

杜 贇, 席道瑛, 徐松林等. 多孔岩石波传播的热弛豫模型修正. 地球物理学报, 2009, **52**(12): 3051~3060, DOI: 10. 3969/j. issn. 0001-5733. 2009. 12. 014

Du Y, Xi D Y, Xu S L, et al. The modification of thermal relaxation mechanism for wave propagation in porous rocks. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2009, **52**(12): 3051~3060, DOI: 10. 3969/j. issn. 0001-5733. 2009. 12. 014

多孔岩石波传播的热弛豫模型修正

杜 贇¹, 席道瑛^{1*}, 徐松林², 易良坤³

1 中国科学技术大学 地球和空间科学学院, 合肥 230026

2 中国科学技术大学 中国科学院材料力学行为与设计重点实验室, 合肥 230027

3 中国石油集团 东方地球物理公司研究院, 河北涿州 072750

摘 要 经研究发现热弛豫模型的衰减比 BISQ 模型大得较多, 与地球介质相比衰减量也过大; 反演与实验结果相比在虚模量的低频(或低温)端和低频(或高温)端相差较大, 仅在峰值附近符合较好. 针对上述不足, 将 Arrhenius 关系直接引进 Biot 模型, 替换原模型引进的峰值点的频率对数和温度关系, 并重新调整了模型参数. 这样既改善了原模型衰减量过大, 又克服了模型反演中虚模量峰值曲线两侧差异较大的缺点. 进行了 P 波和 S 波的波传播分析, 仍然在频率谱和温度谱上获得热弛豫峰和 Biot 峰. 分析显示热弛豫峰导致波速随频率升高而上升的普遍规律, Biot 峰导致波速随温度升高而上升的异常现象. 在相同条件下对 Biot 模型, BISQ 模型和热弛豫模型的 P 波波速和衰减进行了对比. 热弛豫模型得到的速度频散更强, 频散范围更宽, 所得的衰减峰值频率比 BISQ 模型要低, 衰减幅度比 BISQ 模型稍大. 这些结果与实验结果相近, 更符合实际.

关键词 多孔岩石, 热弛豫, 速度频散, 衰减

DOI: 10. 3969/j. issn. 0001-5733. 2009. 12. 014

中图分类号 P315

收稿日期 2009-05-31, 2009-08-30 收修定稿

The modification of thermal relaxation mechanism for wave propagation in porous rocks

DU Yun¹, XI Dao-Ying^{1*}, XU Song-Lin², YI Liang-Kun³

1 School of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

2 CAS Key Laboratory for Mechanical Behavior and Design of Materials, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China

3 Geophysical Research Institute, Bureau of Geophysical Prospecting, Zhuozhou Hebei 072750, China

Abstract The attenuation of thermal relaxation model is much higher than BISQ model, and also higher than the attenuation of earth medium. The inversion results of imaginary modulus in low frequency (or low temperature) area and high frequency (or high temperature) area are not pleasantly satisfied with the experimental results. The inversion results coincide with the experimental results only at the nearby area of attenuation peak. The original Arrhenius relation is introduced into Biot model to substitute the used frequency-temperature relationship at attenuation peak, and some changes of the parameters have been made. Then the results of the modified model eliminate the high attenuation and the mismatch of inversion results and experimental results of imaginary modulus in the old model. 1-D P-wave and S-wave propagation

基金项目 国家自然科学基金项目(40874093) 资助.

作者简介 杜 贇, 男, 1982 年生, 中国科学技术大学固体地球物理专业博士生, 主要从事岩石物理、本构模型以及孔隙介质波动理论方面的研究. E-mail: duyun518@mail. ustc. edu. cn

* 通讯作者 席道瑛, E-mail: xdy@ustc. edu. cn

characteristics are analyzed. Thermal relaxation attenuation (TA) peak and the Biot attenuation peak are obtained on both frequency and temperature spectra. Overall analysis show that the appearance of TA peak leads to a universal law, the velocity increases with the frequency. The existence of Biot peak leads to an unusual phenomenon, the velocity increases with the temperature. Comparison is made for Biot, BISQ, and thermal relaxation model. Larger dispersion and wider dispersion range are observed in thermal relaxation model. The attenuation peak frequency of thermal relaxation model is lower than that of BISQ model, and the attenuation is a little larger. These numeric results are close to experimental results, which is more realistic.

Keywords Porous rock, Thermal relaxation, Velocity dispersion, Attenuation

1 引言

Biot 于 1956 年建立了饱和孔隙介质的波动理论^[1,2], 在饱和多孔介质波动研究过程中一直占据主导地位. Biot 理论假定孔隙流体为 Darcy 渗流, 当流体运动方向与波传播方向一致时, 流体与固体骨架之间的差异运动引起波的衰减. Biot 理论给出的波的衰减和速度色散均很小, 与实验结果有很大的偏差. 为了改善 Biot 模型这一不足, Mavko 等^[3]提出了另一种描述流体饱和和孔隙岩石中因弹性波传播而引起的孔隙流体与固体骨架相互作用的喷射机制. 这种机制是由于垂直于弹性波传播方向的细小孔隙因弹性压缩, 使细小孔隙中流体向粗大孔隙挤出而形成的. 喷射机制可以引起较大的衰减和色散. Dvorkin 等^[4,5]将喷射理论和 Biot 理论结合在一起, 建立了关于 P 波的正交模型. BISQ 模型考虑了喷射流对流体动态压力的影响, 流体在波传播方向的压力依赖于固体和流体的相对位移, 使之变成与波的频率相关的量. BISQ 模型的频率谱存在两个衰减峰, 低频部分为 Biot 峰, 高频部分为喷射峰. 随着黏滞系数的增大, 两峰会发生相对移动. BISQ 模型克服了 Biot 模型衰减和频散小的不足.

