超星·期刊

第 48 卷第 1 期 物 探 与 化 探 Vol. 48, No. 1
2024 年 2 月 GEOPHYSICAL & GEOCHEMICAL EXPLORATION Feb., 2024

doi: 10.11720/wtyht.2024.1090
张奎涛,廖家荣,顾汉明,等. 基于伪解析法的 TTI 介质纯 qP 波地震波场正演模拟[J]. 物探与化探,2024,48(1):125-133. http://doi.org/10.11720/wtyht.2024.1090
Zhang K T, Liao J R, Gu H M, et al. Forward modeling of the seismic wave field of pure qP waves in TTI media based on the pseudo-analytical method [J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2024, 48(1): 125-133. http://doi.org/10.11720/wtyht.2024.1090

基于伪解析法的 TTI 介质纯 qP 波地震波场正演模拟

张奎涛[1],廖家荣[1],顾汉明[2],孙瑛莹[1],陈怿旸[1],王凯[1]
(1. 江西省交通设计研究院有限责任公司,江西 南昌 330052; 2. 中国地质大学(武汉) 地球物理与空间信息学院,湖北 武汉 430074)

摘 要: 近年来,各向异性介质纯 qP 波正演模拟及逆时偏移成像技术受到广泛关注。常规拟声波方程存在伪横波干扰、受模型参数限制($\varepsilon \geqslant \delta$)、传播不稳定和计算精度不高等因素影响,极大地限制了其应用。为此,本文将 qP 波拟微分方程变换到空间—波数域,并通过坐标变换,推导了时间域 TTI 介质二阶纯 qP 波波动方程;为提高计算精度,引入伪解析算法(pseudo analytical method, PAM),实现了基于伪解析法的 TTI 介质纯 qP 波地震波场正演模拟。数值模拟结果表明:①本文方法克服了拟声波方程的局限性,消除了伪横波干扰,不受模型参数限制且地震波场能稳定传播;②与其他方法相比,伪解析法能有效提高数值模拟精度;③简单及复杂模型测试验证了本文方法的正确性与适用性。

关键词: 伪解析法;TTI 介质;纯 qP 波;地震波场;正演模拟
中图分类号: P631.4 **文献标识码**: A **文章编号**: 1000-8918(2024)01-0125-09

0 引言

实际地下介质充满流体、裂缝及裂隙,因而表现出各向异性特征,这种现象也在实验室和波场测量中被观测到[1],使得各向异性成为地震波场数值模拟中越来越不容忽略的因素。

进行弹性波数值模拟时,得到的混合波场通常同时含有纵波和横波,而在进行地震偏移成像,尤其是弹性波逆时偏移成像时,须将纵、横波解耦,以得到物理意义明确的成像剖面[2]。为此,Alkhalifah[3-4]提出了声学近似假设下的拟声波方程,人为设定沿对称轴方向的横波速度为零,推导出标量形式的四阶微分方程。为了简化方程,提高计算效率,Du 等[5]和 Zhou 等[6]通过不同的降阶方法,推导出不同形式的二阶耦合 qP 波微分方程。Duveneck 等[7]从胡克定律和运动方程出发,推导得到另一种形式的拟声波方程,且其波场具有明确的物理意义。程玖兵等[8-9]推导得到各向异性介质的伪纯模式波动方程,使其在运动学上同弹性波动方程等价。

上述各方法均存在拟声波方程的突出缺点,即当模型参数中有变化较大的倾角和方位角时,会出现不稳定的现象[10]、残留着横波假象[11],或只有在 Thomsen 参数满足 $\varepsilon \geqslant \delta$ 时正演模拟才是稳定的[12]。为了解决此类问题,有学者另辟蹊径,从 qP 波与 qSV 波的频散关系出发,直接解耦以构建纯 qP 波控制方程。要实现 qP 与 qSV 波的完全分离,关键在于导出简单、灵活的纯 qP 波控制方程和设计有效的拟微分求解算法。例如,Du 等[5]和 Zhang 等[13]基于弱各向异性近似和平方根近似,推导出一种纯 qP 波解耦方程,其表现为时间—波数域形式,能较准确地描述 TTI 介质中的运动学特征;Zhan 等[14]推导了一种新的解耦方程,将 P 波与 SV 波完全分离开来,并成功将其应用于逆时偏移中;Xu

收稿日期: 2023-03-06; **修回日期**: 2023-11-28
基金项目: 江西省交通投资集团科技项目“半航空瞬变电磁技术在复杂山区中勘察的研究与应用”(2022JT0009);江西省交通运输厅科技项目“江西省公路自然灾害防治技术指南”(2022H0028)
第一作者: 张奎涛(1993-),男,2020 年毕业于中国地质大学(武汉),硕士研究生,助理工程师,主要从事地球物理勘探及地质灾害防治的研究及应用工作。Email:1347925969@qq.com
通讯作者: 顾汉明(1963-),男,教授,博士生导师,主要从事地震勘探领域的教研工作。Email:hmgu@cug.edu.cn

超星·期刊

等[15]提出了一种纯 qP 波椭圆微分方程,通过将微分方程分解成一个标量算子和一个微分算子,并用椭圆分解方法修正标量算子,达到校正振幅误差的目的;胡书华等[16]则将 Xu 等[15]二阶微分方程做降阶处理,通过 Lebedev 交错网格,得到 TTI 介质下纯 qP 波的稳定传播;张庆朝等[17]利用近似相速度公式,导出 TTI 介质三维 qP 波频散方程及波动方程,并使用伪谱法做正演模拟;顾汉明等[18]将各向异性介质推广到黏声各向异性介质,通过 Low-rank 方法,实现了黏声各向异性介质纯 qP 波正演模拟。

