

多孔介质 BISQ 模型中的慢纵波^{*}

崔志文 王克协[†] 曹正良 胡恒山

(吉林大学物理学院, 长春 130023)

(2003 年 10 月 29 日收到 2004 年 1 月 16 日收到修改稿)

着重研究了多孔介质 BISQ 模型中慢纵波的基本特性. 给出了 BISQ 模型下慢纵波速度和衰减的低频近似公式. 与 Biot 理论对比, BISQ 模型中慢纵波的衰减随频率降低急剧增大, 且随喷射流长度的减小而增加. 相速度随喷射流长度的减小而增加, 其低频极限值不是零. 孔隙流体位移与固相骨架位移之比的幅值随喷射流长度的增加而减小, 其相位特点与 Biot 模型预测的不同. 在流体与孔隙介质的边界上可产生更大的渗流. 为对比, 同时也给出快纵波的行为. 依据 BISQ 模型可推断: 非黏滞流体饱和孔隙介质中不存在喷射流机理. BISQ 模型中不会发生“动力协调”现象.

关键词: 多孔介质, 喷射流, 慢纵波, 动力协调

PACC: 4320, 6265, 9130

1. 引 言

多孔介质声学是应用性很强的声学分支^[1], 通过对孔隙介质中弹性波速度频散和衰减的测量可获得孔隙介质的声学参数, 其研究成果已广泛被物理学、力学、地球物理学研究者所关心. 比如, 在应用地球物理领域, 人们希望得到含油孔隙岩石的渗透率和孔隙度等参数. Biot^[2]建立了流体饱和孔隙介质中的声学理论, 该理论预测在孔隙介质中存在三种波, 被 Plona^[3] 1980 年的实验证实. 随后, 与多孔介质中慢纵波有关的理论和实验研究结果不断发表^[4-6]. 这种特殊波型的慢纵波, 近年来一直受到关注. Kelder 和 Smeulders^[7]在实际的 Nivelsteiner 岩石中观测到慢纵波, Arntsen 和 Carcione^[8]在 Nivelsteiner 岩石中数值模拟了慢纵波, 诸国桢等^[9]用光学方法直观地验证了慢纵波的存在, Edelman^[10]用渐进方法研究了 Biot 慢纵波传播的临界波数, Pride 等^[11,12]研究了地震波在层状岩石中传播及震电效应中慢纵波的作用, 胡恒山^[13]在声电效应测井中研究了慢纵波的贡献. Biot 理论已广泛应用于描述和分析孔隙介质中的声波问题^[14,15].

然而在许多情况下, Biot 理论对实测声波(弹性

波)的速度频散和衰减难以给出符合实际的解释^[16], 理论预测值总比实测值偏低, 低孔低渗的情况更为明显. 为解决这一问题, 一些研究者从不同的思路提出新的或修改的模型. 其中, Dvorkin 和 Nur 等^[16,17]将 Biot 流动机理和喷射流机理综合, 提出了 Biot-喷射流统一模型, 简称 BISQ 模型, 该模型将纵波的频散和衰减与多孔岩石的特征喷射流长度这一新的多孔介质参数联系起来. 这一模型已引起许多研究者的兴趣, 国内外都有这一模型的研究成果^[18-23]. 这些工作多是将该模型向复杂情况推广, 如发展为用于各向异性的情况^[18-20], 顾及到骨架的黏弹性^[21]等, 及基于 BISQ 理论的波场数值模拟^[22,23]. 无疑, 这些工作对 BISQ 理论的完善和应用做出贡献, 但对引入喷射流机理后, 模型参数对各类波传播特性影响的进一步物理分析不够. 由于慢纵波的强衰减, 实际地震和测井中观测不到慢纵波, 已有的研究也多将注意力集中在喷射流机理对快纵波的影响上, 而关于 BISQ 模型中慢纵波的研究至今未见详细报道. 文献^[11-13]的研究表明慢纵波在孔隙介质界面上的散射以及震电转换过程中的作用不容忽视, 因此在 BISQ 模型中讨论喷射流机理对流体饱和孔隙介质中慢纵波的影响有理论和实际意义. 基于这一认识, 本文着重研究 BISQ 模型下的慢纵

^{*} 国家自然科学基金(批准号 40074032)资助的课题.

[†] E-mail: kexiew@public.cc.jl.cn; 电话: 0431-8989266.

波.为讨论方便,本文先从提出 BISQ 模型的基本假设出发,由含有动态渗透率的广义达西定律入手,更简洁地推导该模型的关键公式,并给出了一个 BISQ 模型中慢纵波速度和衰减的低频近似公式,着重研究喷射流机理对慢纵波基本特性的影响.作为对比,快纵波相应行为的数值结果也同时列出.