根据 Biot^[6]的建议, 在本构方程中引入复模量, 就可在 Biot 方程中引入其他衰减机制. 席道瑛

等^[7~11]根据饱和流体岩石低频共振实验结果满足 Arrhenius 方程, 复模量满足 Cole-Cole 分布, 提出了热激活弛豫机制. 易良坤等^[12]将热弛豫机制的唯象复模量引入 Biot 方程, 替换固体骨架模量部分, 这样在引入 Biot 机制的同时又引入了热弛豫机制, 提出了唯象的孔隙介质热弛豫波动理论, 满足 Arrhenius 关系, 热弛豫模型的复模量与频率和温度相关, 从而可以在频率域和温度域分别分析波的频散与衰减^[13,14].

席道瑛等^[13,14]的热弛豫模型由于模型参数取自低频共振实验结果, 所得理论计算结果比地壳介质衰减大; 模型反演结果在低温(或低频)和高温(或高频)段与实验结果偏差较大. 本文针对这一不足对热弛豫模型作了进一步修正, 将原模型虚模量峰值附近的频率和温度关系换成适应全温度、频率段的 Arrhenius 关系, 调整了模型参数, 得到更符合地球介质实际情况的结果.

2 模型的修改

一般采用 Zener 模型来描述黏滞成因的耗散理论. 假定孔隙介质符合 Debye 方程和 Cole-Cole 分布. 由于热激活弛豫过程满足 Arrhenius 公式^[12~14], 将热弛豫峰峰值点的频率温度关系代入 Biot 方程, 可以得到

$$M_{re} = M_U - \frac{1}{2}(M_U - M_R) \left[1 - \frac{\sinh \left[(1 - \beta) \left(\ln(\omega/\omega_0) + \frac{H}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) \right]}{\cosh \left[(1 - \beta) \left(\ln(\omega/\omega_0) + \frac{H}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) \right] + \sin(\beta\pi/2)} \right]$$

$$M_{im} = \frac{1}{2}(M_U - M_R) \frac{\cos(\beta\pi/2)}{\cosh \left[(1 - \beta) \left(\ln(\omega/\omega_0) + \frac{H}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) \right] + \sin(\beta\pi/2)}, \quad (1)$$

将(1)式中虚模量峰值附近的频率和温度关系换成适应全温度、频率段的 Arrhenius 关系式, 可得:

$$M_{re} = M_U - \frac{1}{2}(M_U - M_R) \left[1 - \frac{\sinh \left[(1 - \beta) \left(\ln(\omega/\omega_0) + \frac{H}{kT} \right) \right]}{\cosh \left[(1 - \beta) \left[\ln(\omega/\omega_0) + \frac{H}{kT} \right] \right] + \sin \left(\frac{\beta\pi}{2} \right)} \right]$$

$$M_{im} = \frac{1}{2}(M_U - M_R) \frac{\cos \left(\frac{\beta\pi}{2} \right)}{\cosh \left[(1 - \beta) \left(\ln(\omega/\omega_0) + \frac{H}{kT} \right) \right] + \sin \left(\frac{\beta\pi}{2} \right)}, \quad (2)$$

其中 M_{re} 为实模量, M_{im} 为虚模量, M_R 和 M_U 分别为弛豫和未弛豫模量, β 为 Cole-Cole 参数, ω_0 为参考频率, H 为激活能, k 为 Boltzmann 常数. 这些常数与席道瑛等^[13,14]的定义一致. 在席道瑛等^[13,14]得到的结果中, 衰减量过大, 因为模型参数取自实验结果, 而其共振实验是在开放的孔隙表面条件下进行的, 标本表面的流体压力消失, 导致很强的流体相对于固体的径向流动, 这种径向流动吸收能量, 造成比地壳(广阔)的饱和介质中平面纵波产生的衰减大^[15], 所以弛豫模型衰减偏大是可以理解的.

对式(2)中模型参数进行了一些修改, 使其更符合地球介质的实际情况. 表 1 列出了修改后的热弛豫模型中的具体参数值. M_U 为高频极限时的模量,

表 1 修改后的热弛豫模型参数

Table 1 Some parameters of the modified thermal relaxation model

未弛豫模量 M_U	弛豫模量 M_R	Cole-Cole 参数 β	参考圆频率 ω_0
35 GPa	27 GPa	0.5	9.74×10^8 Hz
激活能 H	玻尔兹曼常数 k	孔隙度 ϕ	
0.16 eV	$1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$	20%	

此时运动非常快速($\epsilon \rightarrow \infty$), 介质来不及松弛, 所以称为未弛豫模量, 活塞阻止弹簧 E_1 运动而仅有 E_0 有反应^[12]. 这时 M_U 就相当于岩石固体骨架的模量 E_0 . 弛豫模量 M_R 为低频极限时的模量, 此时运动无限缓慢, 活塞不起作用($\epsilon \rightarrow 0$), 相当于 E_1 和 E_0 串联或模量为 M_R 的单个弹簧. M_R 可以通过实验测得的衰减反演估算. 岩石孔隙的纵横比一般非常小, 为 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 量级(圆形为 1)^[16], 激活能 H 由液体黏性随温度变化的 Arrhenius 关系得来, 对于水 H 约为 0.16 eV, 从而得到 ω_0 为 $10^7 \sim 10^9$ Hz 量级. 由于低孔隙度时 Biot 衰减太小, 所以选取了比较大的孔隙度. 对修正后的模型进行了波传播分析, 给出了 P 波和 S 波在频率域和温度域的波速和衰减曲线(见图 1~4).

表中的参数对应于 P 波, 对于 S 波, 只需将未弛豫模量 M_U 和弛豫模量 M_R 替换为相应的 μ_U 和 μ_R , Cole-Cole 参数也相应的变为 β_s , 而其他参数均与 P 波相同, 因而所得结果与 P 波相似.

