doi: 10.11720/wtyht.2026.1389
郜普涛, 王栋, 任宏沁, 等. 一种基于 VTI 介质的高效解耦粘声 *Q* 补偿逆时偏移方法[J]. 物探与化探, 2026, 50(5): 933-945. https://doi.org/10.11720/wtyht.2026.1389
Gao P T, Wang D, Ren H Q, et al. An efficient *Q*-compensated reverse time migration method using a decoupled pure viscoacoustic anisotropic wave equation based on vertical transverse isotropic media[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2026, 50(5): 933-945. https://doi.org/10.11720/wtyht.2026.1389

一种基于 VTI 介质的高效解耦粘声 *Q* 补偿逆时偏移方法

郜普涛[1], 王栋[2], 任宏沁[3], 田鹏高[4], 潘家智[3], 黄建平[4]
(1. 枣庄矿业集团 高庄煤业有限公司, 山东 济宁 277605; 2. 济宁市煤矿安全生产监控中心, 山东 济宁 277605; 3. 中石化石油工程地球物理有限公司 胜利分公司, 山东 东营 257029; 4. 中国石油大学(华东) 地球科学与技术学院, 山东 青岛 266580)

摘 要: 煤田工区普遍具有表层强衰减、采空区与煤层强吸收衰减及显著各向异性等地质特征, 导致地震波在传播过程中出现明显的振幅衰减与相位畸变。若在地震偏移成像中忽略介质粘滞性与各向异性效应, 将造成振幅能量削弱、同相轴畸变及反射界面错位, 显著降低煤层及采空区的成像精度。为此, 本文从广义标准线性体(GSLS)模型出发, 结合声学近似下的各向异性频散关系, 推导出一种具显式 *Q* 表达的解耦纯粘声各向异性方程。该方程能够准确刻画地震波在粘滞各向异性煤岩体中的传播特征, 并有效实现了振幅衰减项与相位频散项的解耦。与耦合型拟粘声各向异性方程相比, 本文推导的解耦纯粘声方程波场中无伪横波干扰, 且不受各向异性参数约束; 与传统常 *Q* 模型相比, 其在保证模拟精度的同时显著提高了计算效率。在此方程基础上, 针对煤田地震勘探中衰减和各向异性特征较强的工区, 发展了 *Q* 补偿各向异性校正偏移成像技术, 从而精确恢复煤岩介质工区成像结果的能量损失和反射界面错位。数值实验表明, 基于该方程的 *Q* 补偿各向异性校正逆时偏移方法在煤层结构与采空区成像中表现出优越的分辨率与算法稳定性, 验证了其在煤田复杂地质条件下的适用性与有效性。

关键词: 煤田地震勘探; 广义标准线性体 (GSLS); 纯 qP 波方程; 粘声各向异性; *Q* 补偿逆时偏移; 采空区
中图分类号: P631.4; P31 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-8918(2026)05-0933-13

0 引言

煤炭资源安全、高效开发对煤田地震勘探的成像精度提出了更高要求。受表层强吸收衰减以及煤层、采空区介质松散, 裂隙和孔隙发育等因素影响, 地震波传播过程中常出现明显的能量衰减、高频损失和相位畸变[1-7]; 同时, 定向裂缝、层理等引起的各向异性进一步增加了波场传播与成像的复杂性[8]。因此, 准确描述煤田复杂介质中的粘滞性与各向异性, 并在偏移成像中补偿其引起的振幅衰减和相位频散, 是提高煤层及采空区成像分辨率的关键[9-11]。

地球介质的粘滞性通常用品质因子 *Q* 来表征[12]。现有衰减模型主要包括基于力学元件组合的近似常 *Q* 模型和基于数学表达式的常 *Q* 模型。前者以广义 Maxwell、广义 Kelvin-Voigt 和广义标准线性固体(GSLS)模型为代表[13-15], 通过优化弛豫时间参数, 可在地震频带内近似描述吸收衰减与速度频散; 围绕弛豫时间选取、振幅衰减与相位频散解耦以及 *Q* 补偿成像, 相关研究进一步发展了单个或多个标准线性固体模型及其有限差分求解方法[16-22]。后者参数较少, 能够较准确地表征常 *Q* 衰减[23], 并形成了多种基于时间分数阶或分数阶拉普拉斯算子的解耦粘声波动方程与 *Q* 补偿方法[24-29], 但这类方程通常需要多次快速傅里叶变换, 计算成本较高, 不利于大规模

收稿日期: 2025-10-27; **修回日期:** 2026-07-15
基金项目: 枣庄矿业集团高庄煤业有限公司项目"滕县煤田采空区下组煤高精度三维地震勘探技术研究与应用"(BG8024KJ0006)
第一作者: 郜普涛(1982-), 男, 山东菏泽人, 高级工程师, 从事地质勘探工作。Email: china0087@126.com

工业应用。

在各向异性方面，Thomsen 参数被广泛用于描述 VTI 介质中地震波速度的方向依赖性[30]。基于声学近似建立的耦合拟声波方程及其降阶形式构成了常用的各向异性波场模拟框架[31-33]，但其波场中存在伪横波干扰，且在 $\varepsilon<\delta$ 时可能出现数值不稳定。为此，研究者从精确相速度关系出发，通过级数展开、优化逼近和拟微分算子分解等方法构建了纯 qP 波方程[34-37]，有效改善了波场纯净度和数值稳定性。

当定向裂缝中充填流体时，介质通常同时表现出衰减与各向异性[38-39]。为描述二者的耦合作用，已有研究建立了多种粘弹或粘声 VTI 波动方程。基于常 Q 模型和分数阶拉普拉斯算子的相关方法可模拟粘声各向异性波场，并逐步提高纯 qP 波模拟精度[40-44]，但仍受傅里叶变换计算量大的限制。基于 GSLS 模型的时空域方程可采用有限差分高效求解[45-46]，但振幅衰减与相位频散通常相互耦合，并可能伴随伪横波和稳定性问题。基于单个标准线性固体模型建立的解耦纯粘声各向异性方程虽可用于 Q 补偿成像[47]，但在强衰减条件下对实际常 Q 特征的描述精度仍然有限。因此，兼顾波场模拟精度、计算效率、数值稳定性和衰减补偿能力，仍是粘声 VTI 介质成像需要解决的问题。

针对上述问题，本文结合 VTI 介质声波频散关系与多个标准线性固体单元的衰减模型，构建高精度、无伪横波且在 $\varepsilon<\delta$ 时保持稳定的纯粘声各向异性波动方程；进一步通过数学近似解耦振幅衰减与相位频散，并通过反转振幅衰减项符号建立稳定的 Q 补偿逆时偏移方法。煤田采空区和煤层构造模型试验用于验证该方法对振幅衰减和相位畸变的校正能力及其高分辨成像效果。

1 方法原理

1.1 基于 GSLS 粘声 VTI 介质纯 qP 波方程

为了提高各向异性声波方程计算效率，首先给出基于有限差分求解形式的 VTI 介质纯 qP 波方程[31, 37]：

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}=\frac{v_{\mathrm{P}}^2}{2}\left[(1+2\varepsilon)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right](1+S_n), \tag{1}$$

$$S_n=\sqrt{1-\frac{-8(\varepsilon-\delta)\left(\dfrac{\partial p}{\partial x}\right)^2\left(\dfrac{\partial p}{\partial z}\right)^2}{\left[\left(\dfrac{\partial p}{\partial z}\right)^2+(1+2\varepsilon)\left(\dfrac{\partial p}{\partial x}\right)^2\right]^2}}。 \tag{2}$$

式中：p 为波场；S_n 为各向异性标量微分算子；v_{P} 为纵波速度；ε、δ 为表征速度各向异性的参数。

式(1)能有效使用有限差分法进行数值求解，可将 S_n 中水平方向和垂直方向的空间波数近似成波场沿水平和垂直方向的方向导数。与传统各向异性拟声波方程相比，式(1)模拟的波场不产生伪横波干扰，且不受各向异性参数的限制。

在衰减介质中，由 GSLS 衰减模型表示的衰减效应是通过模型的弛豫时间来表示，而并非直观地显示在粘声波方程中。在使用该类粘声波方程进行地震反演时，Q 参数场的梯度求取殊为不便。为了使得 Q 值显式表达在粘声波动方程中，有学者提出了一种新型的衰减模型，其松弛函数表达可以写为[48]：

$$M(t)=M_0\left(1+\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}D_l\mathrm{e}^{-t/\tau_l}\right)(t), \tag{3}$$