纯 qP 波波动方程中往往存在着拟微分算子,谱方法能够较好地进行求解。伪谱法(pseudo spectral method,PSM)是一种早期发展出来的谱方法[19],其基本思想是通过傅里叶变换方法计算波场对空间的导数,在时间域通过有限差分法计算波场对时间的导数。正因如此,使得伪谱法具有非常高的空间精度,没有误差累积效应和空间频散,是一种较为理想的数值模拟方法。由于伪谱法计算时间导数时采用的是有限差分,使得其具有时间频散,为了解决这一问题,Etgen 等[20]提出了伪解析算法,其基本思想是波数域推导时间误差补偿因子并作用于拉普拉斯算子,从而补偿在伪谱法中因时间导数的二阶差分造成的误差,达到进一步提高数值模拟精度的目的;Chu 等[21]在 Etgen 提出的伪解析法的基础上,提出了归一化伪拉普拉斯算子的伪解析法,随后,张衡等[22]将这一方法运用于解耦的 TTI 介质波动方程中,得到了高精度的地震波场,在时间和空间上能够同时达到 Nyquist 频率。

本文在前人的研究基础上,将 qP 波拟微分方程变换到空间—波数域,并通过坐标变换,推导了时间域 TTI 介质二阶纯 qP 波波动方程,引入伪解析算法,实现了基于伪解析法的 TTI 介质纯 qP 波地震波场正演模拟。通过简单和复杂模型测试,验证了本文方法的正确性及对复杂介质的适用性。

1 时间域 TTI 介质二阶纯 qP 波波动方程

为了推导本文的 TTI 介质纯 qP 波方程,首先从如下 VTI 介质 qP 波标量方程

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\frac{v_0^2}{2}\left[(1+2\varepsilon)\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)+\frac{\partial^2}{\partial z^2}+Q\right]\right\}p=0, \tag{1}$$

出发[23]。式中,Q 为拟微分算子,其具体表达式为

$$Q=\sqrt{\left[(1+2\varepsilon)\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]-8(\varepsilon-\delta)\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\frac{\partial^2}{\partial z^2}}, \tag{2}$$

式中:t 为时间坐标;x、y、z 为空间坐标;p 为地震波场;v_0 为 qP 波垂直速度;ε、δ 为 Thomsen 参数。

式(1)控制着 VTI 介质中 qP 波的传播,其中所有参数都是随空间变化的,且与混合波场中纵波有着一样的频散关系,即相位相同,能够准确地表征其运动学特征。

将式(1)变换到频率—波数域中有

$$\left\{\omega^2-\frac{v_0^2}{2}\left[(1+2\varepsilon)k_h^2+k_z^2+\sqrt{\left[(1+2\varepsilon)k_h^2+k_z^2\right]^2-8(\varepsilon-\delta)k_h^2k_z^2}\right]\right\}p=0, \tag{3}$$

式中:ω 为角频率;k_h 为水平方向波数,并有 $k_h^2=k_x^2+k_y^2$;k_z 为垂直方向波数。

将式(3)改写为

$$\left\{\omega^2-\frac{v_0^2\boldsymbol{k}^2}{2}\left[(1+2\varepsilon)n_h^2+n_z^2+\sqrt{\left[(1+2\varepsilon)n_h^2+n_z^2\right]^2-8(\varepsilon-\delta)n_h^2n_z^2}\right]\right\}p=0, \tag{4}$$

式中:$\boldsymbol{k}=(k_x,k_y,k_z)$ 为波数矢量;$n_h^2=n_x^2+n_y^2$,$\boldsymbol{n}=(n_x,n_y,n_z)$ 为波数方向单位矢量,其表达式为

$$\boldsymbol{n}=\frac{\boldsymbol{k}}{|\boldsymbol{k}|}\approx\frac{\nabla\boldsymbol{p}}{|\nabla\boldsymbol{p}|}。 \tag{5}$$

将式(4)重新改写为

$$\left\{\omega^2-\frac{v_0^2\left[(1+2\varepsilon)k_h^2+k_z^2\right]}{2}\left[1+\sqrt{1-\frac{8(\varepsilon-\delta)n_h^2n_z^2}{\left[(1+2\varepsilon)n_h^2+n_z^2\right]^2}}\right]\right\}p=0。 \tag{6}$$

记椭圆微分算子 S_e 为

$$S_e=\frac{1}{2}\left[1+\sqrt{1-\frac{8(\varepsilon-\delta)n_h^2n_z^2}{\left[(1+2\varepsilon)n_h^2+n_z^2\right]^2}}\right], \tag{7}$$

则将式(6)变换到时间域有

$$\frac{\partial^2p}{\partial t^2}=v_0^2S_e\left[(1+2\varepsilon)\left(\frac{\partial^2p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2p}{\partial y^2}\right)+\frac{\partial^2p}{\partial z^2}\right]。 \tag{8}$$

二维情况下有

$$\begin{cases}\dfrac{\partial^2p}{\partial t^2}=v_0^2S_e\left[(1+2\varepsilon)\dfrac{\partial^2p}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2p}{\partial z^2}\right]\\ S_e=\dfrac{1}{2}\left[1+\sqrt{1-\dfrac{8(\varepsilon-\delta)n_x^2n_z^2}{\left[(1+2\varepsilon)n_x^2+n_z^2\right]^2}}\right]\end{cases}。 \tag{9}$$

式(9)即为二维 VTI 介质二阶纯 qP 波方程。从 VTI 介质转换到 TTI 介质,可做如下坐标变换[24]:

超星·期刊

$$\begin{cases} G_x = \dfrac{\partial}{\partial x}\cos\theta - \dfrac{\partial}{\partial z}\sin\theta \\ G_z = \dfrac{\partial}{\partial x}\sin\theta + \dfrac{\partial}{\partial z}\cos\theta \end{cases} \&\& \begin{cases} H_x = \dfrac{\partial^2}{\partial x^2}\cos^2\theta + \dfrac{\partial^2}{\partial z^2}\sin^2\theta - \dfrac{\partial^2}{\partial x\partial z}\sin 2\theta \\ H_z = \dfrac{\partial^2}{\partial x^2}\sin^2\theta + \dfrac{\partial^2}{\partial z^2}\cos^2\theta + \dfrac{\partial^2}{\partial x\partial z}\sin 2\theta \end{cases}, \tag{10}$$

式中:θ 为 TTI 介质中的极化角;G_x、G_z 分别为 x、z 方向经过坐标旋转后新的一阶微分算子;H_x、H_z 分别为 x、z 方向经过坐标旋转后新的二阶微分算子。