3 P 波和 S 波波传播分析

图 1 给出不同温度下的 P 波波速和衰减随频率的变化特性. 从图中可以看出, 在频率谱上, 波速随频率的增高总趋势是增大的. 由图 1a 可见, 波速在随频率升高的总趋势上存在几个拐点, 在频率低于 10^3 Hz 时, 波速随频率升高上升比较缓慢; 频率在 $10^3 \sim 10^6$ Hz 区间, 波速随频率增高上升梯度增到最大, 通过与频率谱的衰减对比发现, 衰减在频率谱上出现两个衰减峰, 图 1a 中, 低频区域对应的峰为热弛豫衰减峰, 而高频区域对应的为 Biot 峰. 随着温度的升高, 两峰的位置发生相向移动, 热弛豫峰向着高频方向移动, 而 Biot 峰则朝着低频方向移动(见图 1b). 可见低频段的波速随频率增高与弛豫衰减峰是相对应的, 显然这里波速随频率增高而加快是由弛豫衰减峰引起, 实际上它是热激活弛豫机制导致的弛豫过程促使孔隙液体的局部流动引起的; 频率在 $10^6 \sim 10^7$ Hz 时由于弛豫峰与 Biot 衰减峰的峰谷影响使波速上升速率减慢; 频率 $> 10^7$ Hz 时由于 Biot 峰出现, 使波速随频率上升速度又加快, 可见波速的再次加速是 Biot 机制产生的全局达西渗流所致. 当温度升到 260 K 时, 两峰已靠得很近, 两峰之间的峰谷影响甚微, 在频率 $< 10^7$ Hz 时只存在波速随频率增高而上升的情况, 在频率 $> 10^7$ Hz 时由于两峰峰谷的关系, 导致波速上升梯度明显下降. 对比图 1(a~d)可知, 随着温度的升高, 同一频率点的 P 波波速稍有下降趋势. 当温度升高到 310 K 时, 两峰基本重合, 此时只能看到一个重叠后衰减较高的衰减峰(见图 1c). 当温度升高到 373 K 时, 从曲线上可以辨别出弛豫峰已移到叠加后的衰减峰的右侧, Biot 峰移到了叠加峰的左侧, 见图 1d. 随着温度

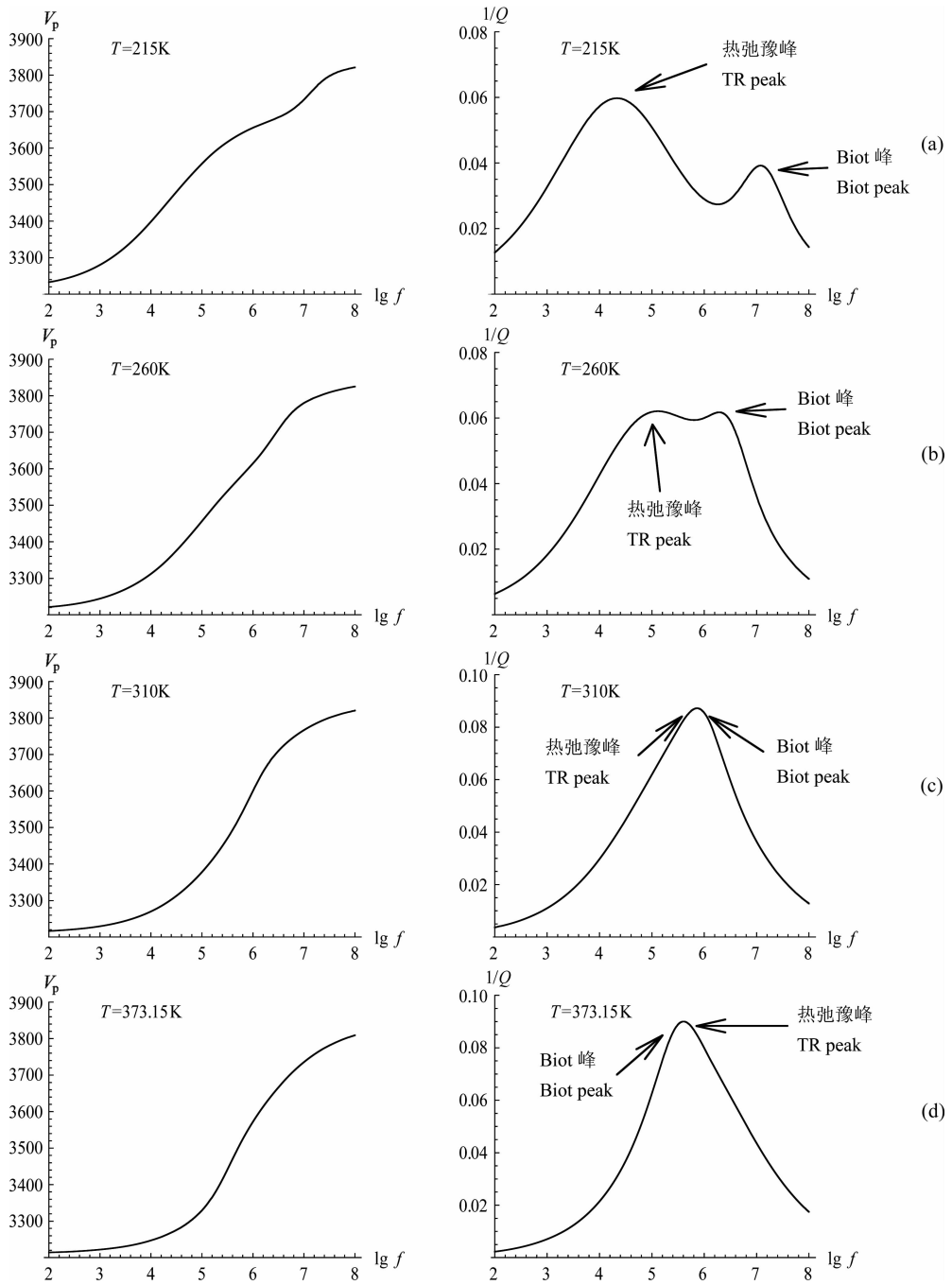


图 1 P 波波速与衰减的频率谱(孔隙度 20%)

Fig. 1 P-wave velocity and attenuation vs. frequency (20% porosity)

继续升高,两峰还会继续移动,不过移动速度会比在低温时慢得多,所以两峰叠加后就很难分开.由图 1 (b~d)可见,由于两衰减峰已移到快叠加的位置,所以波速随频率变化曲线的拐点减少,随频率的升高基本呈上升趋势,在峰值附近波速的频散效应显著增强.