另外,本文还讨论了孔隙流体为无黏流体和‘动力协调’^[2,24]二特殊情况,也有新认识.

2. 各向同性多孔介质的 BISQ 模型

以 Dvorkin 和 Nur(1993)提出的主要假设^[16]为前提重新推导 BISQ 模型的关键公式(见附录),由广义达西定律出发将动态渗透率引入 BISQ 模型的关键公式中. BISQ 模型的结果是将 Biot 理论中模量 M 由 M_{sq} (下脚标 sq 表示与喷射流有关的量,下文同)取代,

$$M_{\text{sq}} = M S(\omega, R), \quad (1)$$

喷射流因子

$$S(\omega, R) = 1 - 2J_1(\lambda R)/\lambda R J_0(\lambda R), \quad (2)$$

其中, $\lambda = \omega \sqrt{\tilde{\rho}(\omega)/M}$. R 是特征喷射流长度,它是给出等效于各种形状和大小孔道中局域流总体结果的喷射流作用的平均长度,与给定的岩石的孔道空间几何紧密相关. Dvorkin 等^[17]认为它是岩石的一个基本参数,可通过实验确定. $\tilde{\rho}(\omega)$ 是流体相对运动之等效密度

$$\tilde{\rho}(\omega) = i\eta/\omega\kappa(\omega), \quad (3)$$

其中 $\kappa(\omega)$ 是动态渗透率

$$\kappa(\omega) = \kappa_0 [F(\omega) - i\omega\rho_f\alpha_\infty\kappa_0/\eta\phi]^{-1}, \quad (4)$$

其中 ρ_f 是孔隙流体密度, α_∞ 是弯曲度, κ_0 是渗透率, η 是孔隙流体的动力黏滞系数, ϕ 是孔隙度. $F(\omega)$ 为高频黏滞修正系数^[2,25],它对 BISQ 模型中弹性波的影响已在文献^[26]中予以研究.

于是,纵波满足的 BISQ 模型的频率域的运动场方程是

$$H_{\text{sq}} \nabla^2 \mathbf{u} + \omega^2 \rho \mathbf{u} + C_{\text{sq}} \nabla \nabla \cdot \mathbf{w} + \omega^2 \rho_f \mathbf{w} = 0, \quad (5a)$$

$$C_{\text{sq}} \nabla \nabla \cdot \mathbf{u} + \omega^2 \rho_f \mathbf{u} + M_{\text{sq}} \nabla \nabla \cdot \mathbf{w} + \omega^2 \tilde{\rho} \mathbf{w} = 0, \quad (5b)$$

其中, ρ 是孔隙介质的密度,可用基质密度 ρ_s 和孔隙流体密度表示为 $\rho = \phi\rho_s + (1 - \phi)\rho_f$, 渗流位移 $\mathbf{w} = \phi(\mathbf{U} - \mathbf{u})$, $\mathbf{U}$ 是孔隙流体位移, $C_{\text{sq}} = \alpha M_{\text{sq}}$, $H_{\text{sq}} = K_b + 4G/3 + \alpha^2 M_{\text{sq}}$, $\alpha = 1 - K_b/K_s$. K_b 是骨架体积模

量, K_s 是固相体积模量.

设 $\mathbf{k}$ 为单位波矢量,固相位移、渗流位移的平面波解表示为

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = u_0 \tilde{\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) = w_0 \tilde{\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (6)$$

代入(5a), (5b)使 u_0 和 w_0 有非平凡解的条件是复慢度 Y 满足二次方程

$$(H_{\text{sq}} M_{\text{sq}} - C_{\text{sq}}^2) Y^2 - (H_{\text{sq}} \tilde{\rho} + M_{\text{sq}} \rho - 2C_{\text{sq}} \rho_f) Y + \tilde{\rho} \rho - \rho_f^2 = 0. \quad (7)$$

由 $k_{1,2} = \omega \sqrt{Y_{1,2}}$ 得相速度与衰减系数分别为

$$V_p = \omega/\text{Re}(k) = 1/\text{Re}(\sqrt{Y}), Q^{-1} = 2\text{Im}(k)/\text{Re}(k). \quad (8)$$

3. 慢纵波速度和衰减的低频近似公式

在低频近似下^[27],即 $\omega\rho_f\kappa_0/\eta\phi \ll 1$ 时,方程(7)的两个根分别近似为

$$Y_1 = \rho/(K_b + 4G/3 + \alpha^2 M_{\text{sq}}), \\ Y_2 = i\eta/[\omega\kappa_0(1 - \alpha^2 M_{\text{sq}}/H_{\text{sq}})M_{\text{sq}}] \equiv i\eta/\omega\kappa_0 M_{\text{sq}}. \quad (9)$$