将式(10)代入式(9)中即可得到二维 TTI 介质纯 qP 波方程:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 p}{\partial t^2} = v_0^2 S_e[(1+2\varepsilon)H_x p + H_z p] \\ S_e = \dfrac{1}{2}\left[1 + \sqrt{1 - \dfrac{8(\varepsilon-\delta)(G_x p)^2(G_z p)^2}{[(1+2\varepsilon)(G_x p)^2 + (G_z p)^2]^2}}\right] \end{cases}, \tag{11}$$

式(11)克服了拟声波方程的局限性,消除了伪横波干扰,不受模型参数限制且地震波场能稳定传播,能够准确地表征地震波场的运动学特征。

伪谱法可以很好求解式(11),即有

$$p(t+\Delta t) = 2p(t) - p(t-\Delta t) + \Delta t^2\{v_0^2 \tilde{S}_e [(1+2\varepsilon)F^{-1}(\tilde{H}_x F(p(t))) + F^{-1}(\tilde{H}_z F(p(t)))]\}, \tag{12}$$

式中:Δt 为时间步长;F、F^{-1} 为傅里叶正、反变换;$\tilde{H}_x$、$\tilde{H}_z$、$\tilde{S}_e$ 表达式如下

$$\begin{cases} \tilde{H}_x = (\mathrm{i}k_x)^2\cos^2\theta + (\mathrm{i}k_z)^2\sin^2\theta - (\mathrm{i}k_x \cdot \mathrm{i}k_z)\sin 2\theta \\ \tilde{H}_z = (\mathrm{i}k_x)^2\sin^2\theta + (\mathrm{i}k_z)^2\cos^2\theta + (\mathrm{i}k_x \cdot \mathrm{i}k_z)\sin 2\theta \end{cases}, \tag{13}$$

$$\tilde{S}_e = \frac{1}{2}\left[1 + \sqrt{1 - \frac{8(\varepsilon-\delta)[F^{-1}(\tilde{G}_x F(p))]^2 \cdot [F^{-1}(\tilde{G}_z F(p))]^2}{\{(1+2\varepsilon)[F^{-1}(\tilde{G}_x F(p))]^2 + [F^{-1}(\tilde{G}_z F(p))]^2\}^2}}\right], \tag{14}$$

式中,$\tilde{G}_x$、$\tilde{G}_z$ 为

$$\begin{cases} \tilde{G}_x = \mathrm{i}k_x\cos\theta - \mathrm{i}k_z\sin\theta \\ \tilde{G}_z = \mathrm{i}k_x\sin\theta + \mathrm{i}k_z\cos\theta \end{cases}。 \tag{15}$$

2　伪解析法

在用伪谱法进行数值模拟时,虽然在空间方向能达到一个波长两个采样点的 Nyquist 谱精度,但波场对时间的导数仍用有限差分方法计算。因此,在时间方向上仍存在时间频散。而另一种谱方法,即伪解析方法(pseudo analytical method,PAM)能够较好地解决上述问题,并且相比于伪谱法,精度能够进一步提高,使得空间和时间方向上均无频散。其主要思想是在波数域通过修正拉普拉斯算子来达到对时间方向上的有限差分离散误差进行补偿的目的。

对于二阶声波方程,有

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = v_0^2 \Delta p \ , \tag{16}$$

其二阶时间离散形式有

$$p(t+\Delta t) - 2p(t) + p(t-\Delta t) = (\Delta t)^2 v_0^2 \Delta p(t) \ , \tag{17}$$

对上式进行傅里叶变换并利用时移定理有

$$(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega\Delta t} - 2 + \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega\Delta t})F[p(t)] = (\Delta t)^2 v_0^2 f(k) F[p(t)] \ , \tag{18}$$

化简上式并代入 $\omega = v_0|k|$ 有

$$f(k) = \frac{2\cos(v_0\Delta t|k|) - 2}{(\Delta t)^2 v_0^2}。 \tag{19}$$

因此,式(17)的伪解析法为

$$p(t+\Delta t) - 2p(t) + p(t-\Delta t) = (\Delta t)^2 v_0^2 F^{-1}[f(k)F(p(t))] \ , \tag{20}$$

定义归一化伪拉普拉斯(NPL)算子[21]有

$$\tilde{f}(k) = \frac{2\cos(v_0\Delta t|k|) - 2}{-(\Delta t)^2 v_0^2 |k|^2} \ , \tag{21}$$

则式(17)的 NPL 伪解析法为

$$p(t+\Delta t) - 2p(t) + p(t-\Delta t) = (\Delta t)^2 v_0^2 F^{-1}\{-|k|^2 \tilde{f}(k) F[p(t)]\}。 \tag{22}$$

从上式可看出,$\tilde{f}(k)$ 为二阶时间差分在波数域的误差补偿项,通过在波数域计算空间导数时来补偿时间差分造成的误差。当 $\tilde{f}(k) \equiv 1$ 时,就退化成伪谱法,因此,伪解析法可看成是伪谱法的一种推广。

故,式(11)的伪解析法格式为

$$p(t+\Delta t) = 2p(t) - p(t-\Delta t) + \Delta t^2\{v_0^2 \tilde{S}_e [(1+2\varepsilon)F^{-1}(\tilde{H}_x \tilde{f}(k) F(p(t))) + F^{-1}(\tilde{H}_z \tilde{f}(k) F(p(t)))]\}。 \tag{23}$$

超星·期刊

伪解析法能够准确地补偿时间方向二阶差分所造成的误差,得益于其一个重要特性,即归一化伪拉普拉斯算子的空间导数项随速度的变化缓慢,使得其能够较为准确地补偿时间方向上的误差。为了说明其空间导数项随速度变化缓慢的特点,采用速度 1 500 m/s 和 3 000 m/s 作为对比,时间步长为 0.001 s,选择波数范围为[0,0.21]。图 1 为不同速度时的归一化伪拉普拉斯(NPL)算子;图 2 为基于归一化伪拉普拉斯算子的各类空间二阶导数,包括 x 方向二阶导数、z 方向二阶导数、xz 方向混合二阶导数及拟微分算子;图 3 为基于 Hess 复杂介质模型的归一化伪拉普拉斯算子。从图 1~3 中可以发现,归一化伪拉普拉斯算子及各类空间二阶导数均随速度变化缓慢,能够适应较复杂介质。

