

· 综合研究 ·

# 双相各向异性介质中波场速度与衰减特征分析

李红星<sup>\*①②③</sup> 陶春辉<sup>②③</sup> 周建平<sup>②③</sup> 刘财<sup>④</sup>  
邓显明<sup>②③</sup> 邓居智<sup>①</sup> 方根显<sup>①</sup>

(①东华理工大学核工程技术学院,江西抚州 344000; ②国家海洋局海底科学重点实验室,浙江杭州 310012;

③国家海洋局第二海洋研究所,浙江杭州 310012; ④吉林大学地球探测科学与技术学院,吉林长春 130026)

李红星,陶春辉,周建平,刘财,邓显明,邓居智,方根显. 双相各向异性介质中波场速度与衰减特征分析. 石油地球物理勘探, 2009, 44(4): 457~465

**摘要** 基于 BISQ 模型,分别推导出二维平面内双相各向异性介质中拟快纵波(qP1)、拟慢纵波(qP2)、拟 SV 波(qSV)和拟 SH 波(qSH)的波数方程。通过计算机数值计算得到四种类型波的相速度与逆品质因子,在极坐标系中观察地震波速度和衰减随波传播方向的变化规律,发现四种波的各向异性特征表现不同,且衰减各向异性特征表现得比相速度更为强烈。文中分析了孔隙度、黏滞系数、渗透率和喷射流长度等参数在垂直方向以及全传播方位角范围对四种类型波的相速度和衰减的影响,发现这种影响也存在各向异性特征,还分析了不同参数条件下波场特征随频率变化的特性,得出了一系列有意义的结论。

**关键词** 双相各向异性 地震波场 相速度 衰减 BISQ模型 黏滞系数 喷射流长度

## 1 引言

油气储集层是一个由固体和一种或多种流体构成的复杂介质系统。已有研究表明,双相介质中流体的流动方式主要有两种:宏观性质的 Biot 流动和基于微观形式的喷射流动。Biot<sup>[1~3]</sup>在研究多孔介质中基于 Biot 流动的弹性波的传播理论时,发现了慢 P 波的存在,并通过进一步实验得到证实<sup>[4]</sup>;而喷射流动理论<sup>[5]</sup>是通过单个孔隙中流体流动的力学机制而建立的,在应用中有较大的局限性。Dvorkin 等<sup>[6]</sup>建立了同时针对两种流动机制的 BISQ 模型,Parra<sup>[7,8]</sup>将这一理论推广到横向各向同性双相介质情况。杨顶辉等<sup>[9~11]</sup>基于固一流耦合思想,推导出一般含流体多孔各向异性介质中的弹性波波方程。

自 1978 年以来,Crampin 证实了裂隙诱导各向

异性和横波分裂的存在,并提出了扩张各向异性模型<sup>[12~14]</sup>。之后,地震各向异性逐渐成为地震学研究的热点,尤其是在各向异性弹性波的正演方面<sup>[15~18]</sup>。国内学者在各向异性弹性波的人射规律、EDA 介质和双相各向异性介质中的波场正演模拟<sup>[19~22]</sup>、AVO 分析、横波双折射及弹性参数反演等方面做了大量卓有成效的研究工作<sup>[23~28]</sup>。研究双相介质中的地震波速度与衰减的各向异性特征,可以推动和促进各向异性条件下的孔隙油气储层的地震数据处理技术的应用与开发,以准确预测油气储层参数。如通过对油气储层裂隙诱导各向异性的研究,可了解裂隙的分布和特征,甚至是裂隙充填物的性质等,为油气勘探和开发提供重要的储层描述资料。

本文基于 BISQ 模型,推导出二维平面内双相各向异性介质中拟快纵波(qP1)、拟慢纵波(qP2)、拟 SV 波(qSV)和拟 SH 波(qSH)的波数方程。通

\* 江西省抚州市东华理工大学核工程技术学院,344000

本文于 2008 年 7 月 28 日收到,修改稿于 2009 年 4 月 10 日收到。

本研究得到地下信息探测技术与仪器教育部重点实验室(中国地质大学,北京)开放课题项目(编号:GDL0802)、国家自然科学基金项目(40776038、49906004)、国家油气专项(SQ22004207205)、海洋公益性行业科研专项经费项目(200805005)、国际海底区域研究开发“十一五”项目(DY115-02-1-01)、国家海洋局青年基金项目(2007311)和国家海洋局第二海洋研究所基本科研业务费专项(JT0802、J60703)等联合资助。

过计算机数值计算得到四种类型波的相速度与逆品质因子随波传播方向的变化规律;在极坐标中观察到地震波速度与衰减的各向异性表现特征;分析了孔隙度、黏滞系数、渗透率和喷射流长度在垂直方向以及全传播方位角范围对四种类型波相速度与衰减的影响,发现这种影响也存在各向异性特征;文中还分析了不同参数条件下波场特征随频率的变化特性。

## 2 双相各向异性介质中波的相速度与逆品质因子

基于 BISQ 模型的波传播方程<sup>[6]</sup>为

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\alpha} \nabla P = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_1 u + \rho_2 U) \quad (1)$$

$$-\nabla(\phi P) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (-\rho_a u + \rho_{22} U) + \eta \phi^2 \boldsymbol{\gamma} \frac{\partial}{\partial t} (U - u) \quad (2)$$

$$P = -\nabla \cdot (\mathbf{F} \mathbf{S} \mathbf{U}) - \left( \mathbf{F} \mathbf{S} \frac{\boldsymbol{\alpha} - \phi \mathbf{I}}{\phi} \right) \boldsymbol{\varepsilon} \quad (3)$$