由 $2J_1(x)/xJ_0(x) = 1 + x^2/8 + x^4/48 + \dots$, 从(2)式出发, $x = \lambda R$, 喷射流因子的低频近似

$$S(\omega, R) = - (i\eta\omega R^2/\kappa_0 M)/8 + (\eta\omega R^2/\kappa_0 M)^2/48. \quad (10)$$

用喷射流因子 $S(\omega)$ 表示慢纵波的相速度和衰减

$$V_{p2} = \sqrt{\omega 2M\kappa_0/\eta} \cdot \sqrt{-2\text{Im}(S) |S|/\text{Re}(S)}, \quad (11a)$$

$$Q_{p2}^{-1} = 2 \cdot [-2\text{Im}(S)/\text{Re}(S)]. \quad (11b)$$

可见,喷射流因子直接影响慢纵波的传播特性.

$\omega \rightarrow 0$ 时,可得

$$V_{p2} = 3\sqrt{2}M\kappa_0/\eta R, Q_{p2}^{-1} = 24M\kappa_0/\eta R^2 \omega. \quad (12)$$

对于 Biot 理论,低频极限近似为

$$V_{p2} = \sqrt{\omega 2M(1 - \alpha^2 M/H)\kappa_0/\eta}, Q_{p2}^{-1} = 2.$$

可见,由于 BISQ 模型考虑了喷射流机理,结果是 BISQ 模型和 Biot 模型中的慢纵波的特点存在显著差别,这从下文利用(8)式的数值分析中看得更为明显.

4. 数值分析与讨论

本文的计算参数取为岩石孔隙度 $\phi = 0.15$, 渗

透率 $\kappa_0 = 5 \times 10^{-15} \text{ m}^2$, 流体动力黏滞系数 $\eta = 0.001 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, 固相骨架体积模量 $K_b = 16 \times 10^9 \text{ Pa}$, 固相体积模量 $K_s = 38 \times 10^9 \text{ Pa}$, 剪切弹性模量 $G = 14.61 \times 10^9 \text{ Pa}$, 基质密度 $\rho_s = 2650 \text{ kg/m}^3$, 孔道弯曲度 $\alpha_\infty =$

3.67. 数值结果见图 1 至图 5, 其中图 1 为相速度曲线, 图 2 为衰减曲线, 图 3、图 4 分别为孔隙流体位移与固相位移的振幅比值 (U/u) 的相位和大小, 图 (a) 对应快纵波, (b) 对应慢纵波.