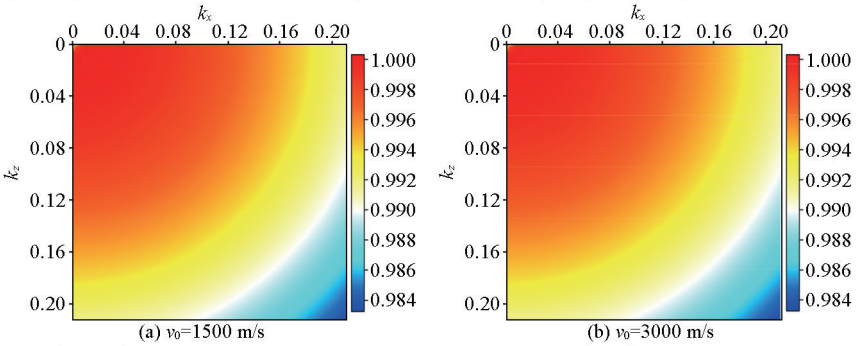


图 1 归一化伪拉普拉斯(NPL)算子

Fig. 1 Normalized pseudo-Laplace(NPL) operator

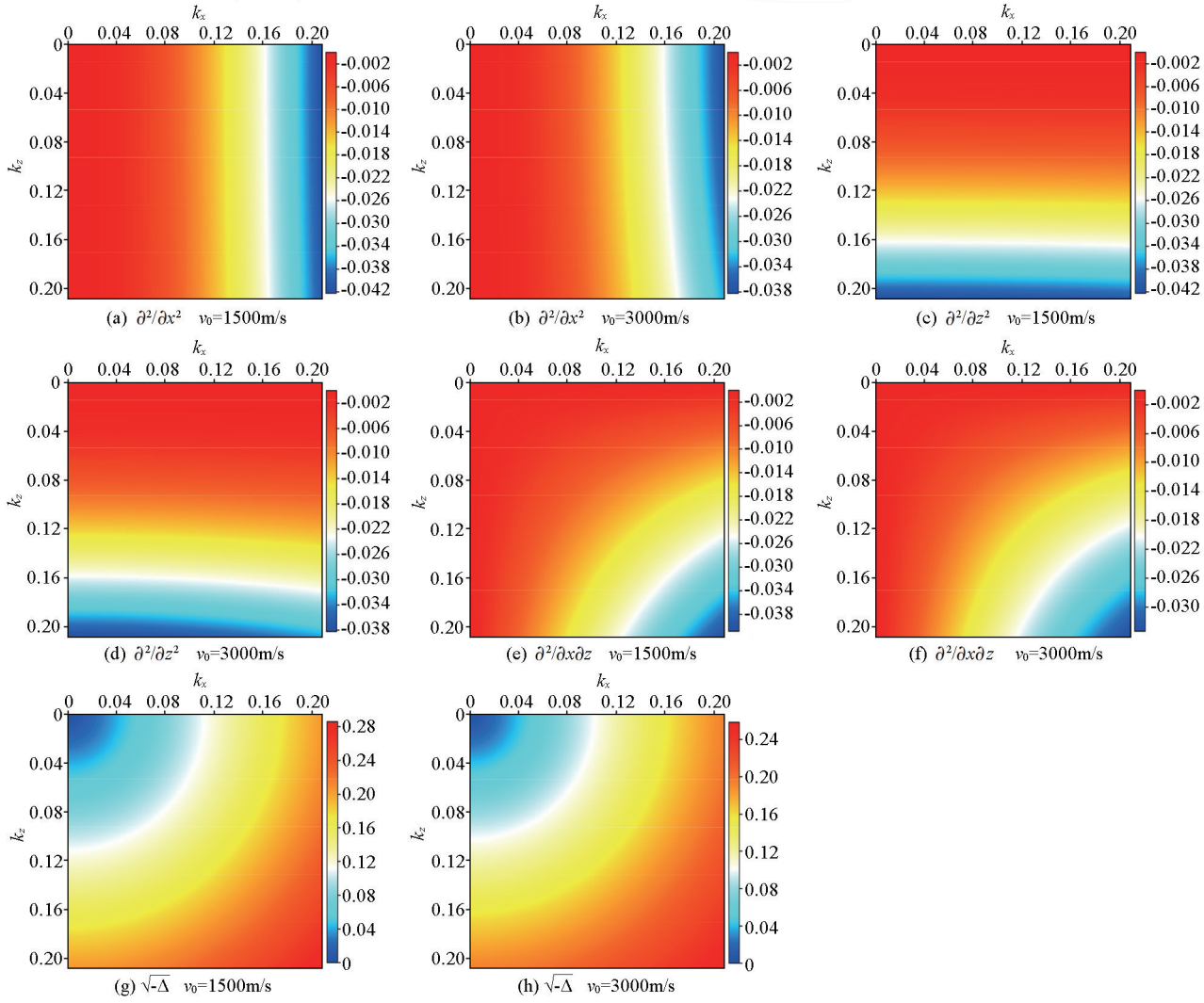
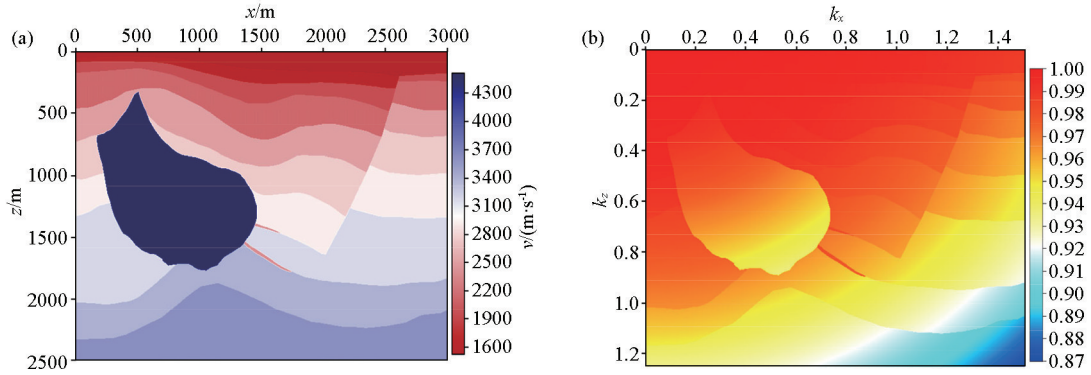