其中:  $\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{A} \boldsymbol{\varepsilon}$ , 为应力张量,  $\mathbf{A}$  为排空时孔隙介质弹性常数矩阵,  $\boldsymbol{\varepsilon}$  为固体应变张量;  $\boldsymbol{\alpha}$  为有效应力下的孔隙弹性系数张量;  $P$  为流体压力;  $\mathbf{F}$  为 Biot 流系数张量;  $\mathbf{S}$  为喷射流系数张量;  $u$  和  $U$  分别表示固体和流体的位移;  $\phi$  为孔隙度;  $\eta$  为流体黏滞系数;  $\boldsymbol{\gamma}$  为流体阻抗系数张量(渗透率  $\kappa$  的倒数)。此外,  $\rho_1$ 、 $\rho_2$  及  $\rho_{22}$  分别表示为

$$\rho_1 = (1 - \phi) \rho_s$$

$$\rho_2 = \phi \rho_f$$

$$\rho_{22} = \phi \rho_s + \rho_a$$

式中:  $\rho_s$  为固体密度;  $\rho_f$  为流体密度;  $\rho_a$  为固一流耦合密度张量。

假设  $u$ ,  $U$  和  $P$  具有如下函数形式

$$f(x, y, z, t) = f(x, y, z) e^{-i\omega t} \quad (4)$$

并且其空间域内位移和压力函数可写为

$$u_i = A_L \exp(i(k_x x + k_y y + k_z z)) k \quad (5)$$

$$P = P_0 \exp(i(k_x x + k_y y + k_z z)) k \quad (6)$$

式中,  $A_L$  和  $P_0$  分别为位移分量和压力振幅。将式(4)~式(6)代入式(1)~式(3)中, 同时在  $xz$  平面内有  $k_x = \sin\theta$ ,  $k_z = \cos\theta$ ,  $k_y = 0$ ,  $\theta$  为波传播方向与  $z$  轴的夹角, 则可以得到  $xz$  平面内双相各向异性介质中基于 BISQ 模型的波数方程为

$$b_0 k^8 + b_1 k^6 + b_2 k^4 + b_3 k^2 + b_4 = 0 \quad (7)$$

则方程(7)的四个根  $k_i^2$  ( $i=1, 2, 3, 4$ ) 分别对应四种类型波(qP1、qP2、qSV、qSH)的波数平方值<sup>[10]</sup>。

对于周期性层状介质, 有

$$b_0 = D_{22} D_{44} (D_{13}^2 - D_{11} D_{33})$$

$$b_1 = -D_{22} D_{13} (D_{43} D_{14} + D_{41} D_{34} + D_{13}) + D_{22} D_{33} (D_{41} D_{14} + a_{11} D_{44}) + D_{22} D_{11} (D_{43} D_{34} + a_{33} D_{44} + D_{33}) - a_{11} D_{44} (D_{13}^2 - D_{11} D_{33})$$

$$b_2 = -D_{43} D_{34} a_{11} (D_{22} + D_{11}) - D_{41} D_{14} (D_{22} a_{33} + a_{11} D_{33}) - D_{33} a_{11} (D_{22} - D_{44} a_{11} - D_{11}) - a_{33} D_{11} (D_{22} - a_{11}) - D_{13} a_{11} (D_{43} D_{14} + D_{41} D_{34} + D_{13}) - D_{22} a_{11} a_{33} D_{44}$$

$$b_3 = a_{33} a_{11} (D_{22} + D_{11} + D_{44} a_{11} + D_{41} D_{14}) + a_{11}^2 (D_{43} D_{34} + D_{33})$$

$$b_4 = a_{33} a_{11}^2$$

$$D_{11} = A_{11} \sin^2 \theta + A_{44} \cos^2 \theta$$

$$D_{13} = (A_{13} + A_{44}) \sin \theta \cos \theta$$

$$D_{14} = (\alpha_{11} - \phi \theta_1) \sin \theta$$

$$D_{22} = A_{66} \sin^2 \theta + A_{44} \cos^2 \theta$$

$$D_{33} = A_{44} \sin^2 \theta + A_{33} \cos^2 \theta$$

$$D_{34} = (\alpha_{33} - \phi \theta_3) \cos \theta$$

$$D_{41} = F_1 S_1 \left( \frac{\alpha_{11} - \phi \theta_1}{\phi} \right) \sin \theta$$

$$D_{43} = F_3 S_3 \left( \frac{\alpha_{33} - \phi \theta_3}{\phi} \right) \cos \theta$$

$$D_{44} = \frac{F_1 S_1 \theta_1 \sin^2 \theta + F_3 S_3 \theta_3 \cos^2 \theta}{\rho_f \omega^2}$$

$$a_{ii} = \omega^2 \rho_i$$

$$\rho_i = \rho_s (1 - \phi) + \rho_f \phi - \rho_f \phi \theta_i$$

$$\theta_i = \left( \frac{\rho_{ni} / \rho_f + \phi}{\phi} + j \frac{\eta \phi}{\omega \rho_f \kappa_{ii}} \right)^{-1} \quad i = 1, 3$$

则波的相速度和逆衰减品质因子可以表示为<sup>[10]</sup>

$$V = \frac{\omega}{\operatorname{Re}(k_i)} \quad (8)$$

$$Q^{-1} = \frac{2 \operatorname{Im}(k_i)}{\operatorname{Re}(k_i)} \quad (9)$$

## 3 速度与拟品质因子各向异性数值分析

为了研究双相各向异性介质中波速度与衰减各向异性表现特征, 我们在极坐标下对其进行数值分析, 并以波的传播方向与  $z$  轴的夹角为自变量, 分别

以相速度和衰减为应变量,观察两者随着波传播方向不同所表现出的各向异性特性,进而分析黏滞系数、孔隙度、渗透率和喷射流长度对地震波的速度与衰减的影响。

模型参数分别设定如下:  $\rho_s = 2650\text{kg/m}^3$ ,  $\rho_f = 1000\text{kg/m}^3$ ,  $\rho_{ax} = 450\text{kg/m}^3$ ,  $\rho_{az} = 420\text{kg/m}^3$ ; 固相体积模量  $K_s = 38\text{GPa}$ , 流相体积模量  $K_f = 2.25\text{GPa}$ ,  $\phi = 0.25$ , 渗透率  $\kappa_{11} = 0.4\text{mD}$ ,  $\kappa_{33} = 1.5\text{mD}$ ; 固体弹性常数(单位为 GPa)为  $A_{11} = 35$ ,  $A_{12} = 9$ ,  $A_{23} = A_{13} = 10$ ,  $A_{33} = 30$ ,  $A_{44} = A_{55} = 15$ ,  $A_{66} = 13$ ; 喷射流长度为  $R_1 = 2\text{mm}$ ,  $R_3 = 1\text{mm}$ ,  $\eta =$

$0.01\text{Pa} \cdot \text{s}$ ; 主频率  $f_c = 50\text{Hz}$ 。

分别变动黏滞系数、孔隙度、渗透率和喷射流长度,其余参数固定不变,考察其对波场特性的影响。在极坐标中观察全方位角范围地震波场特征随影响参数的变化(图 1~图 4),同时固定某一方向可更清楚观察某方向上波场特征随影响参数的变化(图 5~图 8),此外还考察了不同参数条件下波场特性随频率的变化特征(图 9~图 12)。图中  $V_{P1}, V_{P2}, V_{SV}, V_{SH}$  和  $Q_{P1}, Q_{P2}, Q_{SV}, Q_{SH}$  分别表示 qP1, qP2, qSV 和 qSH 四种波的相速度(m/s)及逆衰减品质因子( $Q^{-1}$ , 无量纲)。