式中：$M(t)$为松弛函数表达式；$M_0=\rho v_{\mathrm{p0}}^2$，为松弛模量，其中$\rho$为密度，$v_{\mathrm{p}}$为纵波速度；$l$ 代表所使用的 SLS 模型的数量；D_l为第 l 个松弛机制的无量纲权重，表征该机制对总松弛模量及衰减强度的相对贡献，式中该机制的实际相对松弛强度为D_l/Q；τ_l为第 l 个松弛机制的弛豫时间，表征该机制由非平衡状态向平衡状态衰减的时间尺度；$H(t)$为阶跃函数。D_l、τ_l系数如表 1 所示。

表 1 D_l、τ_l 系数一览(l=3)

Table 1 D_l、τ_l Coefficient table(l=3)

参数	数值	参数	数值
D_1	1.742 785 63	τ_1	0.001 591 80
D_2	1.412 211 45	τ_2	0.014 505 05
D_3	1.721 833 57	τ_3	0.140 205 00

基于该松弛函数，有学者推导出了如下的粘声方程[48]：

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}=\frac{M_0}{\rho}\left(+\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}D_l\right)\nabla^2 p-\frac{M_0}{Q\rho}\sum_{l=1}^{L}r_l, \tag{4}$$

$$\frac{\partial r_l}{\partial t}=-\frac{1}{\tau_l}\left(r_l-D_l\nabla^2 p\right), \tag{5}$$

式中：r_l为第l个记忆变量，可用一阶偏微分方程(式(5))进行求解，并不显著增加波动方程数值求解的计算量。为获得能描述地震波在强衰减各向异性介质中传播的粘声各向异性方程，首先将式(4)和式(5)中的$\nabla^2 p$替换为式(1)中的$\frac{1}{2}\left[(1+2\varepsilon)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right]\times(1+S_n)$，即可推导出基于显式 Q 表达的新型粘声各向异性波动方程：

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}=\frac{M_0}{2\rho}\left(1+\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}D_l\right)\left[(1+2\varepsilon)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right]\cdot (1+S_n)-\frac{M_0}{Q\rho}\sum_{l=1}^{L}r_l, \tag{6}$$

$$\frac{\partial r_l}{\partial t}=-\frac{1}{\tau_l}\left\{r_l-\frac{1}{2}D_l\left[(1+2\varepsilon)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right](1+S_n)\right\}。 \tag{7}$$

由于地震品质因子 Q 显示表达在粘声各向异性波动方程(6)中, 相较于以往基于 SLS 模型推导的粘声各向异性方程中 Q 通过弛豫时间参数隐式表达, 更适合用于 Q 相关的地震反演。同时, 与基于常 Q 模型推导的分数拉普拉斯算子粘声各向异性方程相比, 其形式更为简单, 有限差分法求解计算效率更高, 更适合用于工业生产。然而, 粘声各向异性波动方程(6)振幅衰减项与相位频散项仍然耦合在多个记忆变量中, 不利于实现复杂粘声各向异性介质下的 Q 补偿逆时偏移。现在对粘声各向异性波动方程(6)振幅衰减项与相位频散项进行解耦, 首先将式(6)和式(7)变换到波数域, 通过简单的数学运算, 可得到

$$\omega^2=\frac{M_0}{\rho}\left[\left(1+\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}D_l-\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{D_l}{1+\omega^2\tau_l^2}\right)+\mathrm{i}\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{\omega D_l\tau_l}{1+\omega^2\tau_l^2}\right]\frac{\left[(1+2\varepsilon)k_x^2+k_z^2\right](1+S_k)}{2}, \tag{8}$$

式中: ω表示角频率。在式(8)等号右边, 方括号中的第一项描述了粘各向异声波的相位频散特征, 而与虚数 i 有关的第二项则描述了粘各向异声波的振幅衰减特征。考虑到式(8)转换到时间域将会是一个空间—波数混合域算子, 无法使用传统数值算法进行求解, 因此, 作如下近似:

$$\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{D_l}{1+\omega^2\tau_l^2}\approx\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{D_l}{2+1/Q}, \tag{9}$$

$$\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{\omega D_l\tau_l}{1+\omega^2\tau_l^2}\approx\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{D_l(1-1/Q)}{2+1/Q}。 \tag{10}$$

将式(9)、式(10)代入式(8)中, 并转换到时间—空间域, 最终可以得到相位频散和振幅衰减的解耦的粘声各向异性纯 qP 波方程:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}=\frac{M_0}{2\rho}\left[\left(1+\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}D_l-\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{D_l}{2+1/Q}\right)+\mathrm{i}\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{D_l(1-1/Q)}{2+1/Q}\right]\left[(1+2\varepsilon)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right](1+S_n)。 \tag{11}$$

式中等号右侧第一个方括号中的 2 项分别控制了粘各向异性声波的相位频散和振幅衰减。通过拆解方程(式(11)), 可以单独模拟粘各向异性声波的相位频散和振幅衰减特征。若只考虑相位频散影响, 则频散主导的粘各向异性声波波动方程表示为:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}=\frac{M_0}{2\rho}\left[\left(1+\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}D_l-\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{D_l}{2+1/Q}\right)\right]\cdot\left[(1+2\varepsilon)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right](1+S_n)。 \tag{12}$$

类似地, 若只考虑振幅衰减影响, 则振幅主导的粘各向异性声波波动方程可表示为:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}=\frac{M_0}{2\rho}\left[1+\mathrm{i}\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{D_l(1-1/Q)}{2+1/Q}\right]\cdot\left[(1+2\varepsilon)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right](1+S_n)。 \tag{13}$$

因此, 上述方程可以方便用来实施 Q 补偿逆时偏移以补偿粘滞各向异性介质中的衰减效应。此外, 与基于常 Q 模型推导的粘声各向异性纯 qP 波方程相比, 上述方程求解十分简便, 每个时间步仅需一个正傅里叶变换和一个反傅里叶变换, 其他偏导数均可以使用高效的有限差分进行数值求解。

1.2　Q 补偿逆时偏移

基于本文推导得到的粘声各向异性方程, 通过反转振幅衰减项符号, 并通过简单的数学运算, 可以得到衰减补偿的粘声各向异性纯 qP 波方程:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}=\frac{M_0}{2\rho}\left[\left(1+\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}D_l-\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{D_l}{2+1/Q}\right)-\mathrm{i}\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{D_l(1-1/Q)}{2+1/Q}\right]\left[(1+2\varepsilon)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right](1+S_n)。 \tag{14}$$

式(14)是自共轭方程, 因此可以直接用来实施 Q 补偿逆时偏移。

考虑到衰减补偿过程是一个信号放大的过程, 炮记录中的背景噪音同样也会得到增益, 并呈指数级能量增长, 进而导致反传波场出现不稳定。为了解决这一问题, 本文引入了一项正则化算子以稳定衰减补偿的波场, 抑制波场能量的无限制增长。因此, 本文基于正则化算子的稳定衰减补偿粘声各向异性纯 qP 波方程可以表述为:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}=\frac{M_0}{2\rho}\left[\left(1+\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}D_l-\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{D_l}{2+1/Q}\right)-\mathrm{i}\frac{1}{Q}\sum_{l=1}^{L}\frac{D_l(1-1/Q)}{2+1/Q}\right]\left[(1+2\varepsilon)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right](1+S_n)+\chi\sqrt{\frac{M_0}{2\rho}}\left[(1+2\varepsilon)\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]\frac{\partial p}{\partial t}。 \tag{15}$$

式中: χ为正则化算子, 其数值通常由经验计算得到[18]。

2　模型测试

2.1　均匀模型

为了验证本文所推导的粘声各向异性波动方程具有解耦振幅衰减和相位频散效应的特征，并且相较于传统耦合拟粘声各向异性方程具有模拟精度高、数值求解稳定性强的特点，本文设置了 3 个粘声 VTI 均匀模型，模型参数见表 2。模型大小为 3 000 m × 3 000 m，水平方向和垂直方向的网格间距均为 10 m。震源采用主频为 25 Hz 的雷克子波，子波时间步长为 1 ms。正演模拟和偏移成像测试均采用海绵吸收边界条件[49]吸收模型边界的虚假反射波，Q 值模型的选取依据李氏经验公式[50]。