图 2 基于归一化伪拉普拉斯(NPL)算子的空间二阶导数

Fig. 2 A second derivative of space based on normalized pseudo-Laplace(NPL) operators

超星·期刊



a—Hess 复杂介质模型;b—Hess 模型的 NPL

a—Hess complex media model;b—NPL for the Hess model

图 3　复杂介质模型下的归一化伪拉普拉斯(NPL)算子

Fig. 3　Normalized pseudo-Laplace (NPL) operator under complex media model

3　模型试算

3.1　均匀模型

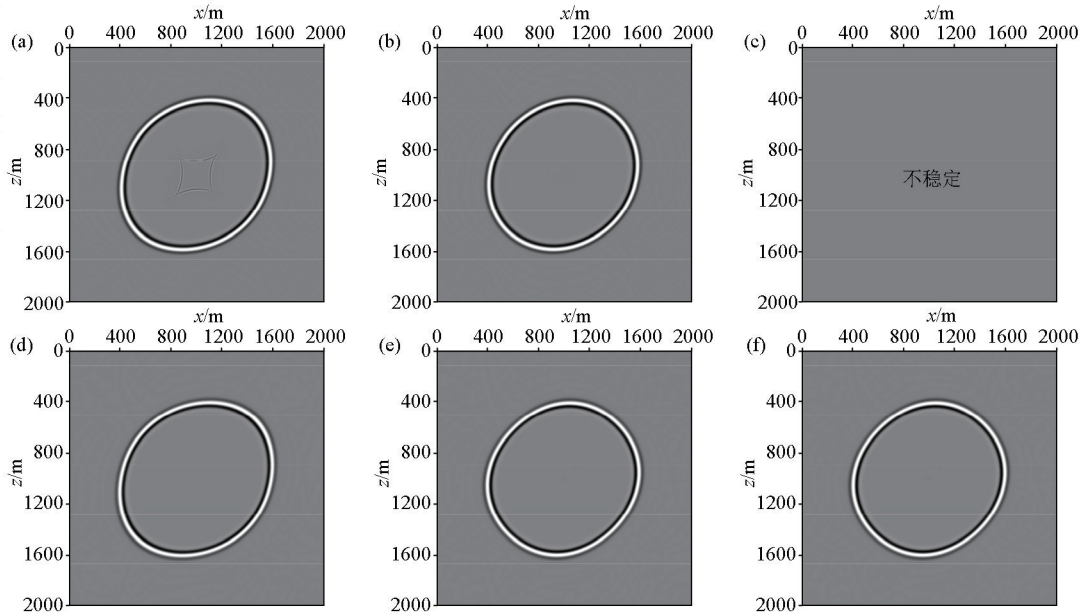
为了验证本文构建的二维 TTI 介质纯 qP 波方程不受模型参数的限制,且无伪横波干扰,设计了尺寸为 2 000 m×2 000 m 的均匀介质模型。其空间网格大小为 5 m×5 m,时间步长为 1 ms,总时间采样点数为 1 000,记录长度为 1 s;纵波震源位于模型中心,采用主频为 25 Hz 的 Ricker 子波震源;边界条件为海绵边界条件;接收排列范围是 0~2 000 m,排列深度为 750 m,道间距为 10 m,共 201 道接收。其均匀介质弹性参数见表 1。

表 1　均匀介质模型参数

Table 1　Homogeneous media model parameters

介质类型	v_0/(m·s^{-1})	ρ/(g·cm^{-3})	ε	δ	θ
Ⅰ	1700	2.5	0.20	0.10	0°
Ⅱ	1700	2.5	0.20	0.10	90°
Ⅲ	1700	2.5	0.20	0.10	45°
Ⅳ	1700	2.5	0.15	0.15	45°
Ⅴ	1700	2.5	0.10	0.20	45°

图 4 上部为声学 TTI 介质常规拟声波方程分别在介质类型Ⅲ(图 4a)、Ⅳ(图 4b)、Ⅴ(图 4c)时 400 ms 时刻波场快照,图 4 下部为声学 TTI 介质纯 qP 波方程分别在介质类型Ⅲ(图 4d)、Ⅳ(图 4e)、Ⅴ(图 4f)时 400 ms 时刻波场快照。从图中可见常规



a、d—对应介质类型Ⅲ; b、e—对应介质类型Ⅳ; c、f—对应介质类型Ⅴ

a,d—corresponding media type III;b,e—corresponding media type IV;c,f—corresponding media type V

图 4　均匀声学 TTI 介质拟声波方程(上)和纯 qP 波方程(下)400 ms 时刻波场快照

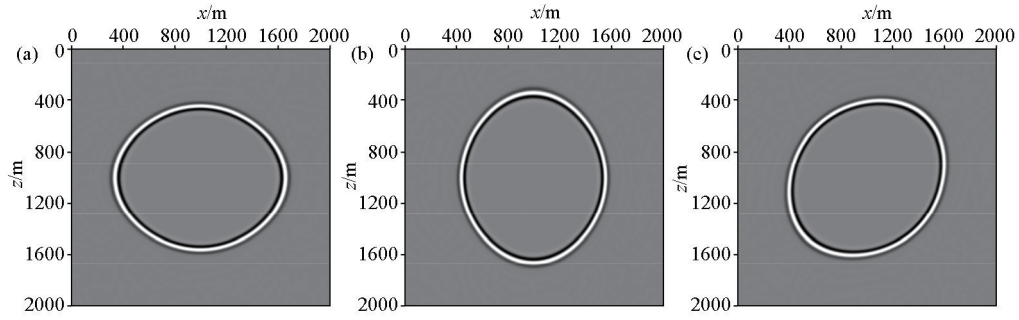
Fig. 4　Snapshot of the 400 ms moment wave field for uniform acoustic TTI medium pseudoacoustic wave equation (top) and pure qP wave equation (bottom)