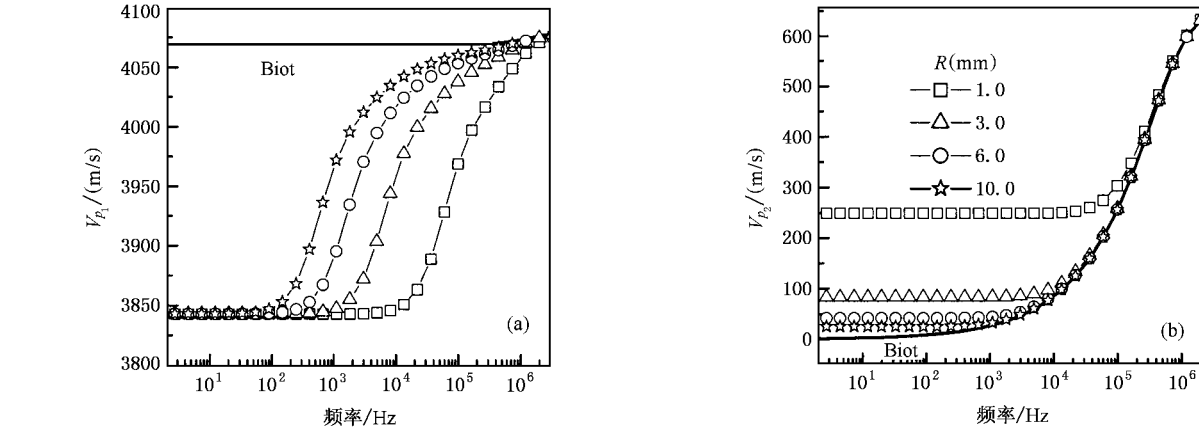


图 1 快、慢纵波的相速度

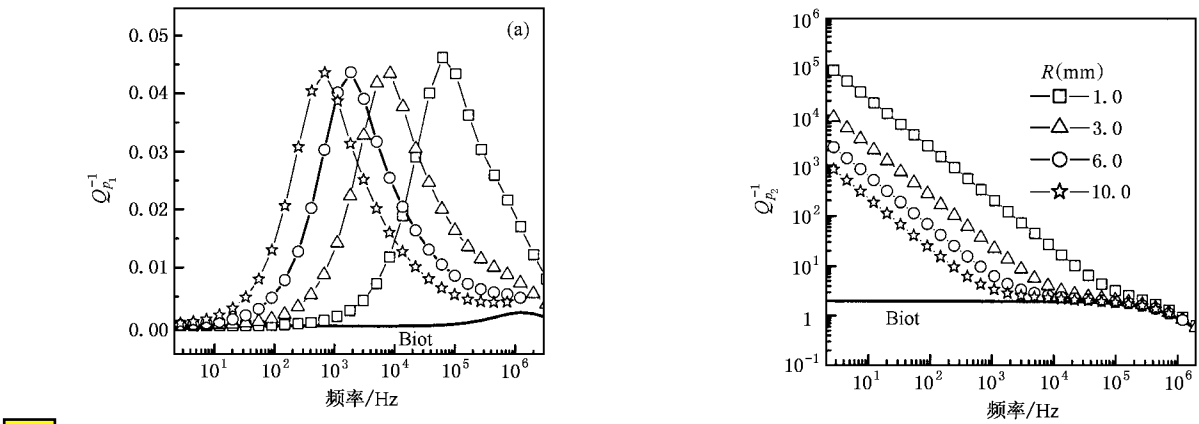


图 2 快、慢纵波的衰减

分析图 1 (a) 和 (b) 可知 : 当特征喷射流长度增大时, 快纵波、慢纵波相速度的过渡带向低频方向移动 ; BISQ 模型比 Biot 理论预计的快纵波之频散现象要强得多 ; 而对慢纵波则相反, 预计频散现象要比 Biot 理论预计的小, 且在岩石其他参数不变的情况下随特征喷射流长度的增加低频极限速度降低, 与 Biot 理论预计的不同, 低频极限速度不趋于零, 这与理论分析结果一致.

分析图 2 (a) 和 (b) 可知 : 快纵波衰减的弛豫峰随特征喷射流长度增大向低频方向移动并且弛豫峰的幅度逐渐减小但不明显 ; BISQ 模型中的慢纵波衰减急剧增加, 随特征喷射流长度增大而减小并趋向

Biot 理论结果, 与理论分析一致. 这一结果说明 : 对于存在喷射流现象的孔隙双相介质, 依据 BISQ 模型, 其中传播的慢纵波会比 Biot 理论预计更快的衰减掉. 这从理论上解释了在地震频率范围内基于 BISQ 理论模型的波传播数值模拟^[22]中观察到的慢纵波强衰减特性. 喷射流的存在可能是在流体饱和岩石的实验和现场测量中很难观测到慢纵波的主要原因之一.

分析图 3 (a) 和 (b) 可知 : 对快纵波, 孔隙流体位移与固相位移的振幅比值的相位与 Biot 理论预测结果差别很小, 且孔隙流体的胀缩与固相骨架的胀缩几乎是同步的, 在本算例中孔隙流体胀缩的相位略

有超前,对于慢纵波,孔隙流体的胀缩与固相骨架的胀缩与 Biot 理论预测的与反相有所不同,存在一过渡带且随 R 增加向低频移动,在低频区 ($< 100\text{Hz}$)

孔隙流体的胀缩比固相骨架的胀缩相位约滞后 $\pi/2$,随频率的增加相位逐渐滞后而趋于 π .

分析图4(a)和(b)可知,对快纵波而言,BISQ模

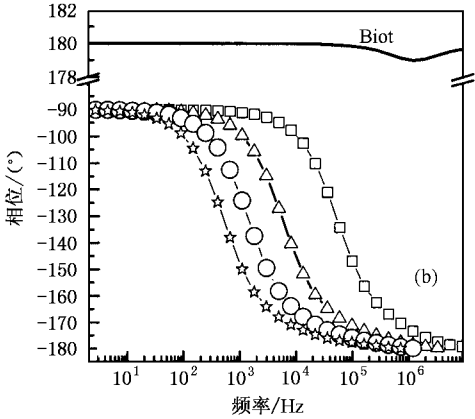
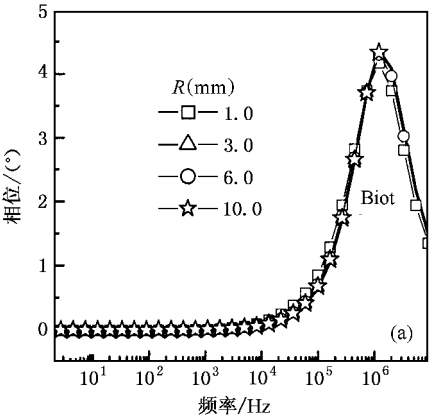