图 2 给出了不同频率下 P 波波速和衰减随温度的变化情况.温度谱上的波速随频率的变化要稍微复杂一些.在频率较低的时候,当温度低于 100℃

时,波速随温度的升高迅速减小,当温度高于 200℃ 时,随温度的升高波速有一个缓慢增大的过程,见图 2(a,b).这个随温度的升高波速增大的新现象(图 2(a,b) 200℃ 以上)在其他模型中未曾见到,不过它与某些实验结果也是相符的^[17,18].而在较高频率时,波速随温度升高而减小,减小速率比低频时低得多.由图 2(a~d)的对比可以看出随频率升高同一温度点的波速有增大的趋势.温度谱的衰减与频率谱一样,同样存在两个衰减峰,见图 2a,一个处于低

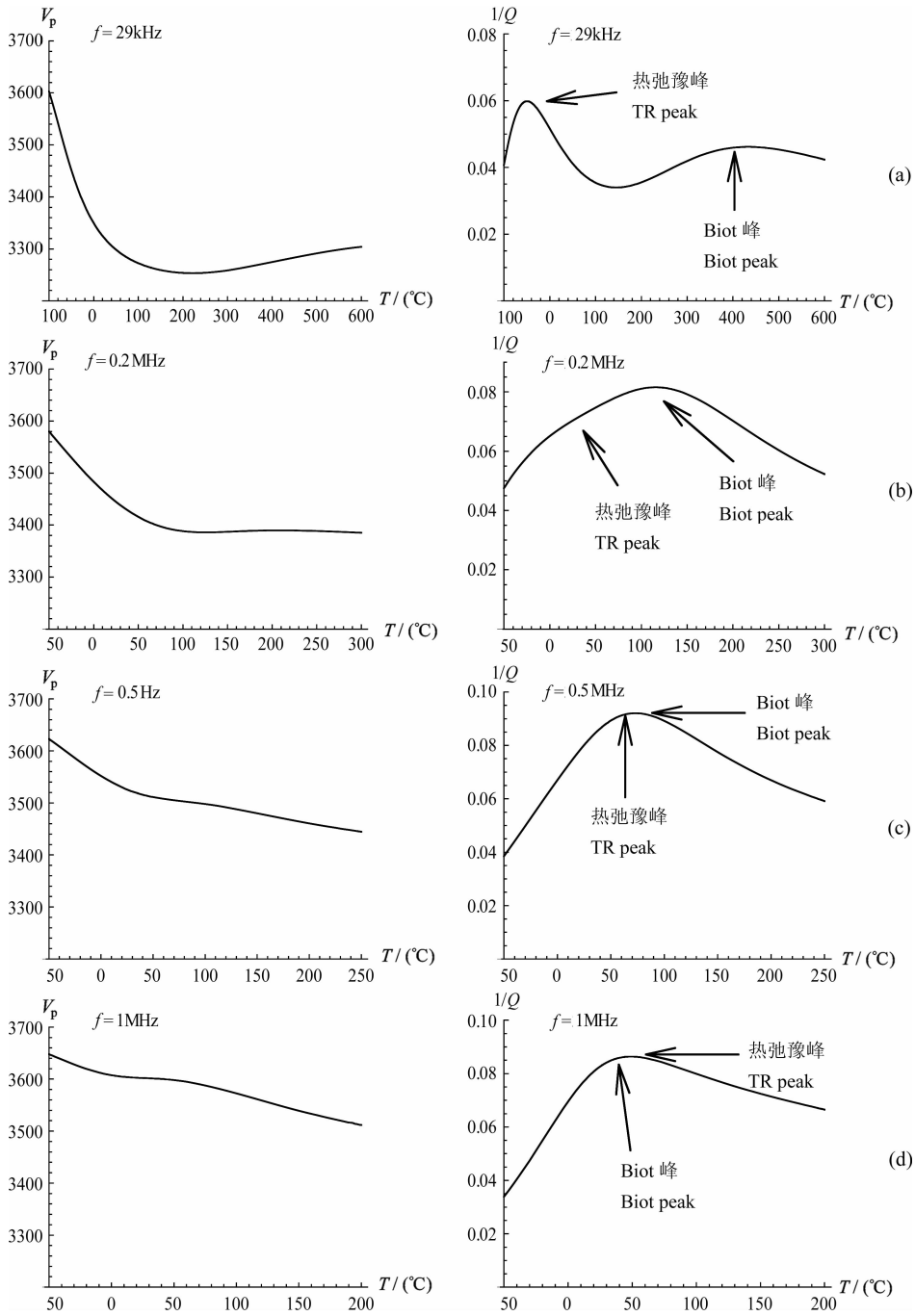


图 2 P 波波速与衰减的温度谱(孔隙度 20%)

Fig. 2 P-wave velocity and attenuation vs. temperature (20% porosity)

温区域(约 -60°C),为热弛豫峰;而另一个处于高温端(约 400°C),为 Biot 峰.随着频率的升高(由图 2 (a~b)),两峰的位置也会发生移动,热弛豫峰朝高温方向移动,而 Biot 峰朝低温方向移动.在频率为 0.5 MHz 时,两峰已基本重合到一起(见图 2c),只显示一个重叠后的衰减值较大的衰减峰.当频率继续增加时,两峰仍继续移动,但移动速度缓慢,使得两峰很难分开.随频率升高到 1 MHz 时两衰减峰位置发生错动,处于低温端的弛豫峰移到了叠加峰的

右边(即高温端),而处于高温端的 Biot 峰移到了叠加峰的左侧(即低温端),见图 2d.从波速随温度的变化特征,也可以看出存在两种机制控制着波速随温度变化的趋势.其低温端是弛豫过程引起波的衰减导致波速随温度升高迅速下降,而高温端是 Biot 的达西渗流导致的波速随温度升高而上升.

