Lopes 等^[25]),以及与实际数据的匹配,来选取合适的膜刚度值。由于其他物性参数已确定,不论如何改变膜刚度的值,White 球状斑块饱和模型的纵波速度与纵波衰减系数都不会发生变化。通过实验室测量的数据范围可以看出,在低含水饱和度下,纵波速度、纵波衰减系数与两个模型的预测值基本一致,但也存在一定的误差;预测值基本一致是由于低含水饱和度下,毛细管压力效果不明显(与我们的理论分

析相一致,图 5a、b),与实验室数据存在一定的误差的原因是假设的斑块饱和为球状斑块饱和,且斑块的大小为常数,这些特征可能与实际不符。当含水饱和度大于 40% 时,毛细管压力作用效果变得明显(图 5a、b),且考虑毛细管压力的 White 球状斑块饱和模型更能够符合测量值的变化趋势,但是也存在微小的误差,这是由于在注水过程中,流体的斑块分布状态可能是非球状的,且斑块大小也可能是非常数的,这与我们的假设存在一定的

偏差。而 White 球状斑块饱和模型的预测值与实验室的测量结果趋势差异较大,这主要是由于 White 球状斑块饱和模型不能够包含毛细管压力对实验室的测量结果的影响,其次是由于斑块形状与斑块大小的假设不合理带来的微弱影响。以上实验数据解释结果间接地证明了新的改进的 White 球状斑块饱和模型的理论正确性,也为斑块饱和岩石的速度—饱和度,衰减系数—饱和度解释提供了指导意义。

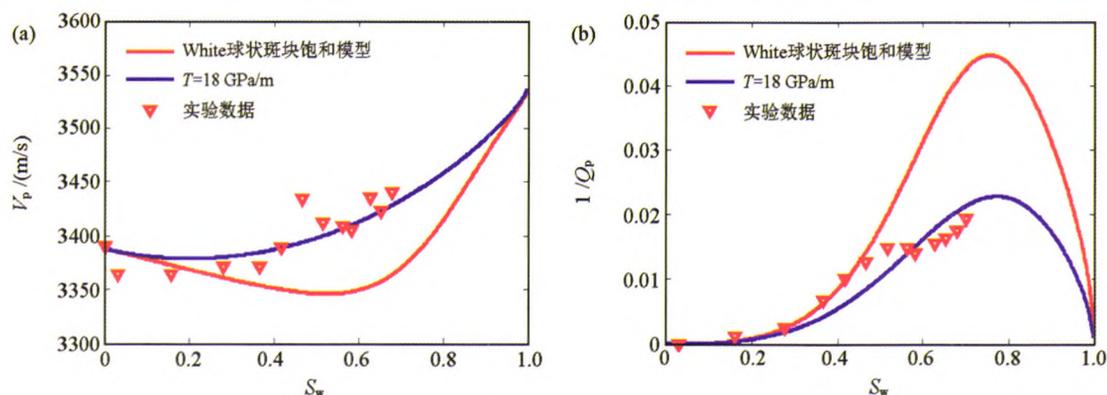


图 5 Lopes 等^[25]实验数据的解释

4 结论

通过以上研究,可以得出以下认识:

1) 考虑了毛细管压力后的 White 球状斑块饱和模型,在气水界面处,表现出流体压力不连续、流体相对位移降低的特征;

2) 与传统的 White 球状斑块饱和模型相比,考虑了毛细管压力后的 White 球状斑块饱和模型阻碍了介观尺度下的流体流动,减少了速度能量耗散,在 seismic 频段表现出低频散低衰减高速度值的特征;

3) 通过解释 Lopes 等^[25]的实验数据,证明了模型的有效性,也为速度—含水饱和度与纵波衰减系数—含水饱和度的关系解释提供了指导作用。

参考文献:

- [1] Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range [J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1956a, 28(2): 179-191.
- [2] Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher-frequency range [J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1956b, 28(2): 168-178.
- [3] Biot M A. Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media [J]. Journal of Applied Physics, 1962, 33(4): 1482-1498.
- [4] Berryman J G, Wang H F. Double-porosity modeling in elastic wave

propagation for reservoir characterization [J]. Proc. SPIE 3453, Mathematical Methods in Geophysical Imaging, 1998: 58-69.