表 2　粘声 VTI 介质模型参数

Table 2　Parameters of the visco-acoustic VTI medium models

模型	v_P/(m·s^{-1})	ε	δ	Q
Ⅰ	3 000	0.2	0.1	30
Ⅱ	3 000	0.3	0.1	30
Ⅲ	3 000	0.1	0.2	30

使用模型Ⅰ参数进行波场模拟。震源在模型中间激发，分别使用 VTI 声波方程(式(1))、相位频散主控项方程(式(12))、振幅衰减主控项方程(式(13))和 VTI 粘声波方程(式(11))进行正演模拟。结果如图 1 所示，图中 a 区域为 VTI 声波场，b 区域为相位频散主导的 VTI 粘声波场，c 区域为振幅衰减主导的 VTI 粘声波场，d 区域为 VTI 粘声波场。从图 1 中可以观察到，使用本文推导的解耦粘声各向异性方程可以分别模拟振幅衰减和相位频散特征。相比 VTI 波场，相位频散主导的 VTI 粘声波场表现出相同的振幅值，但是波形相位超前；振幅衰减主导的 VTI 粘声波场表现出振幅值减小，但是波形相位前后一致；而 VTI 粘声波场既表现出振幅值减小，又表现出波形相位超前。这表明本文推导的粘声各向异性方程可实现粘声各向异性波场中的振幅衰减和相位频散效应的解耦，这将有利于采用基于 Q 补偿的粘声各向异性逆时偏移方法，以同时校正各向异性效应以及衰减效应。

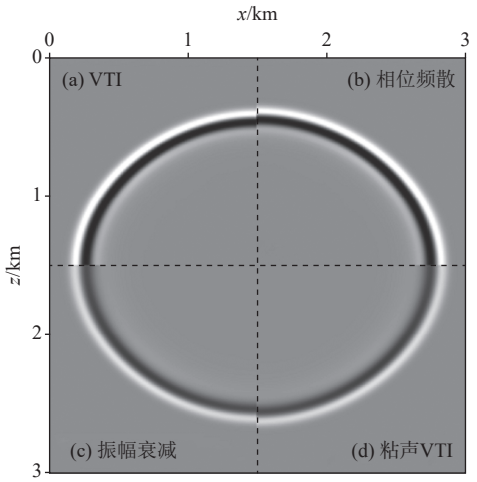


图 1　模型Ⅰ粘声 VTI 介质 0.5 s 时解耦波场快照

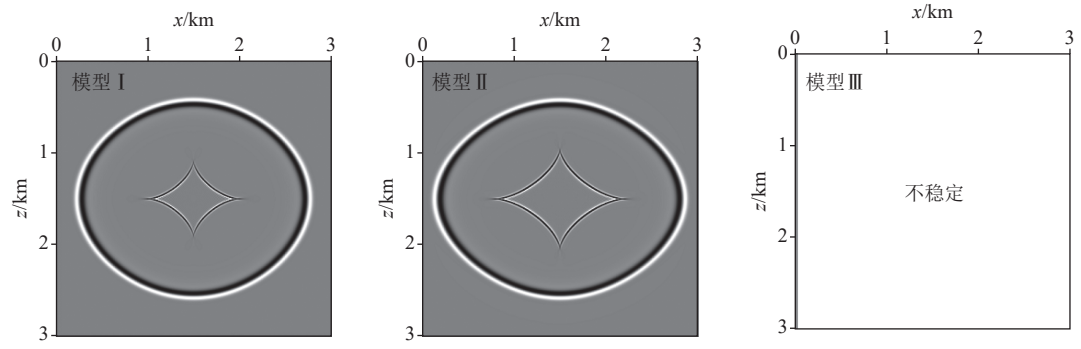
Fig. 1　Snapshots of the decoupled wavefield in a visco-acoustic VTI medium at 0.5 s of model Ⅰ

为系统验证新方程相较于传统耦合型拟粘声各向异性方程在波场模拟方面的优越性，分别选取模型Ⅰ、Ⅱ与模型Ⅲ开展正演模拟对比实验，模拟结果见图 2。通过对比可清晰看出，传统方法模拟的波场中存在明显的伪横波噪声，且在 $\varepsilon < \delta$ 的参数配置下(如模型Ⅲ)，波场出现严重数值不稳定。相比之下，本文提出的粘各向异性声纯 qP 波方程有效消除了伪横波模态，波场干净、动力学特征清晰；即便在 $\varepsilon < \delta$ 的挑战性条件下，仍保持良好的数值稳定性，准确反映了 qP 波在粘声各向异性介质中的传播规律。该测试结果表明，本文推导的粘声各向异性纯 qP 波方程在数值稳定性与波场纯净度方面均显著优于传统的耦合拟粘声各向异性方程。此外，从计算效率角度，新方程在每个时间步仅需执行一次正、反傅里叶变换，相比已有的同类粘声各向异性纯 qP 波方程，计算成本显著降低，更适用于大规模高分辨率地震波场模拟及反演成像应用。

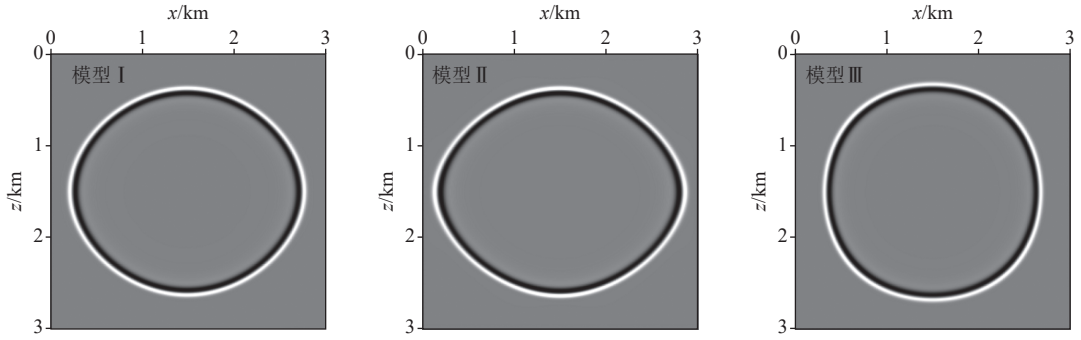
最后，为了验证本文推导的粘声各向异性纯 qP 波方程的计算精度，采用模型Ⅰ进行波场模拟，图 3 为其粘声 VTI 介质 0.5 s 时波场快照。将文献 [44] 中的常 Q 模型粘声各向异性纯 qP 波方程模拟得到的波场(图 3a)作为参考波场，计算耗时 19.5 s，由本文推导的粘声各向异性纯 qP 波方程模拟得到的波场(图 3b)计算耗时 11.2 s；以上均使用 Matlab2023a 科学计算软件计算得到。可以观察到，本文推导的解耦粘声各向异性纯 qP 波方程具有较高的波场模拟精度，并且计算效率大幅度降低，可以适应复杂介质条件下的波场模拟并且节约计算资源。

2.2　Hess VTI 模型

为系统评估本文所构建的粘声各向异性纯 qP 波模拟方法的正确性及其在偏移成像应用中的准确性，采用国际常用的 Hess VTI 模型进行数值验证。模型网格大小为 603×250，横向和纵向采样间隔均为 10 m，图 4 给出了模型对应的纵波速度场、各向异性参数 ε 场、δ 场和品质因子 Q 值参数。数值



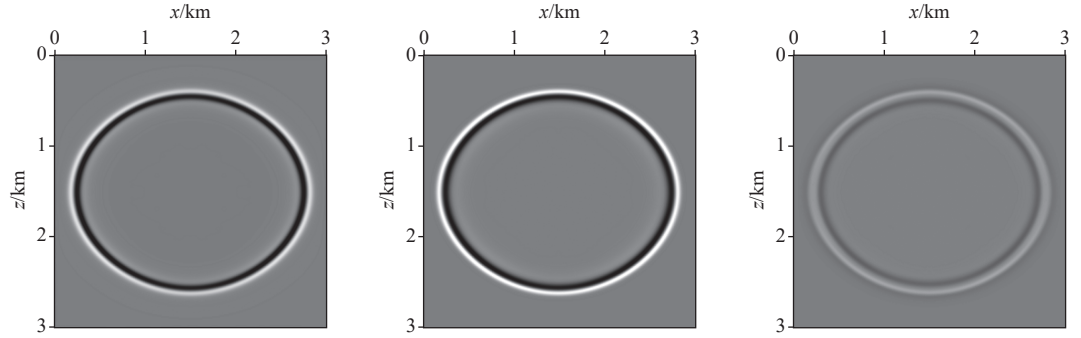
(a) 拟粘声各向异性波动方程的正演模拟结果



(b) 粘声各向异性qP波方程的正演模拟结果

图 2　不同方法的粘声 VTI 介质 0.5 s 时波场快照

Fig. 2　Wavefield snapshots in a visco-acoustic VTI medium at 0.5 s by different methods