超星·期刊

拟声波方程(即直接将横波速度设为0)在 $\varepsilon>\delta$ 时虽能稳定传播,但会出现菱形假象,严重干扰了有效波;在 $\varepsilon<\delta$ 时会出现不稳定现象;只有在 $\varepsilon=\delta$ 时才能稳定传播且无假象,这样就极大地限制了其应用。而本文构建纯 qP 波方程(图4下部),无论是 $\varepsilon<\delta$、$\varepsilon>\delta$ 还是 $\varepsilon=\delta$ 时,都能稳定地传播且不受横波干扰,表明本文方法突破了该限制,具有更强适用性。

图5为纯 qP 波方程分别在介质类型Ⅰ、Ⅱ、Ⅲ时400 ms 时刻波场快照。对比 VTI(图5a)、HTI(图5b)和 TTI(图5c)3种介质结果发现,通过引入坐标旋转,使得 TTI 介质具有更强适用性,更能反映实际地下真实介质的情况。

为了说明伪解析法的计算精度,设计了大小为2 000 m×2 000 m 的均匀介质 TTI 模型,空间网格间距为5 m×5 m,时间步长1 ms,采用60 Hz 主频的 Ricker 子波,采用海绵边界条件,纵波震源位于模型中心,模型参数为纵波波速为1 700 m/s,$\varepsilon=0.25$,$\delta=0.1$,$\theta=45°$,由于60 Hz 主频的 Ricker 子波最大频率约为150 Hz,最大纵波速度为1 700 m/s,空间网格间距为5 m,因此一个波长内的采样点数约为1700/150/5=2.2个,基本达到了 Nyquist 采样定理极限精度的要求。



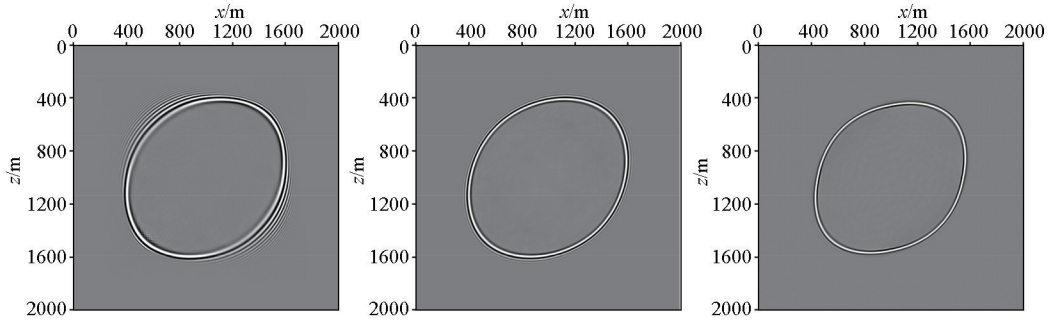
a—介质类型Ⅰ; b—介质类型Ⅱ; c—介质类型Ⅲ

a—media type Ⅰ; b—media type Ⅱ; c—media type Ⅲ

图5 纯 qP 波方程在均匀各向异性介质中 400 ms 时刻波场快照

Fig. 5 Pure qP wave equation snapshot of the wave field at 400 ms in a homogeneous anisotropic medium

图6为使用不同方法得到的350 ms 时刻纯 qP 波波场快照,其中6a 为有限差分方法、6b 为伪谱法和6c 为伪解析法。对比这3种方法可以看到,有限差分方法出现明显的频散现象,这是有限差分在时间和空间方向的误差造成的;而伪谱法虽然在空间方向上能够得到 Nyquist 谱精度,但由于时间方向上的二阶近似误差,使得其仍出现了较为明显的频散;而图6c 采用伪解析方法在计算空间导数的同时,对时间二阶近似误差进行了补偿,使得其能够在时间和空间上同时达到 Nyquist 谱精度,说明了相比于有限差分方法和伪谱法,伪解析方法具有更高的计算精度。



a—有限差分法(FDM); b—伪谱法(PSM); c—伪解析法(PAM)

a—finite difference method(FDM); b—pseudo spectral method(PSM); c—pseudo analytical method(PAM)

图6 均匀 TTI 介质纯 qP 波 350 ms 时刻波场快照

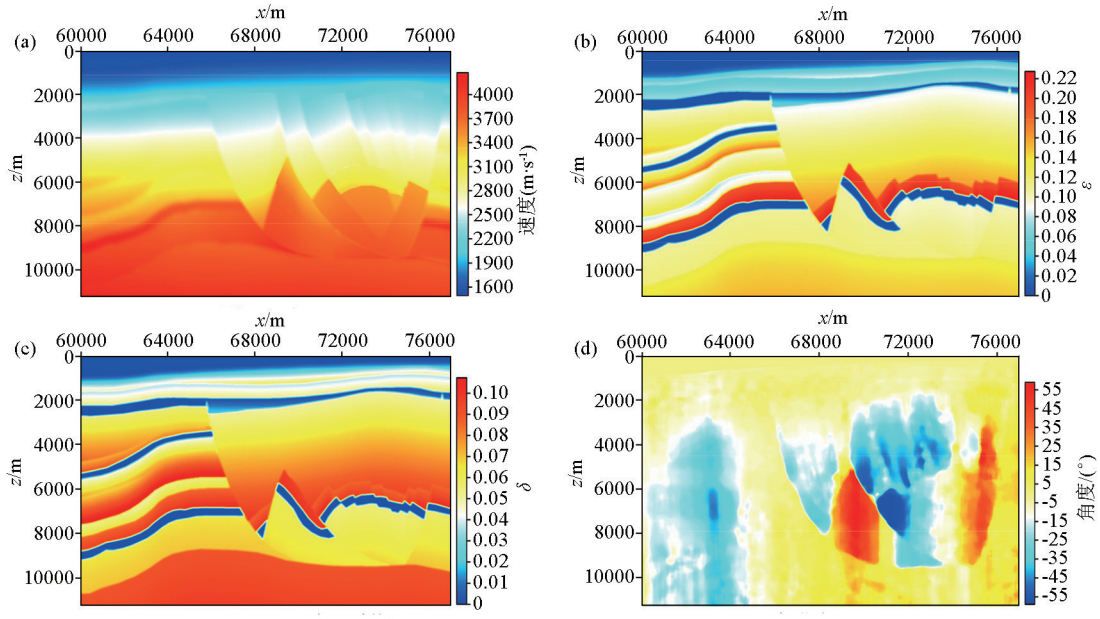
Fig. 6 Snapshot of the 350 ms time wave of pure qP wave in uniform TTI medium