- [5] Dutta N C, Ode H. Seismic reflections from a gas-water contact [J]. Geophysics, 1983, 48(2): 148-162.
- [6] Batzle M, Hofmann R, Han D H, et al. Fluids and frequency dependent seismic velocity of rocks [J]. The Leading Edge, 2001, 20(2): 168-171.
- [7] White J E, Mikhaylova N G, Lyakhovitskiy F M. Low-frequency seismic waves in fluid-saturated layered rocks. Izvestija [J]. Physics of the Solid Earth, 1975a, 52(11): 654-659.
- [8] White J E. Computed seismic speeds and attenuation in rocks with partial gas saturation [J]. Geophysics, 1975b, 40(2): 224-232.
- [9] Dutta N C, Odé H. Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid-filled porous rocks with partial gas saturation (White model)—Part I: Biot theory [J]. Geophysics, 1979a, 44(11): 1777-1788.
- [10] Dutta N C, Odé H. Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid-filled porous rocks with partial gas saturation (White model)—Part II: Results [J]. Geophysics, 1979b, 44(11): 1789-1805.
- [11] Vogelaar B, Smeulders D. Extension of White's layered model to the full frequency range [J]. Geophysical Prospecting, 2007, 55: 685-695.
- [12] 刘炯, 马坚伟, 杨慧珠. 周期成层 Patchy 模型中纵波的频散和衰减研究 [J]. 地球物理学报, 2009, 52(11): 2879-2885.
- [13] 刘炯, 马坚伟, 杨慧珠. White 球状 Patchy 模型中纵波传播研究 [J]. 地球物理学报, 2010, 52(4): 954-962.
- [14] Carcione J, Helle H, Pham N. White's model for wave propagation in partially saturated rocks: Comparison with poroelastic numerical

- experiments[J]. *Geophysics*, 2003, 68(4): 1389–1398.
- [15] Carcione J, Picotti S. P-wave seismic attenuation by slow-wave diffusion: Effects of inhomogeneous rock properties[J]. *Geophysics*, 2006, 71(3): O1–O8.
- [16] 邓继新, 王尚旭, 杜伟. 介观尺度孔隙流体流动作用对纵波传播特征的影响研究——以周期性层状孔隙介质为例[J]. *地球物理学报*, 2012, 55(8): 2716–2727.
- [17] Tserkovnyak Y, Johnson D L. Capillary forces in the acoustics of patchy-saturated porous media[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2003, 114(5): 2596–2606.
- [18] Moerig R, Waite W, Boyd O, et al. Seismic attenuation in artificial glass cracks: Physical and physicochemical effects of fluids[J]. *Geophysical Research Letters*, 1996, 23(16): 2053–2056.
- [19] Averbakh V, Bredikhin V, Lebedev A, et al. Acoustic spectroscopy of fluid saturation effects in carbonate rock[J]. *Acoustical Physics*, 2010, 56(5): 794–806.
- [20] Knight R, Dvorkin J, Nur A. Acoustic signatures of partial saturation [J]. *Geophysics*, 1998, 63(1): 132–138.
- [21] Rubino J, Holliger K. Seismic attenuation and velocity dispersion in heterogeneous partially saturated porous rocks [J]. *Geophysical Journal International*, 2012, 188(3): 1088–1102.
- [22] Nagy P B, Blaho G. Experimental measurements of surface stiffness on water-saturated porous solids[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1994, 95(2): 828–835.
- [23] Mavko G, Mukerji T, Dvorkin J. *The rock physics handbook: Tools for seismic analysis in porous media* [M]. Cambridge University Press, 1998.
- [24] Johnson D L. Theory of frequency dependent acoustics in patchy saturated porous media[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 2001, 110(2): 682–694.
- [25] Lopes S, Lebedev M, Müller T M, et al. Forced imbibition into a limestone: Measuring P-wave velocity and water saturation dependence on injection rate[J]. *Geophysical Prospecting*, 2014, 62(5): 1126–1142.

An analysis of P wave attenuation in consideration of capillary forces: Exemplified by spherical patchy saturation model

HE Feng, ZHANG Guang-Zhi, ZHANG Jia-Jia, PEI Zhong-Lin, YIN Xing-Yao

(China University of Petroleum (East China), Qingdao 266580, China)

Abstract: The attenuation and dispersion of seismic wave will occur when seismic wave propagates in patchy-saturated media and is influenced by fluid patch distribution and size. The patch characteristics in turn can be influenced by capillary forces mainly. The effect of capillarity on wave attenuation in patchy-saturated rocks is not fully understood. In view of such a situation, the authors make use of the concept of patch membrane stiffness as a macroscopic expression of capillarity, incorporate the capillary forces into spherical patchy saturation model by changing a pressure discontinuity at patch interfaces, get a new model and compare the variation of wave attenuation and dispersion before and after the consideration of the capillarity based on the new model. It is suggested that considering capillarity will increase seismic velocity and decrease the dispersion and attenuation coefficient. The authors applied this capillary-extended spherical patchy saturation model to interpret velocity-saturation and attenuation-saturation relations. A comparison with the original model shows that the new model can fit the velocity-saturation and attenuation-saturation experimental relation trend well, which suggests that capillary-extended spherical patchy saturation model can have important implications for interpreting velocity-saturation and attenuation-saturation relations in patchy-saturated rocks.

Key words: seismic dispersion; attenuation; spherical patchy saturation model; capillary forces; membrane stiffness

(本文编辑:叶佩)