(a) 参考波场　(b) 粘声各向异性qP波方程的波场　(c) 波场残差

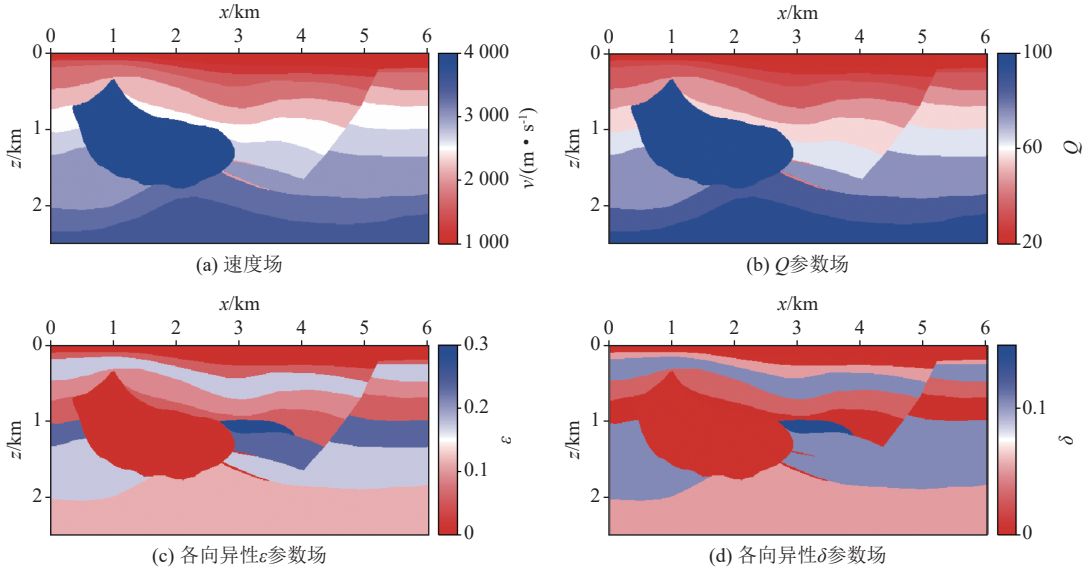
图 3　模型 Ⅰ 的波场模拟结果对比

Fig. 3　Comparison of wavefield simulation results for model Ⅰ

模拟中采用主频 20 Hz 的 Ricker 子波, 时间采样间隔设为 0.8 ms, 震源均匀布置在浅地表, 共激发震源 100 炮, 其中每一炮采用 603 个检波器接收信号, 每个检波器的间距为 10 m, 实现全接收覆盖, 以充分记录波场信息。

为分析本文推导的解耦粘声各向异性纯 qP 波方程在复杂模型中的波场传播特征, 给出了在 1.0 s 时刻下不同波动方程模拟得到的波场快照(图 5)。对比可见, 相较于纯声波波场, 各向异性声波波场具有明显的走时差异和波前差异(图中黑色箭头所示), 这一现象反映了各向异性介质中地震波传播速度的方向依赖性及其对波前扩展形态的显著影响。此外, 与各向异性声波波场相比, 本文推导的解耦粘声各向异性纯 qP 波方程模拟得到的波场具有显著的波场振幅衰减特征, 体现了地下介质粘滞性对波场能量的吸收作用。图 5 表明, 实际地下介质中普遍存在的各向异性与粘滞衰减效应, 均会显著改变地震波的传播动力学与运动学特征。因此, 在高精度地震波正演模拟过程中, 同时兼顾各向异性与粘滞性这两类物理机制, 对于准确还原波场特征、提升深度域成像精度具有重要的意义。

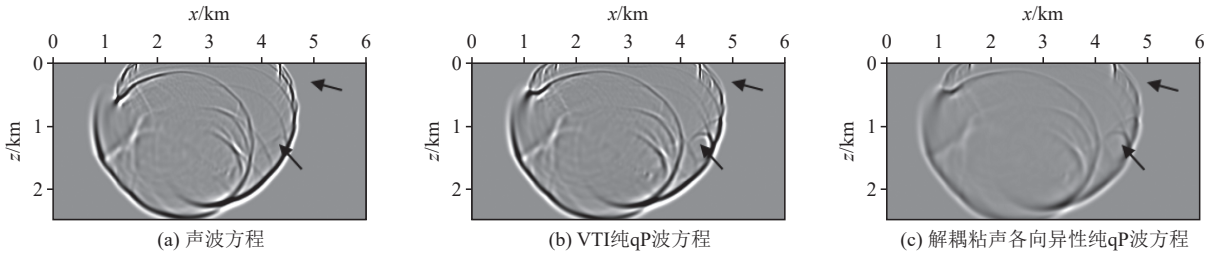
基于本文所推导的解耦粘声各向异性纯 qP 波方程(式(11))以及稳定衰减补偿粘声各向异性纯 qP 波方程(式(15)), 开展了各向异性校正与衰减补



(a) 速度场　(b) Q参数场　(c) 各向异性ε参数场　(d) 各向异性δ参数场

图 4　Hess VTI 模型

Fig. 4　Hess VTI Model



(a) 声波方程　(b) VTI纯qP波方程　(c) 解耦粘声各向异性纯qP波方程

图 5　不同方程正演模拟得到的 Hess VTI 模型 1.0 s 波场快照

Fig. 5　Wavefield snapshots of the Hess VTI model at 1.0 s obtained by forward modeling using different wave equations

偿相结合的逆时偏移成像研究。研究采用震源归一化成像条件:

$$I_{\mathrm{com}}(x)=\frac{\int_0^T S_{\mathrm{att}}(x,t)R_{\mathrm{com}}(x,t)}{\int_0^T S_{\mathrm{att}}(x,t)S_{\mathrm{att}}(x,t)},\qquad(16)$$

式中: $I_{\mathrm{com}}(x)$为模型空间位置 x 处的衰减补偿各向异性校正成像值; T 为波场传播时间; $S_{\mathrm{att}}(x,t)$为式(11)控制的衰减各向异性正传波场; $R_{\mathrm{com}}(x,t)$为式(15)控制的衰减补偿各向异性反传波场。

对 Hess VTI 模型进行偏移成像测试。图 6a 为以各向异性声波方程模拟的炮记录作为输入,并采用各向异性声波逆时偏移算法(VTI-RTM)得到的成像剖面,该结果将作为评估其他成像方法的参考基准。将粘声各向异性纯 qP 波方程正演模拟得到的炮记录分别输入到本文衰减补偿粘声各向异性逆时偏移算法(QVTI-RTM)、仅含各向异性校正的逆时偏移算法(Not compensated VTI-RTM)以及仅含衰减补偿的逆时偏移算法(QISO-RTM)中,得到相应的成像结果。在该项数值实验中,正则化算子$\chi=0.1$以保证反传波场稳定传播。分析图 6c 可见,该偏移过程未引入衰减补偿机制,导致深层地震波能量因吸收作用而未能得到有效恢复,反射同相轴振幅明显减弱,成像分辨率显著降低。而在图 6d 中,尽管实施了衰减补偿,但由于未考虑各向异性效应,地震波走时与成像位置存在偏差,导致同相轴出现扭曲和空间紊乱现象(如黑色箭头所示),构造形态失真。相比之下,本文所提出的衰减补偿粘声各向异性逆时偏移算法(图 6b)在偏移过程中同时兼顾了各向异性校正与衰减补偿效应,有效克服了上述两类物理效应带来的不利影响。该方法不仅显著恢复了深部信号的振幅能量,提高了成像分辨率,同时准确校正了因各向异性引起的波传播路径偏差,使反射界面归位准确、同相轴连续性好,最终获得了构造清晰、分辨率高的偏移成像结果。

为进一步验证本文所提出的衰减补偿粘声各向异性逆时偏移算法的准确性与优越性,分别从图 6a~d 中水平距离 2.0、3.0 km 处提取了单道记录并进行对比(图 7)。从图 7 中可以清晰观察到,即便在模型构造复杂、各向异性参数变化显著且吸收衰减效应强烈的条件下,本文方法(绿色虚线)所获得的成像

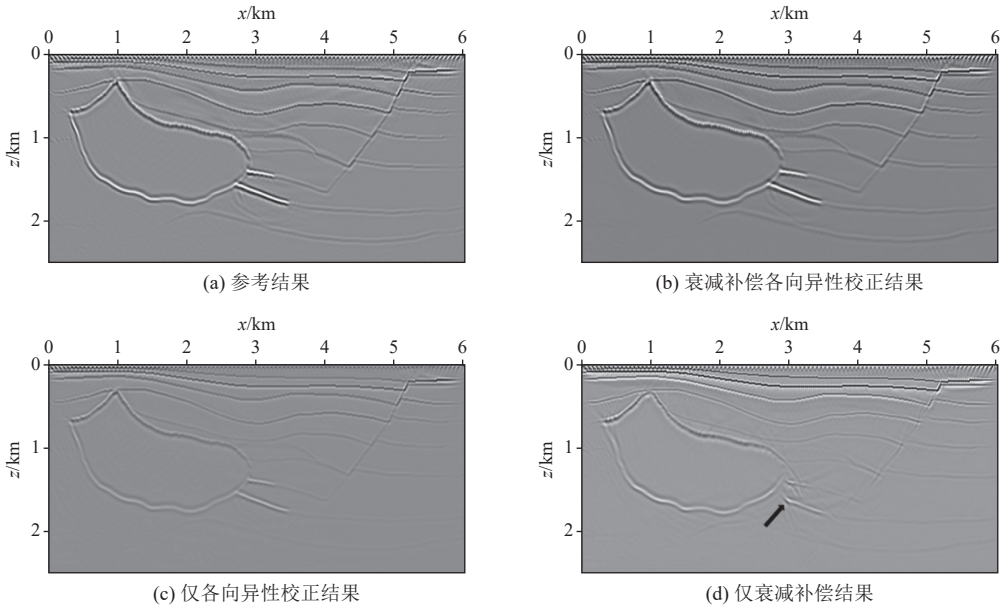


图 6　不同逆时偏移方法得到的 Hess VTI 模型成像剖面

Fig. 6　Imaging profiles of the Hess VTI model obtained using different reverse time migration methods