3.2 复杂 BP 模型

为检验所提方法对倾角剧变复杂介质的稳定性,截取一段倾角变化范围是-55°~55°的二维 BP2007 声学 TTI 介质模型进行测试。该模型规模为17 km×11.25 km,空间网格单元为6.25 m×6.25 m,时间步长为5 ms,总时间采样点为1 600,记录长度为8 s,纵波震源位于(68.5 km,0),采用主频为20 Hz 的 Ricker 子波震源,采用海绵边界条件,接收排列范围是0~17 km,排列深度为0,接收点间距为25 m,共681道接收,模型参数见图7。

超星·期刊

图 8 为采用二维 BP2007 模型得到的 TTI 介质纯 qP 波 4 s 时刻波场快照及其地震记录。从波场快照(图 8a)可见,地震波场能稳定地传播,说明所提方法能适应倾角剧烈变化的情形,具有较高稳定性;同时,在地震记录(图 8b)中,地震记录和波场快照信噪比高,无频散,波场反射信息清楚且丰富,绕射波明显,反映出伪解析法能够通过补偿时间步长上的误差有效地提高计算精度,压制频散。



a—纵波速度 v_0;b—纵波各向异性参数 ε;c—变异系数 δ;d—极化角 θ

a—P-wave velocity v_0;b—P-wave anisotropy parameters ε;c—variation coefficient δ;d—polarization angle θ

图 7　二维 BP2007 声学 TTI 介质模型参数

Fig. 7　Two-dimensional BP2007 acoustic TTI media model parameters

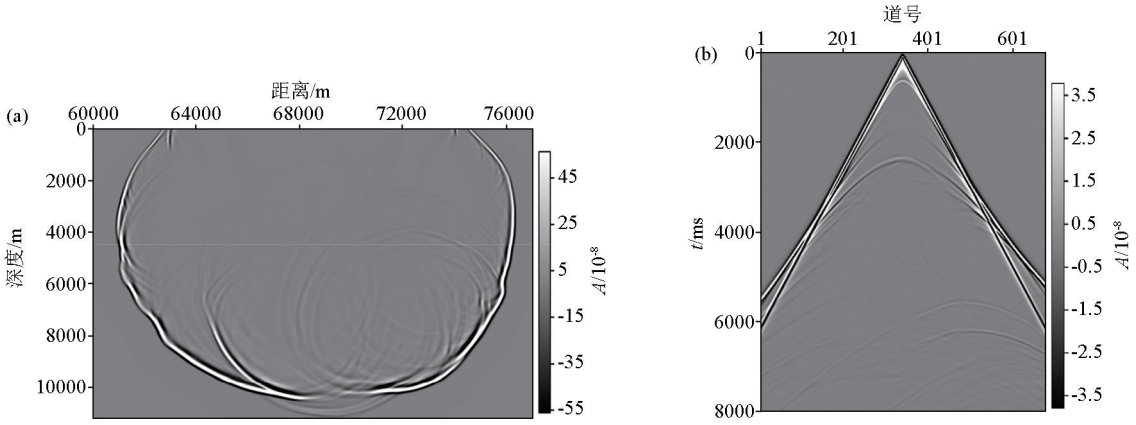


图 8　二维 BP2007 声学 TTI 介质 4 s 时刻波场快照(a)及地震记录(b)

Fig. 8　Two-dimensional BP2007 acoustic TTI medium 4 s time wave field snapshot(a) and seismic record(b)

4　结论

本文在前人的研究基础上,将 qP 波拟微分方程变换到空间—波数域,并通过坐标变换,推导了时间域 TTI 介质二阶纯 qP 波波动方程,引入伪解析算法,实现了基于伪解析法的 TTI 介质纯 qP 波地震波场正演模拟。通过多种模型的测试,得出以下认识和结论:

1)克服了拟声波方程的局限性,消除了伪横波干扰,不受模型参数限制且地震波场能稳定传播,具有较为广泛的应用前景;

2)与其他方法相比(有限差分法及伪谱法),伪解析法能有效提高数值模拟精度;

3)简单及复杂模型测试验证了本文方法的正确性与适用性,能够适应复杂介质,且具有更高的计算精度。

参考文献(References):

[1]　Chichinina T, Obolentseva I, Gik L, et al. Attenuation anisotropy in

超星·期刊

the linear-slip model: Interpretation of physical modeling data[J]. Geophysics, 2009, 74(5): WB165-WB176.

[2] 丁亮,刘洋. 逆时偏移成像技术研究进展[J]. 地球物理学进展,2011,26(3):1085-1100.
Ding L, Liu Y. Progress in reverse time migration imaging[J]. Progress in Geophysics, 2011, 26(3): 1085-1100.

[3] Alkhalifah T. An acoustic wave equation for anisotropic media[J]. Geophysics, 2000, 65(4): 1239-1250.

[4] Alkhalifah T. Acoustic approximations for processing in transversely isotropic media[J]. Geophysics, 1998, 63(2): 623-631.

[5] Du X, Bancroft J C, Lines L R. Reverse-time migration for tilted TI media[C]//SEG Technical Program Expanded Abstracts 2005, Society of Exploration Geophysicists, 2005: 1930-1933.

[6] Zhou H B, Zhang G Q, Bloor R. An anisotropic acoustic wave equation for modeling and migration in 2D TTI media[C]//SEG Technical Program Expanded Abstracts 2006, Society of Exploration Geophysicists, 2006: 194-198.

[7] Duveneck E, Milcik P, Bakker P M, et al. Acoustic VTI wave equations and their application for anisotropic reverse-time migration [C]//SEG Technical Program Expanded Abstracts 2008, Society of Exploration Geophysicists, 2008: 2186-2190.

[8] 程玖兵,陈茂根,王腾飞,等. 各向异性介质 qP 波传播描述Ⅱ:分离纯模式标量波[J]. 地球物理学报,2014,57(10):3389-3401.
Cheng J B, Chen M G, Wang T F, et al. Description of qP-wave propagation in anisotropic media, Part II: Separation of pure-mode scalar waves[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2014, 57(10): 3389-3401.