图 3 快、慢纵波引起的孔隙流体位移与固相位移的振幅比值的相位

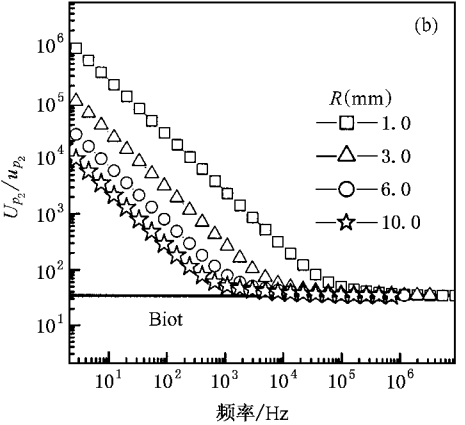
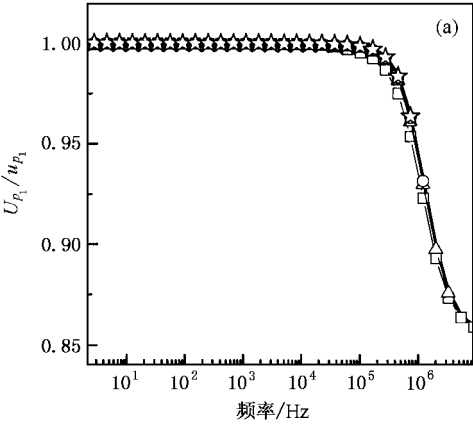


图 4 孔隙流体位移与固相位移的复振幅比值的大小

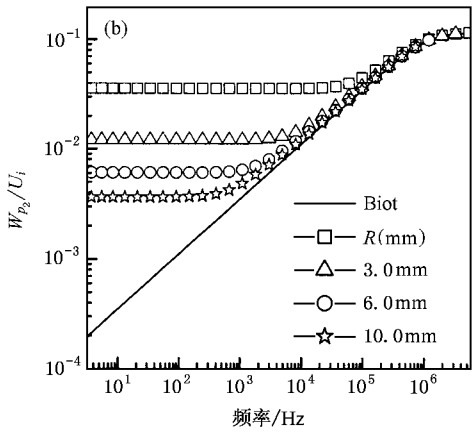
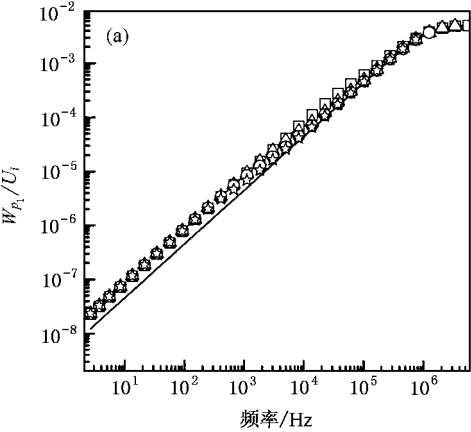


图 5 喷射流对弹性波在流体与孔隙介质界面上渗流的影响(垂直入射)

型中孔隙流体位移与固相位移的振幅比值的大小(对本算例,小于 1 且随频率增加略有减小)与 Biot 理论预测的结果相比差别很小;对于慢纵波, BISQ 模型与 Biot 理论的预测结果与快纵波不同,幅度值随频率降低而增强,除高频区外,对特征喷射流长度敏感且随其值增大而降低,但仍远大于 Biot 理论值,比如在 10Hz, $R = 3\text{mm}$, 该值约为 3×10^4 , 而 Biot 理论值约为 35. BISQ 模型中慢纵波的这一特点,可能在孔隙介质界面上产生较强的渗流,为证实这一推断,下面考虑平面波垂直入射至流体与孔隙介质界面的情况^[28].

图 5 是平面波由流体垂直入射至孔隙介质时快、慢纵波在边界上产生渗流的大小(入射波的振幅为 1). 分析图 5(a), (b)可知: Biot 和 BISQ 模型的快纵波在界面上产生的渗流均远小于慢纵波产生的渗流. 顾及喷射流机理后,快、慢纵波在边界上产生的渗流都增大,但快纵波的增大较小,且几乎不受特征喷射流长度的影响,而慢纵波的渗流在低频区约增大了两个数量级,且随特征喷射长度的减小继续增大. 虽然慢纵波衰减极快,能够传播的距离很短,但是在孔隙介质界面上进行波形转换时由于上述的特性,若考虑孔隙介质中的震电效应,慢纵波就会在边界上诱导渗流电流成为分布电流源导致电磁波. 如在声电效应测井中伴随声波首波的电场主要是由慢纵波引起的^[13]. 因此有理由相信喷射流机理的震电效应要比基于 Biot 理论的 Pride 理论^[29] 预计的震电效应强,这是一个从理论和实验上都有待进一步深入研究的课题.