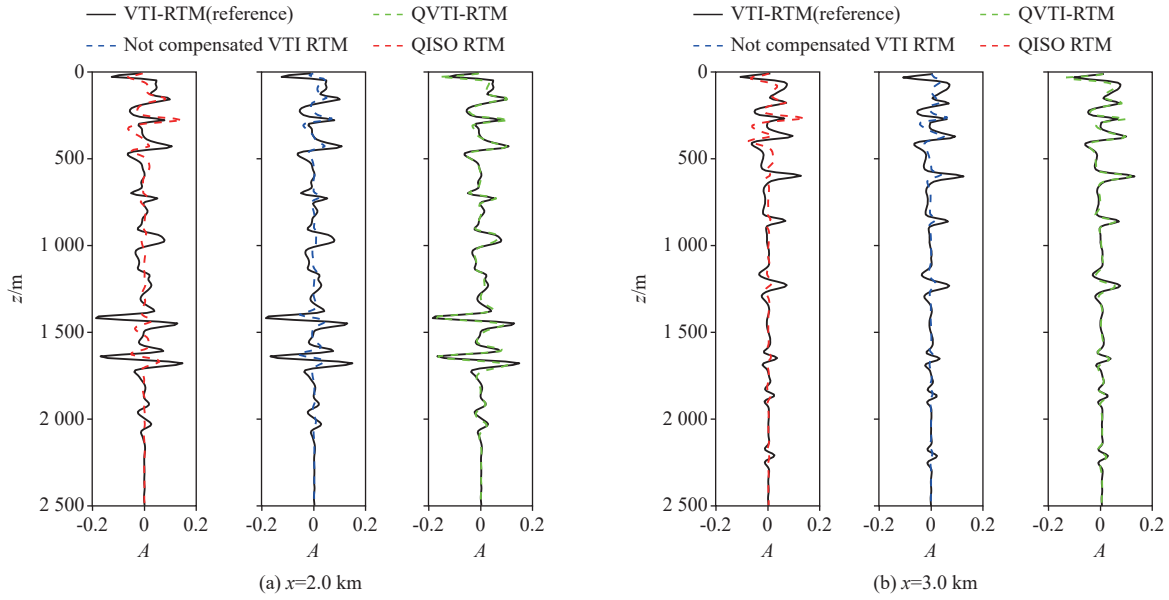


图 7　不同方法的成像结果单道对比

Fig. 7　Single-trace comparison of the imaging results of different methods

结果与参考结果(黑色实线)仍表现出良好的一致性, 其贴合程度明显优于仅进行衰减补偿(红色虚线)或仅进行各向异性校正(蓝色虚线)的成像结果。这一现象说明, 本文方法能够更有效地同时补偿介质吸收带来的振幅损失并校正各向异性引起的相位畸变, 从而在高复杂地质条件下实现高精度地震成像。

2.3　煤层采空区模型

以一个典型的地下煤层采空区模型来模拟验证本文衰减补偿粘声各向异性逆时偏移方法的有效性。该模型参考鲁西南某煤田典型勘探区块进行设计, 图 8 给出了模型参数。模型大小为 2 001 m×601 m, 网格间距为 1 m。震源采用主频为 50 Hz 的雷克子波, 子波时间步长为 0.08 ms。其中, 200 炮均匀布置在地表, 炮间隔为 10 m, 每一炮采用 2 001 个检波器接收反射数据。如图 8 所示, 在 0.4 km 位置处有一套近似平直走向的采空区, 采空区下 0.1 km 范围内分别存在 2 套煤层。为了准确地测试衰减介质中的地震波传播机理并研究不同采空程度对地震波传播的影响, 分别在速度模型中的采空区位置设置品质因子 Q=10、20、50 的衰减模型, 模拟不同采空区压实和充填类型导致的衰减效应, 其中

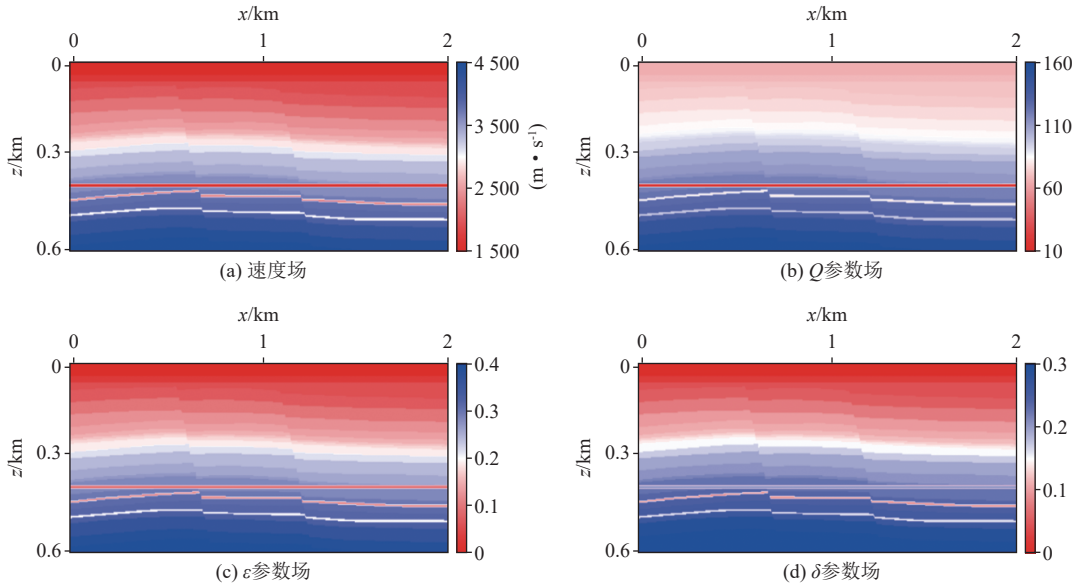


图 8　东部矿区煤层采空区模型

Fig. 8　Coal seam-goaf model in the eastern mining area

Q=10 类似极疏松的沙漠和黄土塬浅层，表征采空程度达到最大。

根据图 8 的模型参数，分别生成无衰减的各向异性炮记录和 Q=10、20、50 的粘声各向异性炮记录。对各向异性炮记录采用各向异性声波逆时偏移算法，对粘声各向异性介质炮记录分别使用不包含衰减补偿的各向异性声波逆时偏移和衰减补偿粘声各向异性逆时偏移算法，选择正则化算子$\chi = 0.15$以保证反传波场稳定传播。图 9 为成像结果。可以发现：由于地震波传播过程中能量被衰减，导致衰减介质的下部成像受到严重影响，而补偿后的剖面更加接近参考剖面，比未补偿剖面能量更高，成像更清晰，且弱衰减介质的补偿剖面明显好于强衰减介质的补偿剖面。

从图 9 中抽取的各垂直剖面如图 10 所示。可以看出，蓝色虚线与黑线相差较大，在衰减各向异性介质中忽略衰减特性使用各向异性声波方程传播会导致振幅的衰减以及相位的畸变。但通过对其进行