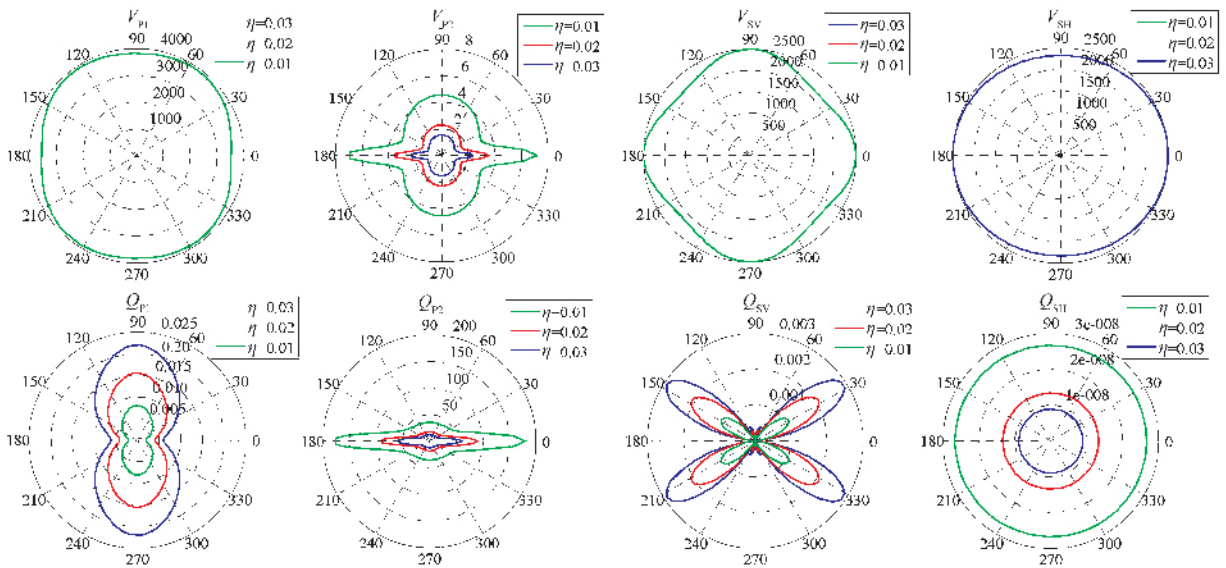


图 1 波场特征在全方位角范围随黏滞系数的变化(角度单位为°,下同)