5. 二特殊情况的讨论

下面先考虑特殊情况之一: 孔隙流体为非黏滞的可压缩流体情况. 有理由假设喷射流机理仍然可用,类似附录中的推导,只需将结果退化为 $\eta = 0, \tilde{\rho} = \alpha_\infty \rho_f / \phi$ 即可,得到形式上与 (1) 式完全相同的 M_{sq} . 不同的是, $\lambda^2 = \omega^2 \alpha_\infty \rho_f / M\phi$ 是实数. 从 $M_{sq}(\omega)$ 看,喷射流将引起频散而不会导致耗散. 而从 M_{sq} 的表达式可以注意到,总有满足 $\lambda R = j_0^n$ (j_0^n 为 $J_0(j_0^n) = 0$ 的点, $n = 1, 2, 3, \dots$) 使 $J_0(\lambda R) = 0$ (J_0 为零的点, J_1 不为零)的情况,而使 $M_{sq} \rightarrow -\infty$, 即使在 j_0^n 的附近, M_{sq} 也有可能为很大的负数,这显然不合理,从计算看也必然导致 M_{sq} 跳跃,同时还要保证弹性模量 $M_{sq} > 0$. 这就要求

$$\lambda R < j_0^1 = 2.405 \text{ 且 } 2J_1(\lambda R) \leq \lambda R J_0(\lambda R). \tag{13}$$

取小于号时不等式无根,只有 $\lambda R = 0$ 时取等号,即特征喷射流长度取零或频率为零. 这一结果说明,依据 BISQ 模型,无黏流体饱和孔隙介质中不存在喷射流机理.

下面考虑‘动力协调’即 $w = 0$ 的情况. 由纵波满足 BISQ 模型的频率域的运动方程 (5a), (5b), 同时注意到纵波是无旋的,有 $\nabla \cdot \nabla \cdot u = \nabla^2 u$, 因而

$$\begin{aligned} H_{sq} \nabla^2 u + \omega^2 \rho u &= 0, \\ C_{sq} \nabla^2 u + \omega^2 \rho_f u &= 0. \end{aligned} \tag{14}$$

这两个方程皆是关于固相位移 u 的频域波动方程,具有相同的波数

$$k^2 = \omega^2 \rho / H_{sq} = \omega^2 \rho_f / C_{sq}, \tag{15}$$

该式说明: 即使固相骨架与孔隙流体无宏观相对流动,由于 BISQ 模型中骨架模量 H_{sq} , C_{sq} 是复的而导致声波衰减. 然而前文的分析表明喷射流机理引起的衰减仍源于流体相对固相骨架的黏滞摩擦,当无相对流动时,不应存在耗散. 这是否矛盾呢? 这要看可否有满足 (15) 式的条件,即

$$M_{sq}(\omega) = \frac{K_b + 4G/3}{(1 - K_b/K_s)(\rho/\rho_f + K_b/K_s - 1)}, \tag{16}$$

(16) 式右边的弹性模量为实的,而左端为复的,显然这一条件无法满足,说明依据 BISQ 模型‘动力协调’现象不会发生,而这一现象可出现在 Biot 孔隙弹性动力学中^[24]. 喷射流机理的存在可能是至今未见‘动力协调’现象实验报道的主要原因.

6. 结 论

注意到孔隙介质中的慢纵波通过界面时在波场转换中的特殊机理和作用,本文着重研究了多孔介质 BISQ 模型中的慢纵波. 给出了 BISQ 模型中的慢纵波速度和衰减低频近似公式 (12), 这一公式在低频给出了很好地近似值,并直观地反映了慢纵波速度和衰减与介质参数特别是特征喷射流长度的关系. BISQ 模型中慢纵波在低频域的衰减和速度的预测值比 Biot 理论的预测值大很多;慢纵波的衰减随频率降低急剧增大,且随喷射流长度的增加减小. 而慢纵波的频散减弱,且速度低频极限值不为零,在很宽的低频范围趋于常数,其值随喷射流长度减小而增大. 慢纵波的孔隙流体位移与固相骨架位移之比

的相位特点与 Biot 理论预测的不同,其幅值随喷射流长度的减小而增加.慢纵波在流体与孔隙介质的边界上可产生更大的渗流.如果考虑含水饱和岩石中的震电效应,喷射流机理的存在可能诱导较强的伴随电磁场,这有待进一步深入研究.本文另两个新结果是:基于多孔介质 BISQ 模型可以预测,无黏流体饱和的孔隙岩石中不存在喷射流机理.顾及喷射流机理的黏滞流体饱和的孔隙岩石中不会发生‘动力协调’现象.喷射流机理的存在可能是至今未在实验上观测到‘动力协调’现象的主要原因,同时也可能是实验和现场难以观测到慢纵波的重要原因之一.