[9] 程玖兵,康玮,王腾飞. 各向异性介质 qP 波传播描述Ⅰ:伪纯模式波动方程[J]. 地球物理学报,2013,56(10):3474-3486.
Cheng J B, Kang W, Wang T F. Description of qP-wave propagation in anisotropic media, Part Ⅰ: Pseudo-pure-mode wave equations [J]. Chinese Journal of Geophysics, 2013, 56(10): 3474-3486.

[10] Duveneck E, Bakker P M. Stable P-wave modeling for reverse-time migration in tilted TI media[J]. Geophysics, 2011, 76(2): S65-S75.

[11] Grechka V, Zhang L B, Rector J W III. Shear waves in acoustic anisotropic media[J]. Geophysics, 2004, 69(2): 576-582.

[12] 郭成锋,杜启振,张明强,等. 改进的 TTI 介质纯 P 波方程正演模拟与逆时偏移[J]. 地球物理学报,2017,60(1):258-270.
Guo C F, Du Q Z, Zhang M Q, et al. Numerical simulation and reverse time migration using an improved pure P-wave equation in tilted transversely isotropic media[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2017, 60(1): 258-270.

[13] Zhang Y, Zhang H Z, Zhang G Q. A stable TTI reverse time migration and its implementation[J]. Geophysics, 2011, 76(3): WA3-WA11.

[14] Zhan G, Pestana R C, Stoffa P L. Decoupled equations for reverse time migration in tilted transversely isotropic media[J]. Geophysics, 2012, 77(2): T37-T45.

[15] Xu S, Tang B, Mu J, et al. Quasi-P wave propagation with an elliptic differential operator[C]// New Orleans: SEG Technical Program Expanded Abstracts 2015, Society of Exploration Geophysicists, 2015: 4380-4384.

[16] 胡书华,王宇超,刘文卿,等. 复杂 TTI 介质稳定的纯 qP 波波场模拟方法[J]. 石油地球物理勘探,2018,53(2):280-287,221.
Hu S H, Wang Y C, Liu W Q, et al. Pure quasi-P wave stable simulation in complex TTI media[J]. Oil Geophysical Prospecting, 2018, 53(2): 280-287, 221.

[17] 张庆朝,朱国维,周俊杰,等. TTI 介质 qP 波伪谱法正演模拟[J]. 石油地球物理勘探,2019,54(2):302-311,236.
Zhang Q C, Zhu G W, Zhou J J, et al. qP-wave numerical simulation in TTI media with pseudo-spectral method[J]. Oil Geophysical Prospecting, 2019, 54(2): 302-311, 236.

[18] 顾汉明,张奎涛,刘春成,等. 基于 Low-rank 一步法波场延拓的黏声各向异性介质纯 qP 波正演模拟[J]. 石油地球物理勘探,2020,55(4):733-746,699-700.
Gu H M, Zhang K T, Liu C C, et al. Low-rank one-step wave extrapolation for pure qP-wave forward modeling in viscoacoustic anisotropic media[J]. Oil Geophysical Prospecting, 2020, 55(4): 733-746, 699-700.

[19] Kreiss H O, Oliger J. Comparison of accurate methods for the integration of hyperbolic equations[J]. Tellus, 1972, 24(3): 199-215.

[20] Etgen J T, Brandsberg-Dahl S. The pseudo-analytical method: Application of pseudo-Laplacians to acoustic and acoustic anisotropic wave propagation[C]//SEG Technical Program Expanded Abstracts 2009, Society of Exploration Geophysicists, 2009: 2552-2556.

[21] Chu C L, Stoffa P L. Acoustic anisotropic wave modeling using normalized pseudo-laplacian[C]//SEG Technical Program Expanded Abstracts 2010, Society of Exploration Geophysicists, 2010: 2972-2976.

[22] 张衡,刘洪,丁仁伟,等. TTI 介质伪解析解耦波动方程[J]. 地球物理学进展,2016,31(4):1752-1761.
Zhang H, Liu H, Ding R W, et al. Pseudo-analytical decoupled wave equation for TTI media[J]. Progress in Geophysics, 2016, 31(4): 1752-1761.

[23] Xu S, Zhou H B. Accurate simulations of pure quasi-P-waves in complex anisotropic media[J]. Geophysics, 2014, 79(6): T341-T348.

[24] Xu W C, Li Z C, Deng W Z, et al. Anisotropic viscoacoustic wave RTM based on second-order quasi-differential equation[C]// New Orleans: SEG Technical Program Expanded Abstracts 2015, Society of Exploration Geophysicists, 2015: 4013-4017.

超星·期刊

Forward modeling of the seismic wave field of pure qP waves in TTI media based on the pseudo-analytical method

ZHANG Kui-Tao[1], LIAO Jia-Rong[1], GU Han-Ming[2], SUN Ying-Ying[1], CHEN Yi-Yang[1], WANG Kai[1]

(1. *Jiangxi Provincial Transportation Design and Research Institute Co., Ltd., Nanchang* 330052, *China*; 2. *School of Geophysics and Geomatics, China University of Geosciences (Wuhan), Wuhan* 430074, *China*)

Abstract: Forward modeling and reverse-time migration imaging techniques for pure quasi-P (qP) waves in anisotropic media have aroused extensive concern in recent years. However, conventional quasi-acoustic equations are subjected to the interference from quasi-shear waves, the limitation of model parameters ($\varepsilon \geqslant \delta$), propagation instability, and low calculation accuracy, thus significantly restricting their application. Hence, this study shifted the quasi-differential equation of qP waves to the space-wavenumber domain and derived the second-order pure qP wave equation of TTI media in the time domain through coordinate transformation. To improve the calculation accuracy, this study conducted the forward modeling of the seismic wave field of pure qP waves in TTI media based on the pseudo-analytical method (PAM). The numerical simulation results show that: (1) The method proposed in this study was free from the limitations of quasi-acoustic equations, the interference from quasi-shear waves, and model parameters, enabling stable propagation of the seismic wave field; (2) Compared to other methods, the PAM can effectively improve the numerical simulation accuracy; (3) The testing of simple and complex models verified the correctness and applicability of the proposed method.

Key words: pseudo-analytical method; TTI media; pure qP waves; seismic wave field; forward modeling

(本文编辑:叶佩)