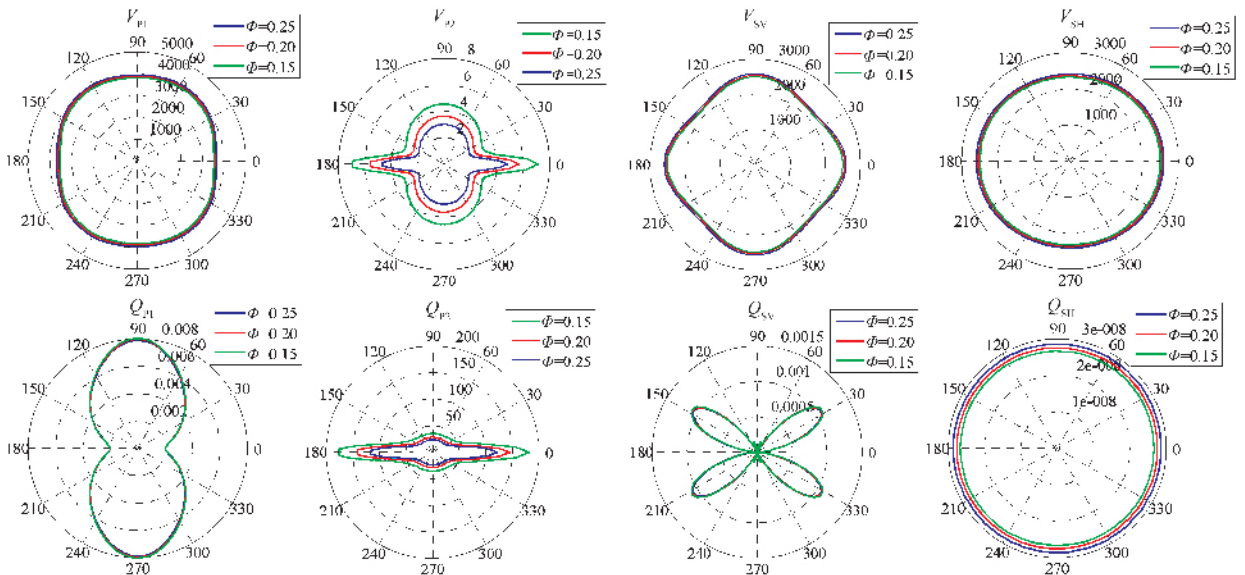


图 2 波场特征在全方位角范围随孔隙度的变化

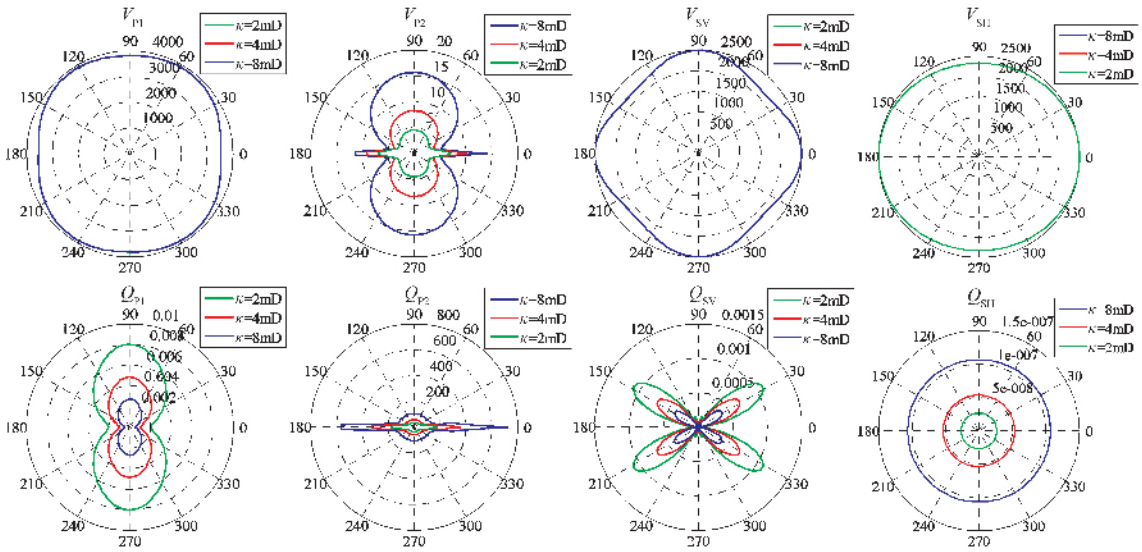


图 3 波场特征在全方位角范围随水平渗透率的变化

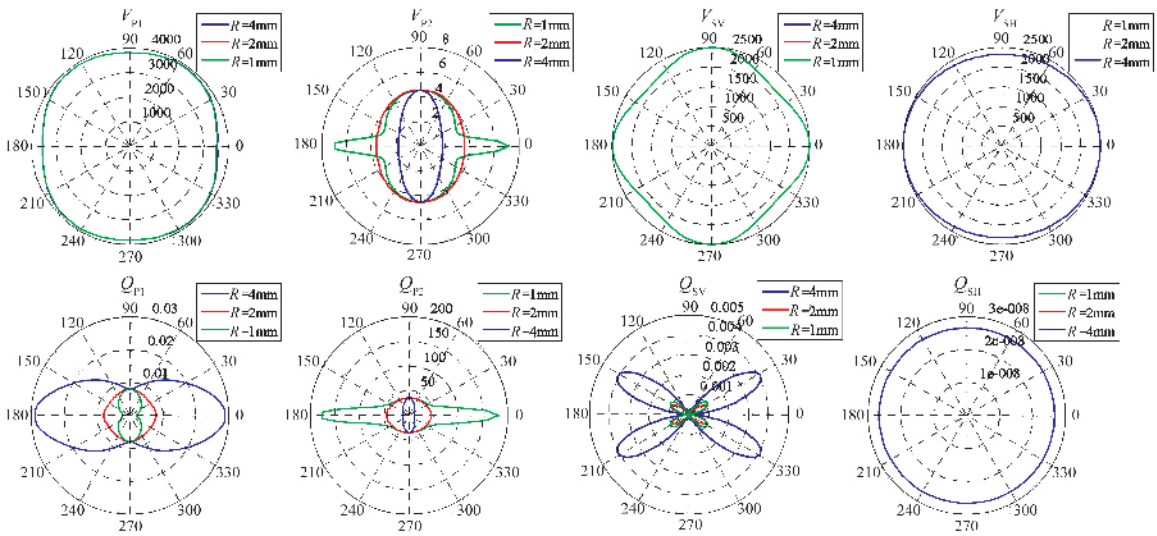


图 4 波场特征在全方位角范围随喷射流长度的变化

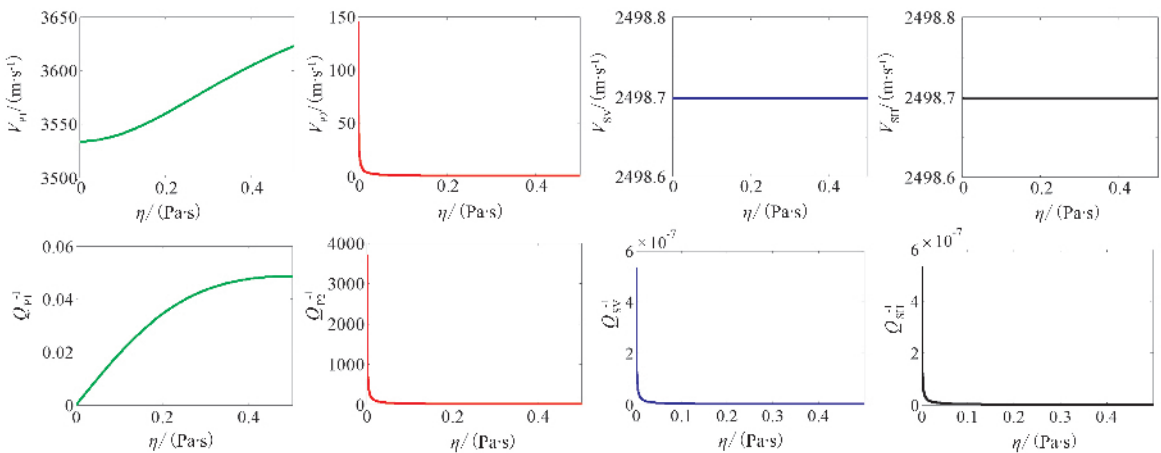


图 5 波场特征在垂直(z)方向上随黏滞系数的变化