附录 A BISQ 模型公式的推导

1993 年, Dvorkin 和 Nur 以岩石中一圆柱形区域为研究对象,其轴平行于纵波的传播方向,并假设岩石形变只沿该轴方向发生,而岩石中的流体既可以沿波的传播方向(Biot 流)流动,也可以垂直于波的传播方向(喷射流)流动,在特征喷射流长度的圆柱形区域外面的压力不随时间变化.考虑纵波沿 z 方向传播,依据 Biot 理论的双相孔隙弹性动力学,孔隙流体中的压强 P 为

$$-P = C \nabla \cdot \mathbf{u} + M \nabla \cdot \mathbf{w} = M(\nabla \cdot \mathbf{w} + \alpha \nabla \cdot \mathbf{u}),$$

$$C = \alpha M, \alpha = 1 - K_b/K_s. \quad (\text{A1})$$

对于喷射流,骨架位移和渗流位移在垂直于纵波传播方向(径向,用下脚标 r 表示)的分量

$$u_r = 0, w_r \neq 0; \quad (\text{A2})$$

由孔隙流体的运动学方程即广义达西定律

$$-\nabla P - \rho_f \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \frac{\eta}{\kappa(\omega)} \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t}. \quad (\text{A3})$$

依据(A2)式,(A3)式的径向方程为

$$-\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\eta}{\kappa(\omega)} \frac{\partial w_r}{\partial t}. \quad (\text{A4})$$

设下面的形式解满足该方程

$$w_r(z, r, t) = w_0(r) e^{i(lz - \omega t)},$$

$$P(z, r, t) = P_0(r) e^{i(lz - \omega t)}. \quad (\text{A5})$$

将(A5)代入(A4)得到流体压力梯度与径向渗流的关系为

$$w_{r0}(r) = \frac{1}{\omega^2 \tilde{\rho}(\omega)} \frac{\partial P_0(r)}{\partial r}, \quad (\text{A6})$$

其中 $\kappa(\omega), \rho(\omega)$ 分别是 Biot 理论的等效动态渗透率和流体相对运动之等效密度^[25]. 可见(A6)可直接在喷射流的假设下由广义达西定律(A4)给出,而不需要通过考虑孔隙流体的连续性方程进行冗长的推导而获得^[16].

Dvorkin 假设 z 向的固相位移和流体位移受 $P_0(r)$ 和 $w_{r0}(r)$ 对 r 平均值的影响仅仅是平均局域流参数影响总的 Biot 流,设固相位移 u 和渗流位移 w 在 z 方向的分量为

$$u(z, t) = D_1 e^{i(lz - \omega t)}, w_z(z, t) = D_2 e^{i(lz - \omega t)}, \quad (\text{A7})$$

其中 D_1, D_2 是两个常数. 将(A7)式带入(A1)式,且 $\partial/\partial\theta = 0$, 利用(A6)得到描述流体压强依赖 r 坐标的一般微分方程

$$\frac{d^2 P_0}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dP_0}{dr} + \frac{\omega^2 \tilde{\rho}(\omega)}{M} P_0$$

$$= -i l (D_2 + \alpha D_1) \omega^2 \tilde{\rho}(\omega), \quad (\text{A8})$$

解此零阶贝塞耳方程并利用恒定压强的边界条件的假设,如 $r = R$ 处 $P_0 = 0, R$ 是特征喷射流长度. 则(A8)的解为

$$P_0(z, r, t) = -M \left[1 - \frac{J_0(\lambda r)}{\lambda R J_0(\lambda R)} \right] \left(\frac{\partial w_z}{\partial z} + \alpha \frac{\partial u_z}{\partial z} \right), \quad (\text{A9})$$

其中 $\lambda^2 = \omega^2 \tilde{\rho} / M$.

$P_0(r)$ 对 r 的平均值为

$$P_{av}(z, t) = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r P(z, r, t) dr$$

$$= -M \left[1 - \frac{2J_1(\lambda R)}{\lambda R J_0(\lambda R)} \right] \left(\frac{\partial w_z}{\partial z} + \alpha \frac{\partial u_z}{\partial z} \right). \quad (\text{A10})$$

将(A10)与(A1)比较知

$$M_{sq} = M \left[1 - \frac{2J_1(\lambda R)}{\lambda R J_0(\lambda R)} \right]. \quad (\text{A11})$$

若上面的推导过程中忽略孔隙流体高频黏滞修正时,则动态渗透率表达式中的高频黏滞修正系数 $F(\omega) = 1$, 就退化为 Dvorkin 和 Nur1993 年给出的结果.