图 3 是不同温度下的 S 波波速和衰减随频率的变化曲线.由图可见,在频率谱上,波速随频率的增高总趋势是增大的.图 3a 中,S 波波速随频率变化

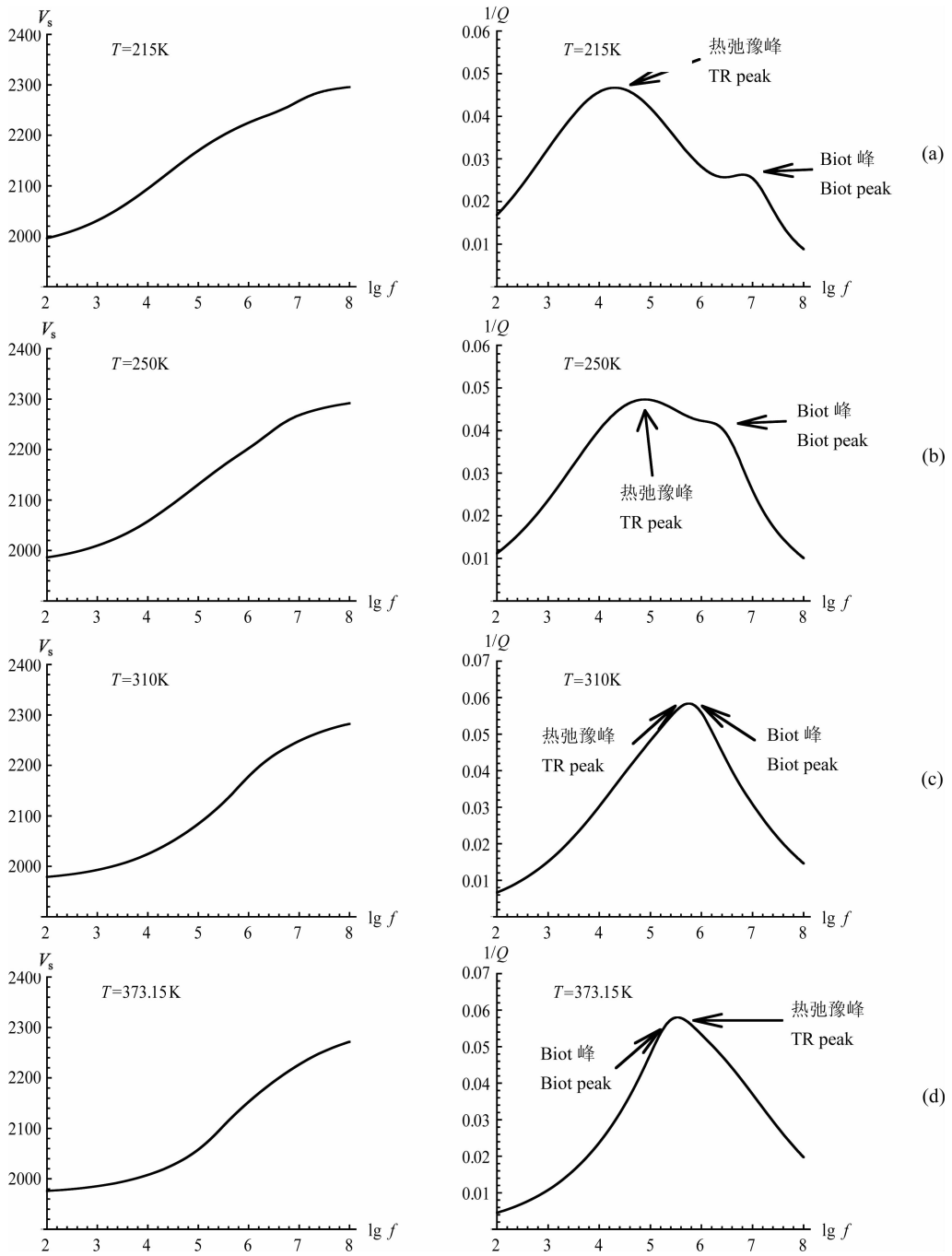


图 3 S 波波速与衰减的频率谱(孔隙度 20%)

Fig. 3 S-wave velocity and attenuation vs. frequency (20% porosity)

的曲线也存在几个拐点,与图 1a 中 P 波波速随频率的变化相似。在频率 $< 10^3$ Hz 时,波速随频率增高上升比较缓慢;频率在 $10^3 \sim 10^6$ Hz 区间随频率增高波速上升梯度最大;频率在 $10^6 \sim 10^7$ Hz 时由于 Biot 衰减峰的影响波速随频率增高上升趋势减慢;频率 $> 10^7$ Hz 时波速随频率增高上升速度又加快。对比图 3(a~d) 可以发现,随着温度的升高,S 波波速有下降趋势。S 波频率谱上仍然出现两个衰减峰,在图 3a 中,低频区域对应的峰为热弛豫峰,而高频区域

对应的为 Biot 峰。随着温度的升高,两峰的位置发生移动,热弛豫峰向着高频方向移动,而 Biot 峰则朝着低频方向移动。当温度升高到 310 K 时,两峰基本重合,此时只能看到一个叠加后衰减值较大的峰(图 3c)。由图 3d 可见,随着温度继续升高,两峰还会继续移动,从曲线上可以辨别出弛豫峰已移向叠加衰减峰的右侧,Biot 峰移到了叠加衰减峰的左侧,不过移动速度会比在低温时慢得多,所以两叠加峰很难分开。S 波的波速和衰减随频率的变化趋势基本与

P 波相同,差别仅在于波速和衰减值的大小,以及速度频散最强的位置和两衰减峰叠加的位置的不同。

图 4 给出了不同频率下 S 波波速和衰减随温度的变化情况。温度谱上的波速随温度变化的总体趋势是下降的。与 P 波一样,在较低频时,随温度升高,波速先迅速减小,然后会稍有缓慢的增大过程,见图 4a,这与实验结果相符^[14,17];而在较高频率时,波速随温度升高,减小幅度比低频时小得多。由图 4

(a~d)的对比可以看出,随频率升高波速有增大的趋势。温度谱同样存在两个衰减峰,图 4a 中,处于低温区域的峰为热弛豫峰,而处于高温端的峰为 Biot 峰。随着频率的升高,两峰的位置也会发生移动,热弛豫峰朝高温方向移动,而 Biot 峰朝低温方向移动。在频率为 0.5 MHz 时,两峰已基本重合到一起,只显示一个重叠后的衰减峰。当频率继续增加时,两峰继续移动,但移动速度缓慢,使得两峰很难分开。