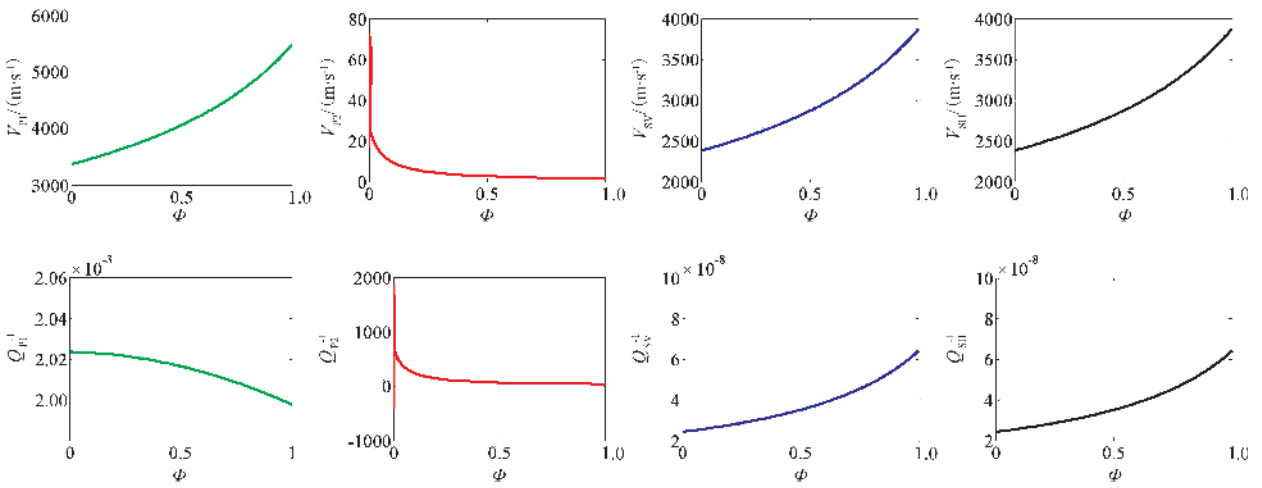


图 6 波场特征在垂直( $z$ )方向上随孔隙度的变化

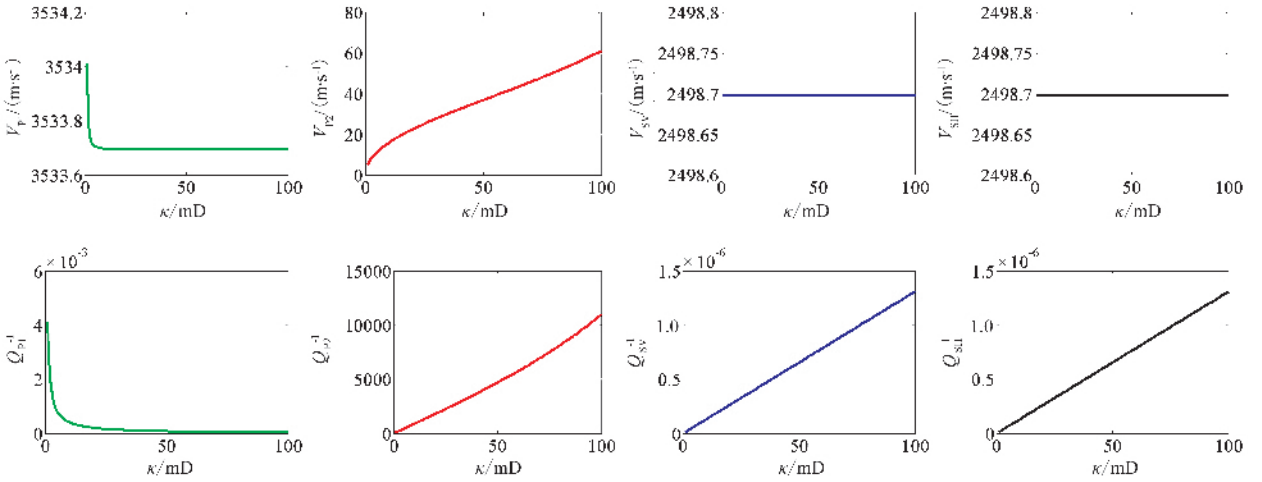


图 7 波场特征在垂直( $z$ )方向上随水平渗透率的变化

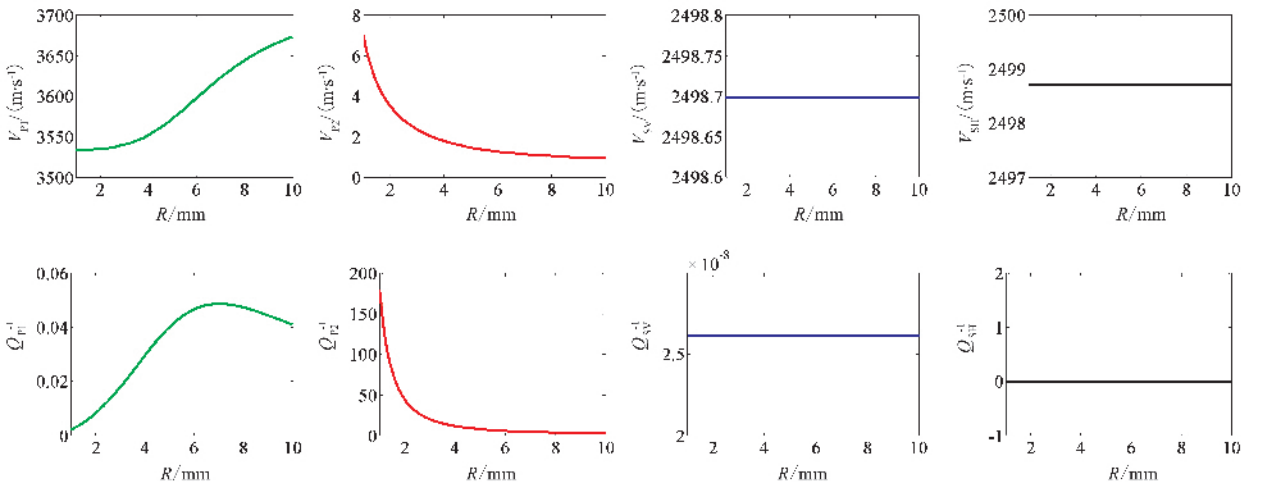


图 8 波场特征在垂直( $z$ )方向上随喷射流长度的变化

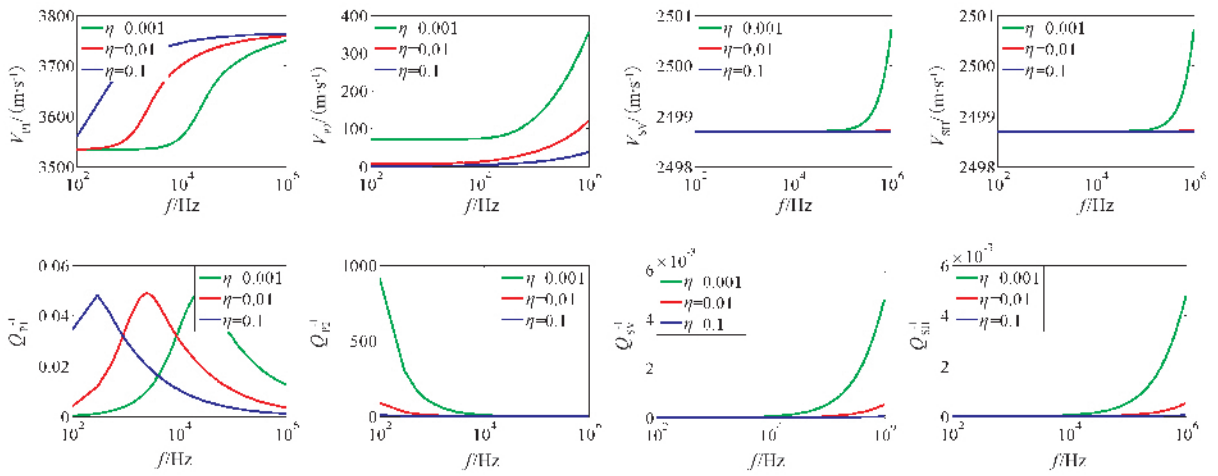