- [1] Qiao W X, Wu W Q and Wang Y J 1996 *Progress in Physics* **16** 386 (in Chinese) [乔文孝、吴文虬、王耀俊 1996 物理学进展 **16** 386]
- [2] Biot M A 1956 *J. Acoust. Soc. Am.* **28** 168
- [3] Plona T J 1980 *Appl. Phys. Lett.* **36** 259
- [4] Berryman J G 1980 *Appl. Phys. Lett.* **37** 382
- [5] Nagy P B 1993 *J. Acoust. Soc. Am.* **93** 3224
- [6] Johnson D L, Plona T J and Kojima H 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 115
- [7] Kelder O and Smeulders D M J 1997 *Geophysics* **62** 1794
- [8] Arntsen B and Carcione J M 2001 *Geophysics* **66** 890
- [9] Zhu G Z, Zhu X F and Liu L 2000 *Acta Acoustica* **25** 1 (in Chinese) [诸国桢、朱喜福、刘亮 2000 声学学报 **25** 1]

- [10] Edelman I 2003 *J. Acoust. Soc. Am.* **114** 90
- [11] Pride S R, Tromeur E and Berryman J G 2002 *Geophysics* **67** 1
- [12] Pride S R and Garambois S 2002 *J. Acoust. Soc. Am.* **111** 697
- [13] Hu H S 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1954 (in Chinese) [胡恒山 2003 物理学报 **52** 1954]
- [14] Zhou Y F et al 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 480 (in Chinese) [周宇峰等 2000 物理学报 **49** 480]
- [15] Wu KY 1999 *Acta Phys. Sin-overseas Edition* **8** S100
- [16] Dvorkin J and Nur A 1993 *Geophysics* **58** 523
- [17] Dvorkin J, Nolen-Hoeksema R and Nur A 1994 *Geophysics* **59** 428
- [18] Parra J O 2000 *Geophysics* **65** 202

[19] Yang D H and Zhang Z J 2000 *Chinese . Science Bulletin* **45** 1333 (in Chinese) [杨顶辉、张中杰 2000 科学通报 **45** 1333]

[20] Yang D H and Zhang Z J 2002 *Wave Motion* **35** 223

[21] Cheng Y F, Yang D H and Yang H Z 2002 *Chin . Phy . Lett .* **19** 445

[22] Yang K D, Yang D H and Wang S Q 2002 *Chinese J . Geophysics* **45** 853 (in Chinese) [杨宽德、杨顶辉、王书强 2002 地球物理学报 **45** 853]

[23] Meng Q S *et al* 2003 *Journal of Jilin University (Earth Science Edition)* **33** 217 (in Chinese) [孟庆生等 2003 吉林大学学报(地球科学版) **33** 217]

[24] Hu H S, Wang K X and Liu J Q 2002 *Chinese J . Comput . Phys .* (in Chinese) **19** 203 (in Chinese) [胡恒山、王克协、刘家琦 2002 计算物理 **19** 203]

[25] Hu H S and Wang K X 2001 *Chinese J . Geophysics* **44** 135 (in Chinese) [胡恒山 王克协 2001 地球物理学报 **44** 135]

[26] Cao Z L, Wang K X 2001 *Annual J . Chin . Geophys . Soc .* **91** [曹正良、王克协 2001 第十七届中国地球物理学会年刊 **91**]

[27] Dutta N C. and Odé H. 1979 *Geophysics* **44** 1777

[28] Cui Z W and Wang K X 2003 *Int . J . Eng . Sci .* **41** 2179

[29] Pride S R. 1994 *Phys . Rev . B* **50** 15678

Slow waves propagation in BISQ poroelastic model^{*}

Cui Zhi-Wen Wang Ke-Xie Cao Zheng-Liang Hu Heng-Shan

(Department of Acoustics and Microwaves, School of Physics, Jilin University, Changchun 130023, China)

(Received 29 October 2003 ; revised manuscript received 16 January 2004)

Abstract

The slow compressional wave (P2-wave) in porous media based on BISQ model is investigated. The low-frequency approximate expression for velocity and attenuation of P2-wave is presented. Compared with Biot model, BISQ model predicts that the attenuation of P2 waves is very large at low frequency and decreases with increasing characteristic squirt flow length (R), the velocity low-frequency limit is not zero and decreases with increasing R , variation of the ratio of pore fluid-displacement to bulk-displacement is similar to that of attenuation and its phase is different from that of Biot model. The seepage flow induced by P2 wave at the fluid-porous media interface is larger than that of Biot model. For the sake of contrast, the properties of the fast compressional wave are also presented. Two conclusions are induced from the BISQ model : there is no squirt mechanism in inviscid fluid-saturated porous media and there is no “dynamic compatibility” phenomenon in viscid fluid-saturated porous media.

Keywords : porous medium, squirt flow, slow compressional waves, dynamic compatibility

PACC : 4320, 6265, 9130

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40074032).