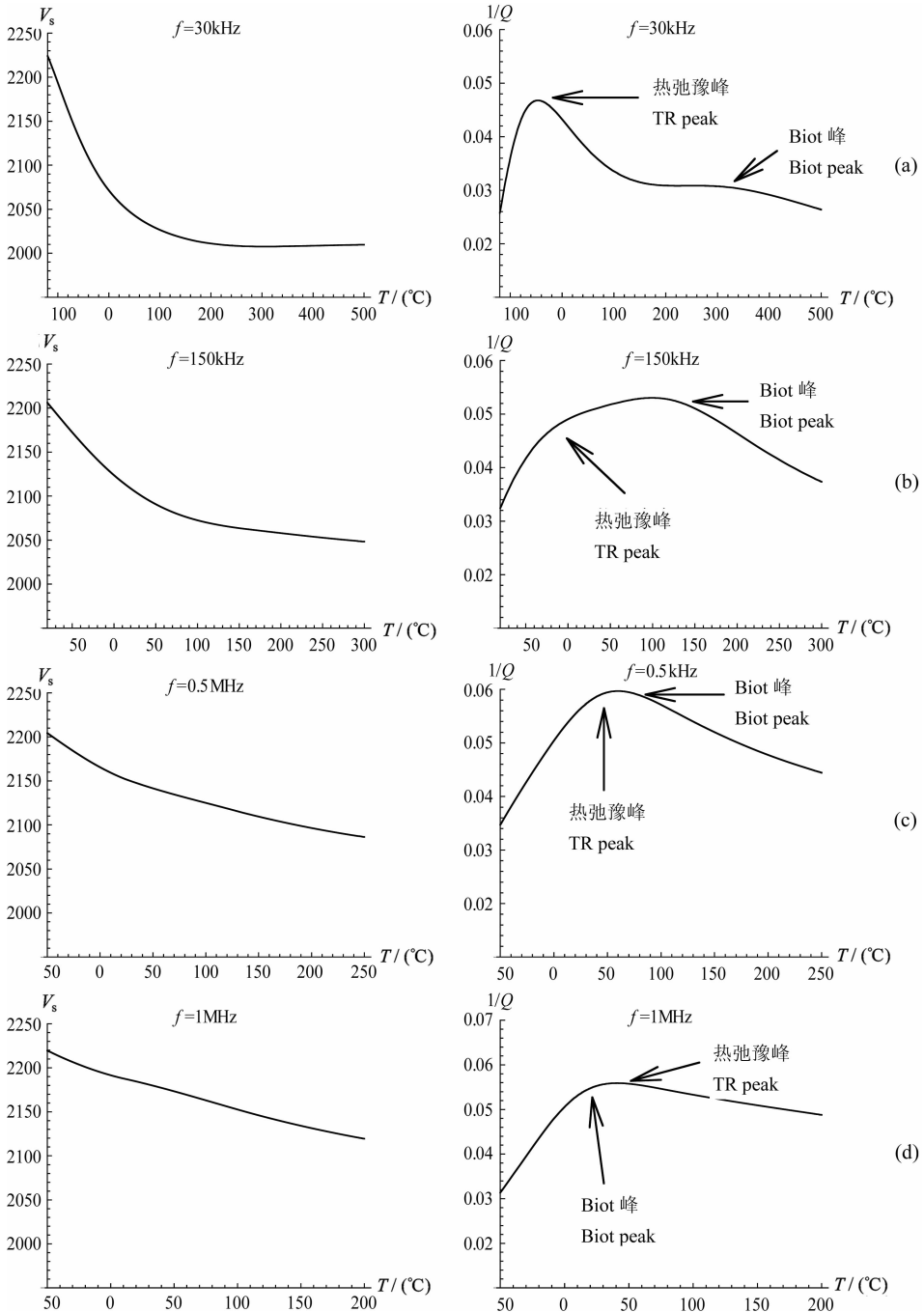


图 4 S 波波速与衰减的温度谱(孔隙度 20%)

Fig. 4 S-wave velocity and attenuation vs. temperature (20% porosity)

4 修改弛豫模型与 BISQ 模型和 Biot 模型的比较

图 5 给出了 Biot, BISQ 和热弛豫模型的 P 波波速和衰减的对比, 取多孔岩石的孔隙度为 20%。从图中可以看出, 热弛豫模型所显示的波速和衰减的规律与 BISQ 模型在很大程度上是一致的。随着频率升高, 波速增大。随着饱和液体黏性的增大, 热弛豫模型给出的波速和 BISQ 模型给出的波速都呈现出增长趋势。从衰减图上可以看出, 热弛豫模型与 BISQ 模型一样, 也具有两个衰减峰。热弛豫模型中两峰未叠加时, V_p 随频率升高而上升的曲线会出现四段不同上升梯度。当液体黏性发生变化时, 两峰位置会发生移动。其中热弛豫模型中的 Biot 峰, BISQ

模型中的 Biot 峰, 以及 Biot 模型的衰减峰移动方向是一致的, 都随黏性增大向高频方向移动; 而热弛豫模型中的热弛豫峰与 BISQ 模型中的喷射峰都随黏性增大向低频方向移动。

图 5 还显示了热弛豫模型与 Biot 模型和 BISQ 模型相比有很大程度的不同: (1) 热弛豫模型的速度频散更明显, 比 Biot 模型和 BISQ 模型要大得多, 约为 BISQ 模型的 3 倍; (2) 热弛豫模型波强频散的频率范围比 BISQ 模型要大, 而且热弛豫模型除强频散段以外, 几乎在全频段都存在频散, BISQ 模型只在频率为 $10^4 \sim 10^8$ Hz 范围有频散, Biot 模型的频散和频散范围更小; (3) 热弛豫模型的衰减比 BISQ 模型稍大, 处于同一量级, 但却明显大于 Biot 模型。热弛豫模型的衰减峰值频率比 BISQ 模型低大概一个量级。由上述比较可以看出, 热弛豫模型克服了