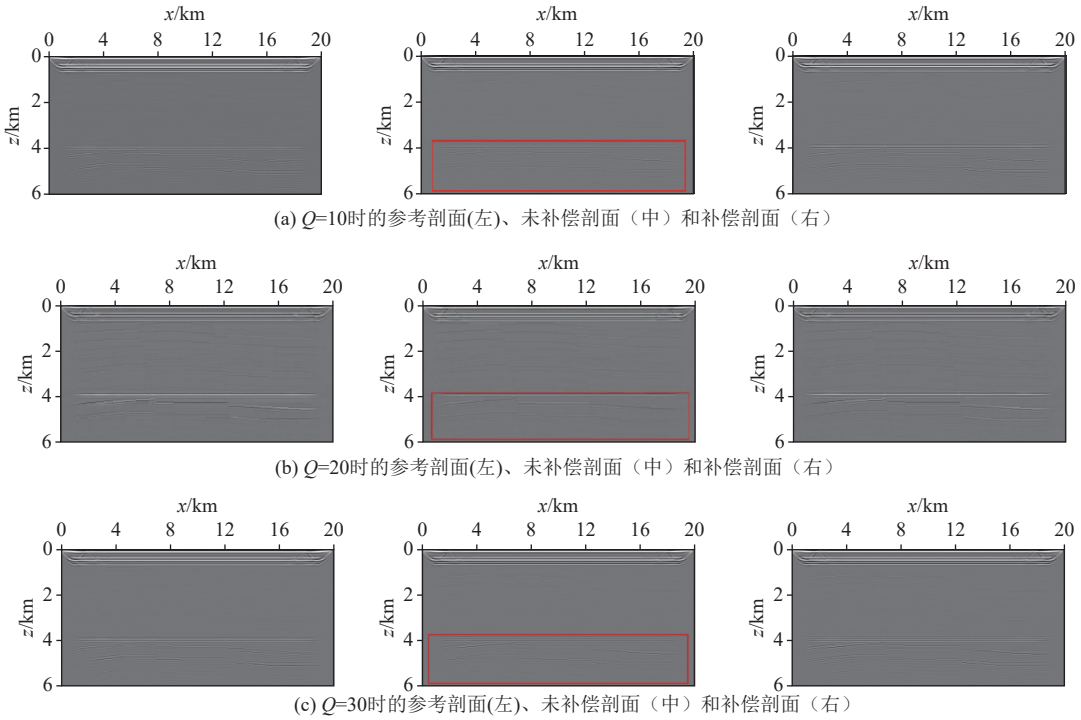
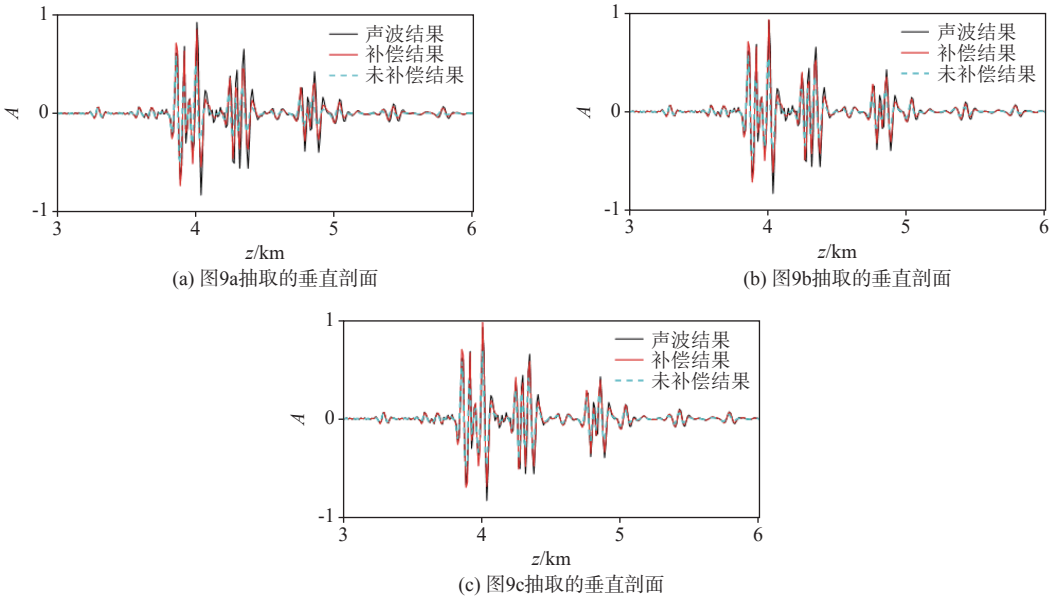


图 9　不同 Q 时的偏移结果

Fig. 9　Migration results at different Q



(a) 图9a抽取的垂直剖面　(b) 图9b抽取的垂直剖面

(c) 图9c抽取的垂直剖面

图 10　成像结果单道对比

Fig. 10　Comparison of imaging results

补偿可以有效地补偿振幅并将波形归位。在弱衰减介质中, 红线基本与黑线重合, 且较多峰值吻合, 这表明振幅的衰减基本被补偿, 相位也被校正。而在强衰减介质中, 黑线峰值大多并未与红线相吻合, 也存在一定的相移, 补偿的效果明显不如弱衰减介质。

设计如图 11 所示的三维速度模型, 分别通过求解三维各向异性声波方程和三维粘声各向异性波方程来获得各向异性和粘声各向异性地震数据。在算例中, 分别使用各向异性数据进行 3D 各向异性声波逆时偏移作为参考结果, 使用粘声各向异性声波数据进行 3D 衰减补偿粘声各向异性逆时偏移(正则化算子$\chi = 0.15$), 使用粘声各向异性声波数据进行三维各向异性声波逆时偏移。三维逆时偏移成像结果见图 12。

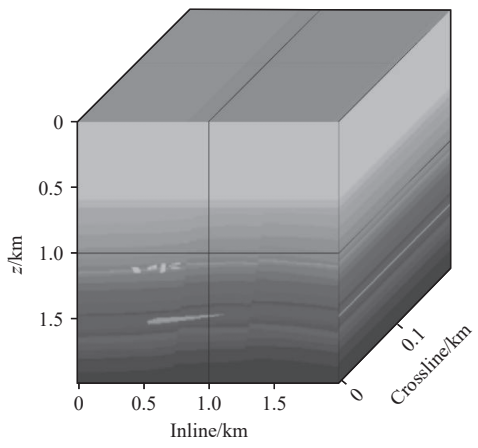


图 11　加入 Q 值的三维速度模型

Fig. 11　3D velocity model with Q factor

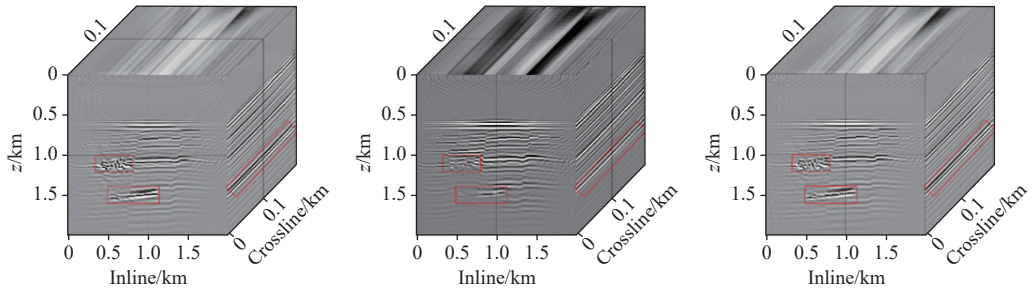
在图 12b 中, 由于缺乏衰减补偿效果, 与图 13a 相比红框位置的能量明显衰减, 分辨率降低, 且微小结构很难区分; 相反, 图 13c 补偿之后的成像效果明显变好。本文发展的粘声各向异性 Q 补偿逆时偏移算法在振幅恢复和构造归位方面均表现出优越性: 能够有效地补偿衰减导致的能量损失, 提高了深部成像信噪比与分辨率, 同时适应于各向异性介质的情况, 使断裂等复杂构造清晰、连续, 无虚假同相轴产生。该结果充分验证了本文算法在同时处理衰减与各向异性效应方面的有效性与可靠性, 适用于复杂地质条件的高精度偏移成像。

3　结论

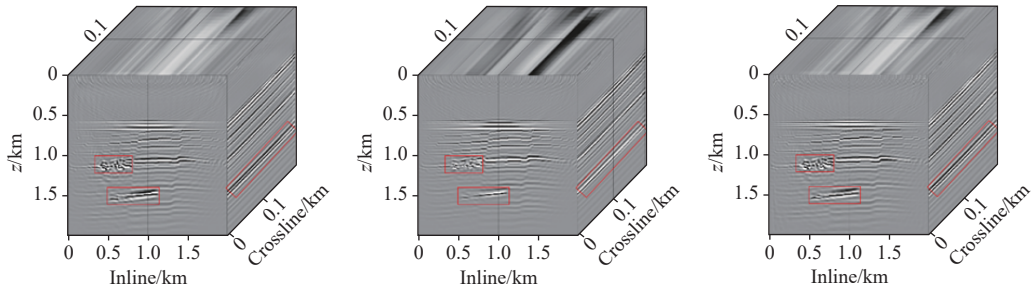
基于声学近似下的纯 qP 波频散关系与 GSLS 衰减理论, 构建了一种新型粘声各向异性纯 qP 波方程; 通过反转衰减项符号, 建立了稳定的衰减补偿型粘声各向异性纯 qP 波方程, 并在此基础上发展了可同时校正各向异性与衰减效应的 Q 补偿逆时偏移算法。通过对典型煤田采空区模型的系统数值实验, 得到以下结论:

1)本文提出的解耦粘声各向异性纯 qP 波方程能够精确模拟煤层及其上覆低 Q 地层中的波场传播特征, 波场纯净且稳定; 每个时间步仅需一次正、反傅里叶变换, 与基于常 Q 模型的分数阶类方法相比, 计算效率显著提高。

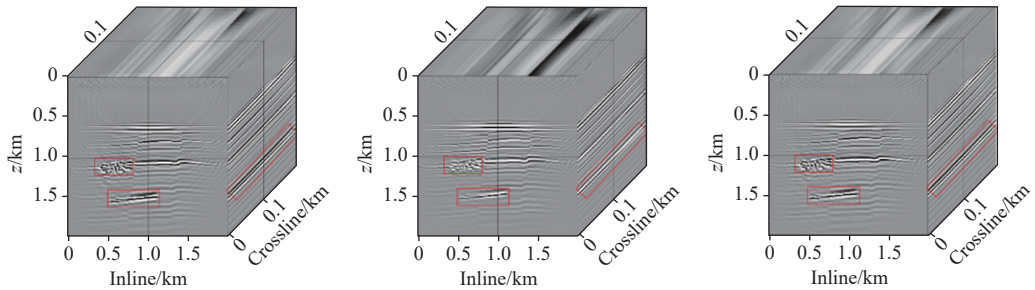
2)在煤田采空区及复杂构造环境中, 若忽略各向异性效应, 将导致煤层及其顶底板界面的同相轴



(a) 采空区Q=10的参考结果　(b) 采空区Q=10的未补偿结果　(c) 采空区Q=10的衰减补偿结果



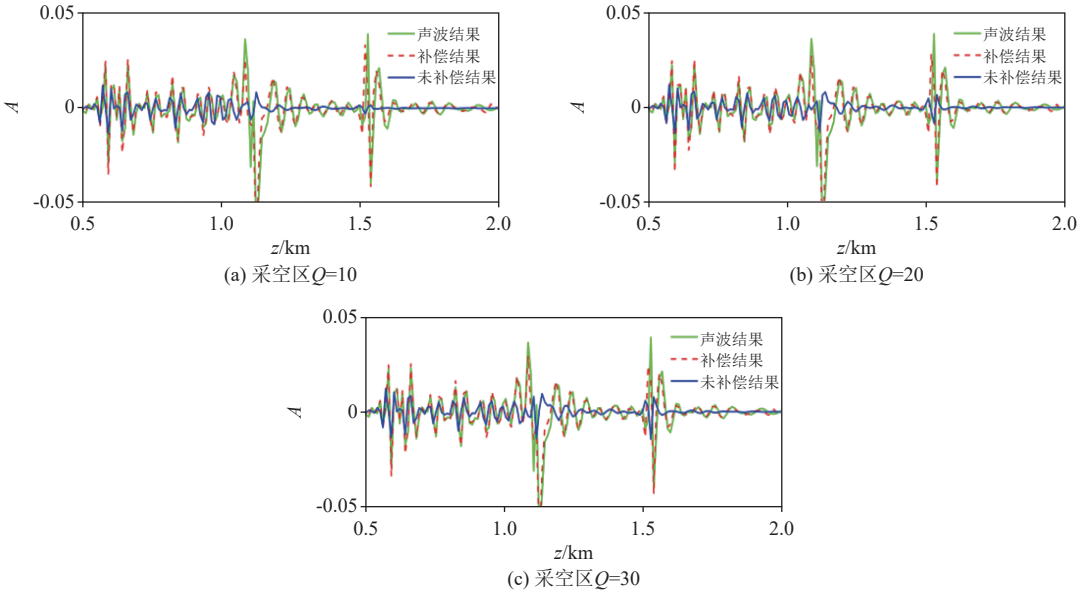
(d) 采空区Q=20的参考结果　(e) 采空区Q=20的未补偿结果　(f) 采空区Q=20的衰减补偿结果



(g) 采空区Q=30的参考结果　(h) 采空区Q=30的未补偿结果　(i) 采空区Q=30的衰减补偿结果

图 12　三维逆时偏移成像结果

Fig. 12　3D reverse time migration imaging results



(a) 采空区Q=10　(b) 采空区Q=20

(c) 采空区Q=30

图 13　成像结果单道对比

Fig. 13　comparison of imaging results

扭曲, 构造定位偏移; 若未进行 Q 补偿, 则深部及采空区下方的波场振幅显著衰减、成像分辨率降低。

3)本文发展的 Q 补偿逆时偏移算法可有效同时校正各向异性与衰减效应, 在煤层采空区模型中获得了高分辨率、结构连续性良好的成像结果, 显著提升了煤层反射界面的成像质量。

4)本文方法具备良好的可扩展性, 可进一步推广至粘弹性介质 Q 补偿成像及最小二乘偏移框架中, 有助于加快反演收敛速度并进一步提高复杂地质体(如采空区及断层发育区)的成像质量。

参考文献(References):

[1] Chichinina T, Obolentseva I, Gik L, et al. Attenuation anisotropy in the linear-slip model: Interpretation of physical modeling data[J]. Geophysics, 2009, 74(5): WB165−WB176.

[2] Zhubayev A, Houben M E, Smeulders D M J, et al. Ultrasonic velocity and attenuation anisotropy of shales, Whitby, United Kingdom[J]. Geophysics, 2016, 81(1): D45−D56.

[3] 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.

[4] McDonal F J, Angona F A, Mills R L, et al. Attenuation of shear and compressional waves in Pierre shale[J]. Geophysics, 1958, 23(3): 421−439.

[5] 安芸敬, Richards P G. Quantitative seismology[M]. 2nd ed. Sausalito, Calif.: University Science Books, 2002.

[6] Zhu T Y, Harris J M, Biondi B. Q-compensated reverse-time migration[J]. Geophysics, 2014, 79(3): S77−S87.

[7] 徐凯, 孙赞东. 基于粘声衰减补偿的最小二乘逆时偏移 [J]. 石油物探, 2018, 57(3): 419−427.
Xu K, Sun Z D. Least-squares reverse time migration based on visco-acoustic attenuation compensation[J]. Geophysical Prospecting for Petroleum, 2018, 57(3): 419−427.

[8] Xu S B, Stovas A, Alkhalifah T, et al. New acoustic approximation for transversely isotropic media with a vertical symmetry axis[J]. Geophysics, 2020, 85(1): C1−C12.

[9] Huang J P, Mao Q, Mu X R, et al. Least-squares reverse time migration based on an efficient pure qP-wave equation[J]. Geophysical Prospecting, 2024, 72(4): 1290−1311.

[10] Ye Z L, Huang J P, Shen Y, et al. Source-independent least-squares reverse time migration in vertical transversely isotropic media based on the Student's t-distribution[J]. Journal of Geophysics and Engineering, 2023, 20(4): 854−873.

[11] 慕鑫茹, 黄建平, 黎国龙, 等. 黏声 TTI 介质中纯 qP 波逆时偏移成像方法 [J]. 中国石油大学学报: 自然科学版, 2023, 47(2): 44−52.
Mu X R, Huang J P, Li G L, et al. Reverse time migration in viscoacoustic TTI media based on pure qP wave equation[J]. Journal of China University of Petroleum: Edition of Natural Science, 2023, 47(2): 44−52.

[12] 刘玉敏, 李雪松, 张伟. 衰减补偿的黏弹性最小二乘逆时偏移 [J]. 地球物理学进展, 2021, 36(1): 222−229.
Liu Y M, Li X S, Zhang W. Attenuation compensation for viscoelastic least-squares reverse time migration[J]. Progress in Geophysics, 2021, 36(1): 222−229.

[13] Maxwell J C. XV. On the dynamical theory of gases[J]. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1868, 35(235): 129−145.

[14] Voigt W. Ueber innere Reibung fester Körper, insbesondere der Metalle[J]. Annalen der Physik, 1892, 283(12): 671−693.

[15] Zener C. Elasticity and anelasticity of metals[M]. Chicago, Ill.: The Univ. of Chicago Press, 1948.

[16] Liu H P, Anderson D L, Kanamori H. Velocity dispersion due to anelasticity; implications for seismology and mantle composition[J]. Geophysical Journal International, 1976, 47(1): 41−58.

[17] Blanch J O, Robertsson J O A, Symes W W. Modeling of a constant Q; methodology and algorithm for an efficient and optimally inexpensive viscoelastic technique[J]. Geophysics, 1995, 60(1): 176−184.