图9 不同黏滞系数时垂直(z)方向上的波场特征随频率的变化

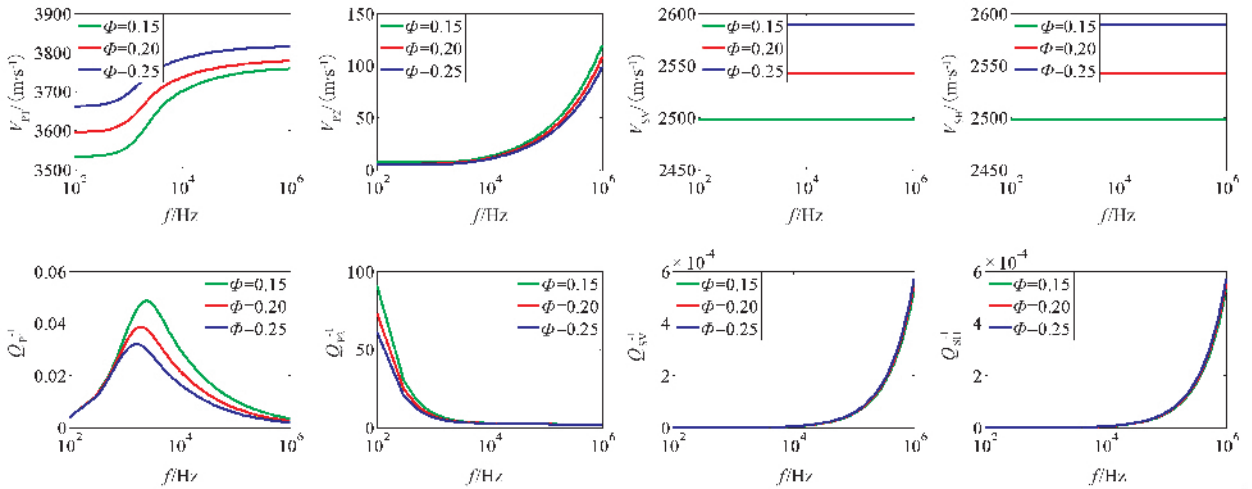


图10 不同孔隙度时垂直(z)方向上的波场特征随频率的变化

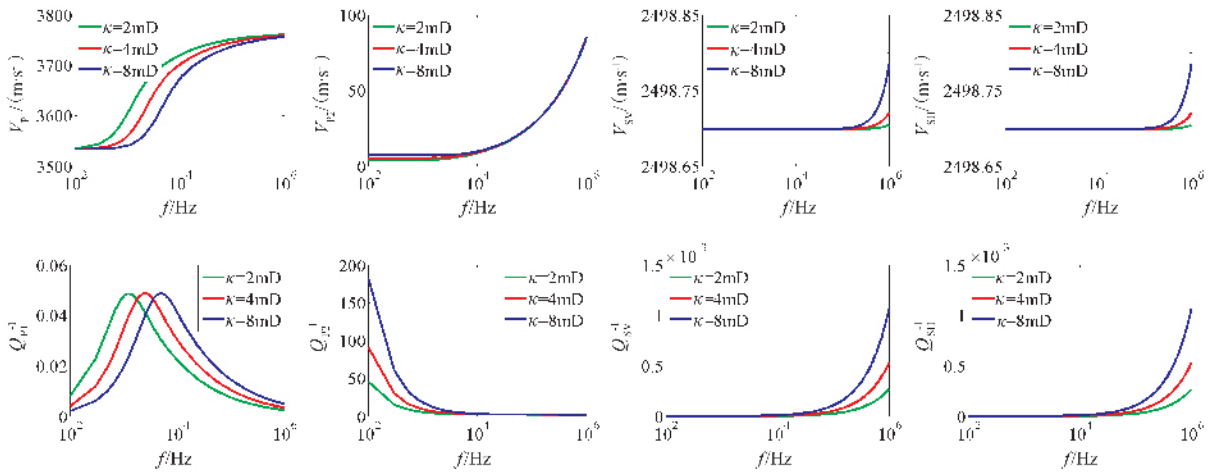


图11 不同水平渗透率时波场特征在垂直(z)方向随频率的变化

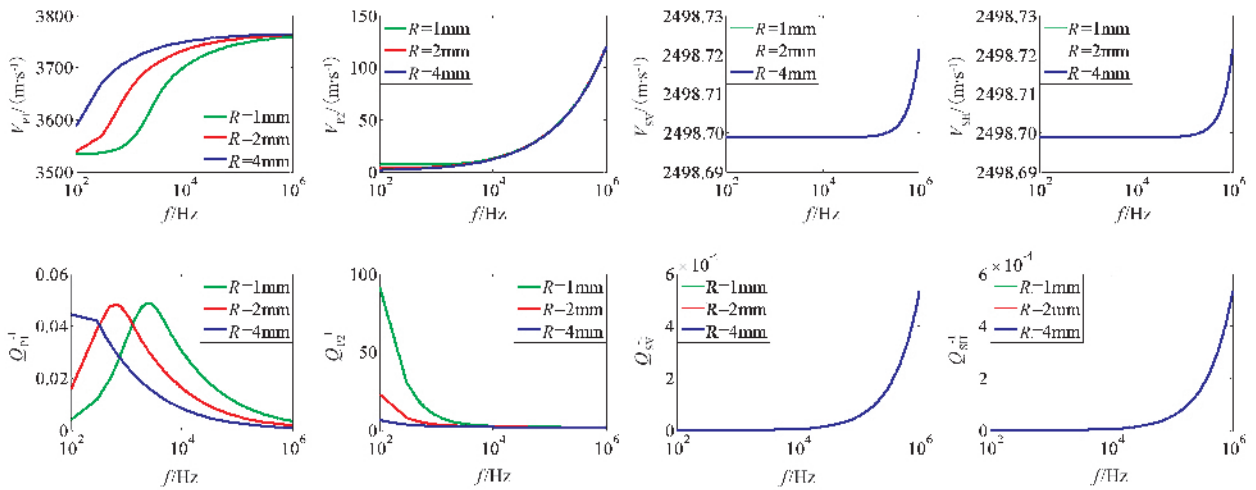


图 12 不同喷射流长度时垂直( $z$ )方向上的波场特征随频率的变化

从上述成果图件可看出以下一些特征:

在给定的介质模型参数条件下,四种波相速度都存在各向异性,qSV、qP1 和 qP2 波的衰减也存在各向异性,而 qSH 波的衰减在  $xz$  平面内不存在各向异性;速度与衰减各向异性在相差为  $\pi$  的传播方向上是对称的,且衰减的各向异性表现较速度的各向异性强烈得多;qP2、qP1、qSV 和 qSH 波的逆衰减品质因子依次减小,且 qP2 波的逆衰减品质因子比其他三种波高出若干数量级,模型参数对波的相速度与衰减的影响也存在各向异性表现(图 1~图 4)。在垂直传播方向上,qSV 和 qSH 波相速度和逆衰减品质因子具有一致性(图 5~图 12);波的相速度随着频率的增加而增加;横波的频散极小,基本可忽略,但横波逆衰减品质因子随频率增加而增加(图 9~图 12);qP1 波逆衰减品质因子随频率增加呈现先增后减态势,qP2 波逆衰减品质因子随频率增加而减小。

黏滞系数对 qP1、qSV 和 qSH 波相速度的影响相对较小,对 qP2 波的相速度影响相对较大,随着黏滞系数增大,qP2 波相速度变小。黏滞系数对波的逆衰减品质因子影响较大,且 qP1 波逆衰减品质因子随黏滞系数增大而增大,qSV 波逆衰减品质因子变化复杂,qP2 和 qSH 波逆衰减品质因子随黏滞系数增大而减小(图 1)。在垂直传播方向上,随着黏滞系数的增大,qP1 波相速度轻微增加,而 qP2 波相速度急速减小,qSV 和 qSH 波相速度基本没有变化;qP1 波逆衰减品质因子呈现递增规律,qSV、qSH 和 qP2 波则为递减趋势(图 5)。随着黏滞系数

的增加,相速度频散曲线趋于平缓,qP1 波逆衰减品质因子变化曲线向低频端平移,qP2 和横波波逆衰减品质因子变化曲线趋于平缓(图 9)。

qP1、qSV 和 qSH 波相速度随孔隙度的增大而增大,qP2 波的相速度则随孔隙度增大而降低;qP1、qSV 和 qSH 波逆衰减品质因子随孔隙度的变化较小,qP2 波的则变化较大,且随孔隙度增大而减小(图 2 和图 6)。在垂直传播方向上,qP1 和 qP2 波逆衰减品质因子随孔隙度增大而减小,而 qSV 和 qSH 波逆衰减品质因子随孔隙度的增大而增大(图 6);随着孔隙度的增加,qP1、qSV 和 qSH 波相速度频散曲线向高速方向移动,qP2 波相速度频散曲线趋于平缓;qP1 波逆衰减品质因子变化曲线高频部分降低,qP2 波逆衰减品质因子变化曲线趋于平缓,横波逆衰减品质因子变化曲线变化微小(图 10)。

水平渗透率对 qP1、qSV 和 qSH 波相速度的影响不大,qP2 波相速度随渗透率增加而增加;qP1 波逆衰减品质因子随渗透率增加而减小,qSV 波逆衰减品质因子变化复杂,qP2 和 qSH 波逆衰减品质因子随渗透率增加而增加(图 3)。在垂直传播方向上,水平渗透率对 qP1、qSV 和 qSH 波相速度的影响不大,而 qP2 波相速度随渗透率增加而增加;qSV、qSH 和 qP2 波逆衰减品质因子随水平渗透率增加而增加,qP1 波逆衰减品质因子随水平渗透率增加而减小(图 7);qP1 波相速度和逆品质因子频散曲线随水平渗透率增加向高频方向移动,横波相速度和逆品质因子频散曲线随水平渗透率增加而更加陡峭,qP2 波相速度和逆品质因子频散曲线在低

频段都随水平渗透率增加而增加,而在高频段变化微小(图 11)。

喷射流长度对 qP2 波相速度影响相对较大,且在不同方向上变化规律不同;随着喷射流长度的增加,qSH 波逆衰减品质因子没有变化,qP1 波逆衰减品质因子增大,qP2 波逆衰减品质因子减小,qSV 波逆衰减品质因子先减小后增加(图 4)。在垂直传播方向上,qP1 波相速度随喷射流长度增加而增加,qP1 波逆衰减品质因子随喷射流长度增加而先增加后减小,qP2 波相速度和逆衰减品质因子随喷射流长度增加而减小,qSV 和 qSH 波相速度及逆衰减品质因子均不随喷射流长度变化而变化(图 8);随着喷射流长度增加,qP1 波相速度和逆衰减品质因子频散曲线向低频方向移动,而 qP2 波相速度和逆衰减品质因子在低频段减小,在高频段变化微小,而横波相速度和逆品质因子频散曲线没有变化(图 12)。

## 4 结论

基于 BISQ 模型,本文在推导出二维( $xz$ )平面内双相各向异性介质中 qP1、qP2、qSV 和 qSH 等四种波的波数方程后,通过计算机数值计算得到这四种类型波的相速度与逆品质因子,在极坐标中观察速度与衰减随波传播方向的变化规律,分别分析了孔隙度、黏滞系数、渗透率和喷射流长度等参数在垂直传播方向以及全传播方位角范围对四种类型波的相速度和逆品质因子的影响,归纳出各种波相速度和逆品质因子随频率的变化规律,得出如下主要结论:

(1)四种波的相速度都存在各向异性,qSV、qP1 和 qP2 波的衰减也存在各向异性,而 qSH 波在  $xz$  平面内不存在各向异性,衰减的各向异性表现较速度的表现强烈很多,随传播方向变化较为复杂,并且速度与衰减各向异性在相差为  $\pi$  的传播方向上是对称的;

(2)qP2 波的衰减比其他三种波的衰减要明显很多,这也证明了很多情况下接收不到慢纵波是由于它存在高衰减特性;

(3)各模型参数对于 qSV、qP1 和 qSH 波相速度影响相对较小,对 qP2 波相速度影响相对较大,但各模型参数对波衰减的影响相对较大,由于介质存在各向异性特征,各参数对于波速度和衰减的影

响也呈现各向异性特性;

(4)波的相速度随着频率的增加而增加,但横波的频散极小,基本可忽略,但 qP1 波逆衰减品质因子随频率增加呈现先增后减态势,qP2 波逆衰减品质因子随频率增加而减小,横波逆衰减品质因子随频率增加而增加;

(5)黏滞系数、孔隙度、水平渗透率和喷射流长度等参数在全传播方位角范围以及垂直方向上对四种波型的相速度、逆衰减品质因子分别具有不同的影响;