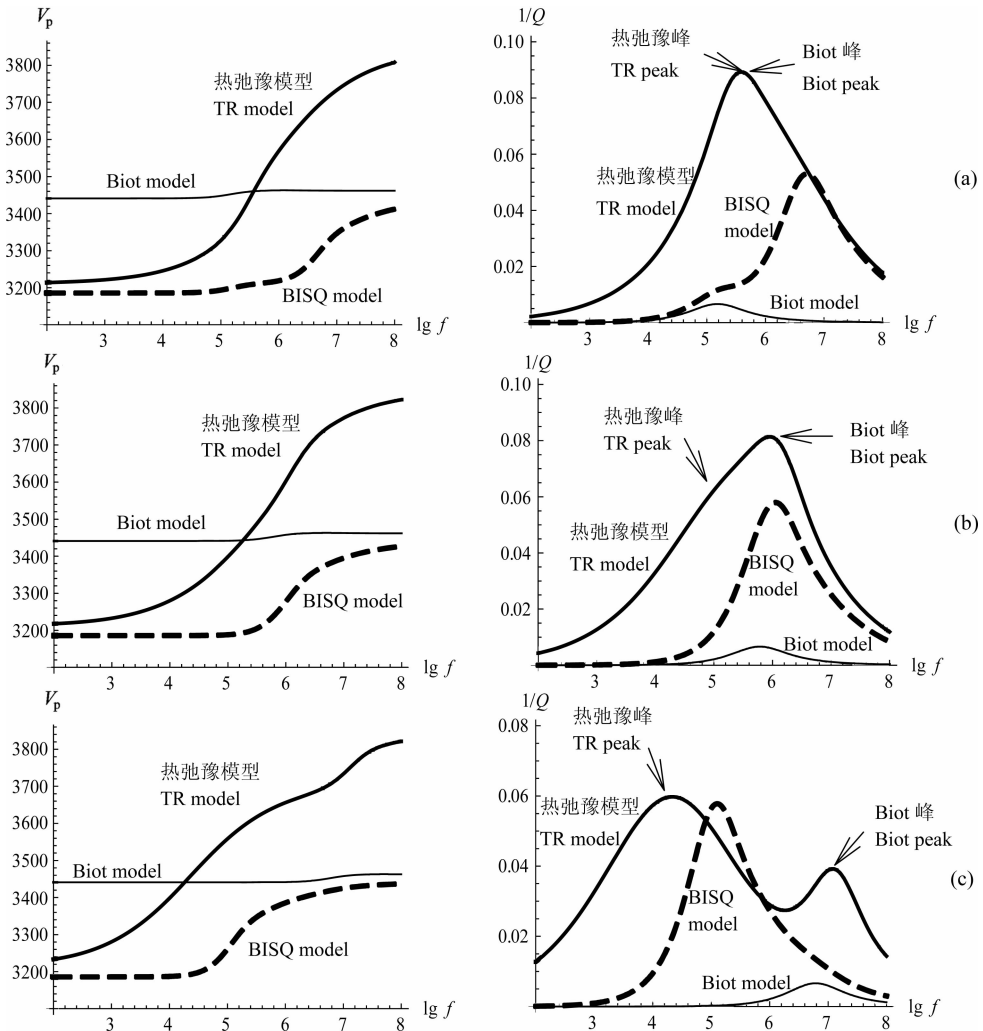


图 5 Biot 模型、BISQ 模型和热弛豫模型的 P 波波速与衰减的对比 (孔隙度 20%)

图中黏滞系数分别为: (a) $\eta=0.25\text{cps}$; (b) $\eta=1\text{cps}$; (c) $\eta=10\text{cps}$.

Fig. 5 Comparison of P-wave velocity and attenuation for Biot, BISQ, and thermal relaxation (TR) model (20% porosity)

In figure, viscosities are: (a) $\eta=0.25\text{cps}$; (b) $\eta=1\text{cps}$; (c) $\eta=10\text{cps}$.

Biot 模型衰减和频散小以及 BISQ 模型频散范围太窄的不足. 修正后的热弛豫模型在低黏性时衰减只比 BISQ 模型的衰减稍大, 在黏性较大时二者的衰减强度差不多, 克服了衰减量过大的缺点.

根据我们大量岩石标本测试结果, 岩石在很低频率 (< 10 Hz) 都存在较小的频散效应. 而根据 Makvo 等^[19] 弹性波散射理论, 如果岩石的缺陷在 mm 到 cm 量级, 在 $10^4 \sim 10^5$ 到 $10^3 \sim 10^4$ Hz 频率范围频散效应就开始敏感, 这一频段与热弛豫模型比较吻合. 由此可以看出, 修正后的热弛豫模型与实测结果较一致. 波速和衰减的变化也与实验结果和地壳介质中的情况非常接近, 更符合实际.

5 讨论与结论

以大量饱和岩石共振实验获得的热激活弛豫机制为基础建立了多孔介质的修正热弛豫模型, 从该模型 P 波和 S 波的频率谱和温度谱可以看出, 波速与衰减都受到了两种机制的控制, 即热弛豫机制和 Biot 机制. 由于两种不同机制的影响, 在频率谱和温度谱上都存在两个衰减峰, 即热弛豫峰和 Biot 峰. 在频率谱上, 随着温度的升高, 热弛豫峰和 Biot 峰的位置发生相向移动, 热弛豫峰朝高频方向移动, Biot 峰朝低频方向移动; 而在温度谱上, 随着频率的增大, 热弛豫峰和 Biot 峰的位置也会相互移动, 热弛豫峰往高温方向移动, Biot 峰往低温方向移动. 由于两峰所处位置的不同, 导致波速随频率(或温度)变化的复杂性, 热激活弛豫机制导致波速随频率升高而上升, 随温度升高而下降的普遍规律; Biot 的内摩擦机制导致波速随频率或温度的升高而上升的异常现象. 两种机制的共同作用造成与我们已知的规律不符的异常现象, 如随温度升高波速下降后又上升这一反常现象, 已被 Jones 和席道瑛等^[17,18] 的实验所证实, 显示了波速具有随温度升高先减小然后再增大的规律; 而 Nur 等^[20] 波衰减的温度谱实验结果不但显示了两个衰减峰的存在, 而且两峰的形态与弛豫模型理论计算结果十分相似, 它们都在 -60°C 附近出现一个温度范围较窄、峰值突出的弛豫峰, 在高温端出现一个温度范围较宽、峰值不够显著的宽而缓的 Biot 峰. 看来热弛豫模型所得理论结果与这些实验结果的吻合和相似不可能完全是一种巧合, 很可能是某种规律的体现.