[18] Fathalian A, Trad D O, Innanen K A. An approach for attenuation-compensating multidimensional constant-Q viscoacoustic reverse time migration[J]. Geophysics, 2020, 85(1): S33−S46.

[19] Li Q Q, Fu L Y, Zhou H, et al. Effective Q-compensated reverse time migration using new decoupled fractional Laplacian viscoacoustic wave equation[J]. Geophysics, 2019, 84(2): S57−S69.

[20] Mu X R, Huang J P. A simple and high-efficiency viscoacoustic reverse time migration calculated by finite difference[J]. Geophysics, 2023, 88(6): S213−S223.

[21] Ye Z L, Huang J P, Mu X R, et al. Multidimensional Q-compensated reverse time migration using a high-efficient decoupled viscoacoustic wave equation[J]. Geophysical Prospecting, 2024, 72(6): 2109−2122.

[22] 李振春, 郭振波, 田坤. 黏声介质最小平方逆时偏移 [J]. 地球物理学报, 2014, 57(1): 214−228.
Li Z C, Guo Z B, Tian K. Least-squares reverse time migration in visco-acoustic medium[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2014, 57(1): 214−228.

[23] Kjartansson E. Constant Q-wave propagation and attenuation[J]. Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 1979, 84(B9): 4737−4748.

[24] Carcione J M, Kosloff D, Kosloff R. Wave propagation simulation in a linear viscoacoustic medium[J]. Geophysical Journal, 1988, 93(2): 393−401.

[25] Zhu T Y, Harris J M. Modeling acoustic wave propagation in heterogeneous attenuating media using decoupled fractional Laplacians[J]. Geophysics, 2014, 79(3): T105−T116.

[26] Mu X R, Huang J P, Wen L, et al. Modeling viscoacoustic wave propagation using a new spatial variable-order fractional Laplacian wave equation[J]. Geophysics, 2021, 86(6): T487−T507.

[27] Chen H M, Zhou H, Li Q Q, et al. Two efficient modeling schemes

for fractional Laplacian viscoacoustic wave equation[J]. Geophysics, 2016, 81(5): T233−T249.

[28] Zhang Y B, Liu Y, Xu S G. Arbitrary-order Taylor series expansion-based viscoacoustic wavefield simulation in 3D vertical transversely isotropic media[J]. Geophysical Prospecting, 2020, 68(8): 2379−2399.

[29] Wang N, Zhou H, Chen H M, et al. A constant fractional-order viscoelastic wave equation and its numerical simulation scheme[J]. Geophysics, 2018, 83(1): T39−T48.

[30] Thomsen L. Weak elastic anisotropy[J]. Geophysics, 1986, 51(10): 1954−1966.

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

[32] 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.

[33] 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.

[34] Chu C L, Macy B K, Anno P D. Approximation of pure acoustic seismic wave propagation in TTI media[J]. Geophysics, 2011, 76(5): WB97−WB107.

[35] 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.

[36] Mu X R, Huang J P, Yang J D, et al. Least-squares reverse time migration in TTI media using a pure qP-wave equation[J]. Geophysics, 2020, 85(4): S199−S216.

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

[38] Lynn H B, Campagna D, Simon K M, et al. Relationship ofP-wave seismic attributes, azimuthal anisotropy, and commercial gas pay in 3-DP-wave multiazimuth data, Rulison Field, Piceance Basin, Colorado[J]. Geophysics, 1999, 64(4): 1293−1311.

[39] 尹陈, 贺振华, 黄德济. 基于波动方程的地震波衰减理论研究及应用 [J]. 成都理工大学学报:自然科学版, 2008, 35(3): 263−267.
Yin C, He Z H, Huang D J. Research and application of the attenuation theory for seismic wave based on the wave equation[J]. Journal of Chengdu University of Technology:Science & Technology Edition, 2008, 35(3): 263−267.

[40] Zhu T Y, Bai T. Efficient modeling of wave propagation in a vertical transversely isotropic attenuative medium based on fractional Laplacian[J]. Geophysics, 2019, 84(3): T121−T131.

[41] Qiao Z H, Sun C Y, Tang J. Modelling of viscoacoustic wave propagation in transversely isotropic media using decoupled fractional Laplacians[J]. Geophysical Prospecting, 2020, 68(8): 2400−2418.

[42] Zhang Y B, Liu Y, Xu S G. Anisotropic viscoacoustic wave modelling in VTI media using frequency-dependent complex velocity[J]. Journal of Geophysics and Engineering, 2020, 17(4): 700−717.

[43] Mu X R, Huang J P, Yang J D, et al. Modeling of pure visco-qP-wave propagation in attenuating tilted transversely isotropic media based on decoupled fractional Laplacians[J]. Geophysics, 2022, 87(4): T291−T313.

[44] Mao Q, Huang J P, Mu X R, et al. Accurate simulations of pure-viscoacoustic wave propagation in tilted transversely isotropic media[J]. Petroleum Science, 2024, 21(2): 866−884.

[45] Bai T, Tsvankin I. Time-domain finite-difference modeling for attenuative anisotropic media[J]. Geophysics, 2016, 81(2): C69−C77.

[46] da Silva N V, Yao G, Warner M. Wave modeling in viscoacoustic media with transverse isotropy[J]. Geophysics, 2019, 84(1): C41−C56.

[47] Mao Q, Huang J P, Mu X R, et al. A high-efficiency Q-compensated pure-viscoacoustic reverse time migration for tilted transversely isotropic media[J]. Petroleum Science, 2025, 22(2): 653−669.

[48] Fichtner A, van Driel M. Models and Fréchet kernels for frequency-(in) dependent Q[J]. Geophysical Journal International, 2014, 198(3): 1878−1889.

[49] Cerjan C, Kosloff D, Kosloff R, et al. A nonreflecting boundary condition for discrete acoustic and elastic wave equations[J]. Geophysics, 1985, 50(4): 705−708.

[50] 李庆忠. 高分辨率地震数据处理 [M]. 北京: 石油工业出版社, 1993.
Li Q Z. High resolution seismic data processing[M].Beijing: Petroleum Industry Press, 1993.

An efficient *Q*-compensated reverse time migration method using a decoupled pure viscoacoustic anisotropic wave equation based on vertical transverse isotropic media

GAO Pu-Tao [1], WANG Dong [2], REN Hong-Qin [3], TIAN Peng-Gao [4], PAN Jia-Zhi [3], HUANG Jian-Ping [4]

(1. *Gaozhuang Coal Industry Co., Ltd., Zaozhuang Mining Group, Jining* 277605, *China*; 2. *Jining Coal Mine Safety Production Monitoring Center, Jining* 277605, *China*; 3. *Shengli Branch, Sinopec Geophysical Corporation, Dongying* 257029, *China*; 4. *School of Geosciences, China University of Petroleum* (*East China*), *Qingdao* 266580, *China*)

Abstract: Coalfield survey areas are typically characterized by strong near-surface seismic attenuation, strong absorption-induced seismic attenuation in goafs and coal seams, and pronounced seismic anisotropy. These geological characteristics lead to significant amplitude attenuation and phase distortion of seismic waves during their propagation. Ignoring the effects of medium viscosity and anisotropy in seismic migration imaging will lead to weakened amplitudes, distorted seismic events, and dislocation of reflection interfaces, thereby

significantly reducing the imaging accuracy of coal seams and goafs. Hence, based on the generalized standard linear solid (GSLS) model and the anisotropic dispersion relationship under acoustic approximation, this study derived a decoupled pure viscoacoustic anisotropic wave equation with an explicit Q expression. This equation allows for the accurate characterization of the propagation characteristics of seismic waves in viscous, anisotropic coal-rock masses while effectively decoupling the amplitude attenuation term from the phase dispersion term. Compared to the coupled quasi-viscoacoustic anisotropic wave equation, the equation derived in this study eliminates the interference from pseudo S-waves and is unaffected by anisotropy parameters. Compared to the conventional constant-Q attenuation model, the proposed equation exhibits high computational efficiency while maintaining simulation accuracy. Based on this equation, this study developed a Q-compensated anisotropy-corrected reverse time migration (RTM) imaging method for survey areas characterized by strong attenuation and anisotropy in seismic coalfield exploration. This method enables accurate restoration of energy loss and the correction of dislocated reflection interfaces in imaging results for survey areas with coal-rock media. Numerical experiments demonstrate that this imaging method exhibits superior resolution and algorithmic stability in the imaging of coal seam structures and goafs, validating its applicability and effectiveness under complex geological conditions of coalfields.

Key words: coalfield seismic exploration; generalized standard linear solid (GSLS); pure qP-wave equation; viscoacoustic anisotropy; Q-compensated reverse time migration(RTM); goaf zone

（本文编辑: 叶佩, 沈效群）