(6)极坐标系下可观察波在不同传播方向上波速与衰减的各向异性特征及各模型参数对于波速和衰减在不同方向上的影响,通过固定某传播方向则可更好观察波速与衰减在该传播方向上随某参数的总体变化规律,频散曲线可以在宽频带上观察参数对波相速度与衰减的影响,综合这三种观察方式的结果可以更好地研究双相各向异性介质的波场特征。

## 参考文献

- [1] Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid: I Low-frequency range; II Higher frequency range. *J Acoust Soc Amer*, 1956, 28: 168~191
- [2] Biot M A. Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media. *J Appl Phys*, 1962, 33(4): 1482~1498
- [3] Biot M A. Generalized theory of acoustic propagation in porous dissipative media. *J Acoust Soc Amer*, 1962, 34(9): 1254~1264
- [4] Plona T J. Observation of a second bulk compressional wave in a porous media at ultrasonic frequencies. *Appl Phys Lett*, 1980, 36: 259~261
- [5] Mavko G, Nur A. Wave attenuation in partially saturated rocks. *Geophysics*, 44(2): 161~178
- [6] Dvorkin J, Nur A. Dynamic poroelasticity: a unified model with the squirt and the Biot mechanisms. *Geophysics*, 1993, 58(4): 524~533
- [7] Parra J O. The transversely isotropic poroelastic wave equation including the Biot and the squirt mechanisms: theory and application. *Geophysics*, 1997, 62(3): 309~318
- [8] Parra J O. Poroelastic model to relate seismic wave attenuation and dispersion to permeability anisotropy. *Geophysics*, 2000, 65: 201~210
- [9] Yang K H, Zhang Z J. Effects of the Biot and the squirt-flow coupling anisotropy. *Wave Motion*, 2002, 6: 733~735
- [10] 杨顶辉, 陈小宏. 含流体多孔介质的 BISQ 模型. 石



- 油地球物理勘探,2001,36(2):146~159
- [11] 杨顶辉. 基于固一流耦合作用各向异性的弹性波方程. 中国学术期刊文摘(科技通报),2000,6:733~735
- [12] Crampin S. Seismic wave propagation through a cracked solid: polarization as a possible dilatancy diagnostic. *Geophys J R astr Soc*,1978,53:467~496
- [13] Crampin S. A review of wave motion in anisotropic and cracked elastic-media. *Wave motion*,1981,3:343~391
- [14] Crampin S. Effective anisotropic elastic constants for wave propagation through cracked solids. *Geophys J R astr Soc*,1984,76:135~145
- [15] Byun B S. Seismic parameters for transversely isotropic media. *Geophysics*,1984,49:1908~1914
- [16] Carcione J M, Kosloff D et al. A spectral scheme for wave propagation simulation in 3-D elastic-anisotropic media. *Geophysics*,1992,57:1593~1607
- [17] Igel H, Mora P, Rioulet B. Anisotropic wave propagation through finite-difference grids. *Geophysics*,1995,60:1203~1261
- [18] Dai V, Vaficlis A. Wave propagation in heterogeneous porous media: A velocity-stress, finite-difference method. *Geophysics*,1995,60:327~340
- [19] 李红星,刘财,陶春辉. 基于横向各向同性 BISQ 模型的弹性波高阶交错网格有限差分数值模拟. 石油地球物理勘探,2007,42(6):686~693
- [20] 杨宽德,杨顶辉,王书强. 基于 Biot-Squirt 方程的波场模拟. 地球物理学报,2002,45(6):853~861
- [21] 杨宽德,杨顶辉,王书强. 基于 BISQ 高频极限方程的交错网格法数值模拟. 石油地球物理勘探,2002,37(5):463~468
- [22] 裴正林. 双相各向异性介质弹性波传播交错网格高阶有限差分法模拟. 石油地球物理勘探,2006,41(2):137~143
- [23] 阴可,杨慧珠. 各向异性介质中的 AVO. 地球物理学报,1998,41(3):382~391
- [24] 汪和杰,董敏煜. 由裂隙引起的三分量资料中的泛张各向异性. 石油地球物理勘探,1998,33(2):185~190
- [25] 张中杰,何樵登. 含裂隙介质中地震运动学问题正演模拟. 石油地球物理勘探,1989,24(3):290~300
- [26] 刘克安,郭萍. 双相介质二维波动方程三参数同时反演正则迭代法. 石油地球物理勘探,1997,32:615~622
- [27] 席道瑛,易良坤,马勇等. 砂岩中孔隙流体的黏性与衰减、模量和速度色散. 石油地球物理勘探,1999,34(4):420~425
- [28] 李红星,刘财,吴志成,陶春辉. 基于 BISQ 机制的双相孔隙介质三维数值模拟研究. 石油天然气学报,2008,30(2):77~80

(本文编辑:朱汉东)

(上接第444页)

## 4 结束语

实际资料的计算结果表明,本文提出的基于 GHT 的裂缝检测法综合利用了保边去噪和加窗 HT 在抑制噪声方面的优点,具有很强的抑制噪声的能力,可以较好地消除随机噪声、散点反射或不规则的杂乱反射,有效地突出缝洞发育带的边界,具有很高的裂缝检测精度,其检测结果与常规的应力场分析和钻井资料相吻合。此外,该方法综合考虑了构造成因裂缝、溶蚀孔洞及孔隙等的影响,圈定有利于油气赋存的缝洞发育带,为实际的缝洞储层的检测与识别提供了新的理论参考,具有重要的实际应用价值。

### 参考文献

- [1] 周家尧. 裂缝性油气藏勘探论文集. 北京:石油工业出

版社,1991

- [2] Bahorich M, Farmer S. 3-D seismic discontinuity for fault and stratigraphic features; The coherence cube. *The Leading Edge*,1995,14(10):1053~1058
- [3] 高静怀,汪文秉,朱光明. 小波变换与信号瞬时特征分析. 地球物理学报,1997,40(6):421~432
- [4] 何建军,贺振华,黄德济. 致密砂岩储层裂缝发育带的检测和识别. 成都理工大学学报,2004,31(6):713~716
- [5] 孙夕平,杜世通. 边缘检测技术在河道和储层小断裂成像中的应用. 石油物探,2003,42(4):469~476
- [6] Luo Yi, Marhoon M. Edge-preserving smoothing and application. *The Leading Edge*,2002,21(2):136~141
- [7] Luo Yi, Saleh A D, Mohammad A. Generalized Hilbert Transform and its applications. *The Leading Edge*,2003,22(3):198~202
- [8] 贺振华,黄德济. 裂缝油气藏地球物理预测. 成都:四川科技出版社,2007

(本文编辑:朱汉东)