通过与目前大家认可的, 也是应用最广的 Biot 和 BISQ 模型比较的结果得出, 热弛豫模型的速度

频散比 Biot 模型和 BISQ 模型要显著, 约为 BISQ 模型的 3 倍; 强频散的频率范围比 BISQ 模型向低频方向扩大了一个量级, BISQ 模型只在频率 $10^4 \sim 10^8$ Hz 范围内存在频散, 显然与实验结果不太符合. 除强频散段以外, 热弛豫模型几乎在全频段都存在频散, 这与低频实验结果相一致, 这一点对实际情况和实验结果的对比有利. Biot 模型的频散和频散范围都非常小; 热弛豫模型的衰减强度比 BISQ 模型稍大, 比 Biot 模型大得多. 不难看出, 修改后的热弛豫模型克服了衰减量过大的缺点、以及 BISQ 模型频散范围太窄的不足.

修改后的热弛豫模型更符合地球介质的实际情况, 与实验结果也较吻合. 可见修改后的热弛豫模型更合理, 所得结果更具普适性. 从上述几方面来看热弛豫模型应该优于 BISQ 模型和 Biot 模型.

参考文献 (References)

- [1] Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, I Low-frequency range. *J Acoust Soc Am*, 1956, **28**(2): 168~178
- [2] Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, II High-frequency range. *J Acoust Soc Am*, 1956, **28**(2): 179~191
- [3] Mavko G, Jizba D. Estimating grain-scale fluid effects on velocity dispersion in rock. *Geophysics*, 1991, **56**(12): 1940~1949
- [4] Dvorkin J, Nur A. Dynamic poroelasticity: A unified model with the squirt and the Biot mechanisms. *Geophysics*, 1993, **58**(4): 524~533
- [5] Dvorkin J, Nolen-Hoeksema R, Nur A. The squirt-flow mechanism: Macroscopic description. *Geophysics*, 1994, **59**(3): 428~438
- [6] Biot M A. Mechanics of deformation and acoustic propagation porous media. *J. Appl. Phys.*, 1962, **33**(4): 1482~1489
- [7] Xi Dao-ying, Liu Aiwen, Liu Wei. Stress relaxation and attenuation of fluid saturated sandstone at low frequency. *Acta Seismologica Sinica*, 1995, **8**(4): 585~591
- [8] Xi Dao-ying, Cheng Jing-Yi, Yi Liang-Kun, et al. The attenuation of stress waves in fluid saturated porous rock. *Acta Seismologica Sinica*, 1997, **10**(5): 565~570
- [9] Xi D Y, Cheng J Y, Xi J. Research on the heating activation mechanism of viscoelastic relaxation in fluid saturated sandstone. *Oil Geophys Prosp*, 1998, **33**(3): 348~354
- [10] Xi D Y, Liu X Y, Zhang C Y. The frequency (or time)-temperature equivalence of relaxation in saturated rocks. *Pure Appl. Geophys.*, 2007, **164**: 2157~2173
- [11] 席道瑛, 刘 斌, 刘 卫等. 饱和岩石的弛豫衰减对时间和温度的依赖性. *地球物理学报*, 2000, **43**(6): 873~880
Xi D Y, Liu B, Liu W, et al. The dependence of relaxation

- attenuation of saturation rock on time and temperature. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2000, **43**(6):873~880
- [12] 易良坤, 席道瑛, 刘小燕. 孔隙介质热激活弛豫波动理论模型. *岩石力学与工程学报*, 2003, **22**(5):803~809
Yi L K, Xi D Y, Liu X Y. Theoretical wave model of heating activation relaxation of porous medium. *Chinese J. Rock Mech. Eng.* (in Chinese), 2003, **22**(5):803~809
- [13] 席道瑛, 易良坤, 张程远. Biot 理论的唯一修正对 P 波特性的影响. *岩石力学与工程学报*, 2004, **23**(18):3162~3167
Xi D Y, Yi L K, Zhang C Y. Effect of phenomenological correction on P-wave for Biot's theory. *Chinese J. Rock Mech. Eng.* (in Chinese), 2004, **23**(18):3162~3167
- [14] 席道瑛, 易良坤, 田象燕. Biot 理论的唯一修正对 S 波特性的影响. *地球物理学报*, 2003, **46**(6):814~820
Xi D Y, Yi L K, Tian X Y. Influences of phenomenological modification of Biot theory on characteristics of S-wave. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2003, **46**(6):814~820
- [15] White J E. Biot-Gardner theory of extensional waves in porous rods. *Geophysics*, 1986, **51**(3):742~745
- [16] O'Connell R J, Budiansky B. Viscoelastic properties of fluid-saturated cracked solids. *J. Geophys. Res.*, 1977, **82**(36):5719~5735
- [17] Jones T D. Velocity and attenuation in sandstone at elevated temperatures and pressures. *Geophys Res. Lett.*, 1983, **10**(2):140~143
- [18] 席道瑛, 杜 赞, 易良坤. 液体对岩石非线性弹性行为的影响. *岩石力学与工程学报*, 2009, **28**(4):687~696
Xi D Y, Du Y, Yi L K. Influence of fluid to nonlinear elastic behavior of rock. *Chinese J. Rock Mech. Eng.* (in Chinese), 2009, **28**(4):687~696
- [19] 葛瑞·马沃可, 塔潘·木克基, 杰克·德沃金. 岩石物理手册: 孔隙介质中地震分析工具. 徐海滨, 戴建春译. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2008
Mavko G, Mukerji T, Dvorkin J. *The Rock Physics Handbook: Tools for Seismic Analysis in Porous Media*. Translated by Xu Haibin, DAI Jianchun. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2008
- [20] Nur A, Tosaya C, Vo-Thanh D. Seismic monitoring of thermal enhanced oil recovery process. 1984, Paper RS6, 54th SEG Meeting, Atlanta

(本文编辑 胡素芳)