

弥散黏滞性波动方程的吸收边界算法

赵海霞¹, 高静怀¹, 马逸尘²

(1. 西安交通大学波动与信息研究所, 710049, 西安; 2. 西安交通大学理学院, 710049, 西安)

摘要: 针对地震波数值模拟中因计算区域有界而产生的人工边界反射问题, 提出了一种弥散黏滞性波动方程的吸收边界算法. 在所研究的有界计算区域周围加入合适的吸收层, 使得吸收层内的地震波随传播距离指数衰减而达到吸收边界反射的目的. 利用傅里叶变换求得无界空间该波动方程的解; 引入衰减函数构建有界空间相应的辅助方程, 合理地选择衰减函数使得计算区域内辅助方程的解为原方程的解, 而边界吸收层内的解呈指数衰减; 运用有限差分法在均匀介质和均匀层状介质中求解弥散黏滞性波动方程, 采用该方法对边界进行处理并与未加边界处理的波场快照和地震记录进行对比. 实验结果表明, 所提方法处理后的波场快照几乎无边界反射波存在, 在空间位置为 $x=147$ m, $z=747$ m 的地震记录中, 0.5 s 处边界反射波的振幅趋于 0. 所提方法也适用于声波方程和 Stokes 方程.

关键词: 地震波数值模拟; 弥散黏滞性波动方程; 吸收边界算法; 有限差分

中图分类号: P631.4 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2012)04-0112-07

An Absorbing Boundary Algorithm for Diffusive-Viscous Wave Equation

ZHAO Haixia¹, GAO Jinghuai¹, MA Yichen²

(1. Institute of Wave and Information, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;

2. School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: A new absorbing boundary method for diffusive-viscous wave equation (DVW) is proposed to deal with the artificial reflections from boundaries caused by a truncated computational domain in seismic wave numerical modeling. The main idea is to make the seismic waves exponentially attenuate with propagation distance by adding a proper absorbing layer around the boundary of computational domain. The solution of the wave equation in infinite homogenous space is obtained by using Fourier transform. Then, auxiliary equations are constructed by introducing decay functions such that the solution of auxiliary equations is the solution of the DVW equation in computational domain and decays exponentially at boundaries. The wave equation is finally solved by using finite-difference method in both homogeneous media and homogeneous layered media. Numerical results are given through comparison of the results from the proposed method and those of non-absorbing boundary condition, and show that boundary reflections are absorbed with the proposed method. The proposed method is also applicable to acoustic equation and Stokes equation.

Keywords: seismic wave numerical modeling; the diffusive-viscous wave equation; absorbing boundary algorithm; finite-difference.

地震波数值模拟技术是研究各种地震地质条件下构造、物性和岩性等地质因素与地震波响应特征之间关系的一门技术,对于认识地震波传播规律,解决油气勘探和开发工作中所面临的各种问题具有重要的意义.它是假定已知地下介质结构模型和相应物理参数的情况下,模拟研究地震波在地下各种介质中的传播规律,并计算在地面或地下各观测点所观测到的数值地震记录的一种地震模拟方法.地震波数值模拟技术在地球物理领域有着重要的作用,是研究复杂地区地震资料采集、处理和解释的有效辅助手段,为地震数据反演以及地震观测系统的设计和评价提供理论基础和依据^[1].

地震波数值模拟技术中遇到的首要问题是如何处理因计算区域有界而在边界处产生的人工边界反射,近些年来已经发展了很多种处理人工边界反射问题的方法.这些方法分为 3 类:第 1 类是基于预测的方法^[2],利用波动方程的不同形式来预测边界处的波场值;非边界区域利用波动方程计算,边界处的波场利用单程波方程、波场外推、阻尼条件等近似计算;第 2 类是阻尼衰减方法^[3],将临近边界处的波场用衰减函数进行衰减,因为波场沿着各个方向以不同传播速度传播,寻找合适的衰减函数非常困难;第 3 类是完全匹配层 (Perfectly Matched Layer, PML) 吸收边界方法^[4],在计算区域的外部加入合适的吸收层,计算区域内部利用波动方程计算,在吸收层内用相应的带衰减因子的格式进行计算,只要适当地选择衰减因子,这种吸收边界反射的方法就能很好地吸收来自各个方向、各种频率的波. PML 方法因这种优点而被广泛应用,如线性 Euler 方程^[5]等,在声波以及弹性波的地震波传播领域也得到了广泛的应用^[6].

地下介质层因含有流体(油、气及水等)而表现为非弹性特性,地震波在其中传播时会发生非弹性衰减,这种衰减可以用 Korneev^[7-8]等提出的弥散黏滞性波动方程来模拟和解释;贺振华^[9-10]等利用这种波动方程以波场延拓方法研究了储层的地震低频响应及识别.因此,弥散黏滞性波动方程的求解在地震勘探中有着重要的意义.目前,还没有学者从数值模拟的角度研究此类波动方程.利用弥散黏滞性波动方程模拟地震波在含有流体的介质中的衰减过程,同样也会遇到人工边界处理问题.本文主要借鉴 PML 吸收边界条件的思想^[4, 11],针对弥散黏滞性波动方程给出了相应的吸收边界反射的方法,在此基础上利用有限差分法进行数值模拟,并与未加吸收

边界条件的结果进行了对比,结果表明这种方法是有效的,并且也适用于声波方程(弥散黏滞性波动方程中当 $f=0, \eta=0$ 时的特例)和 Stokes 方程^[12](当 $f=0$ 时的特例).

1 基本原理

1.1 一维情况

一维弥散黏滞性波动方程的形式为^[7-10]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + f \frac{\partial u}{\partial t} - \eta \frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} - v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \tag{1}$$

式中: f 是弥散耗损衰减系数, η 是黏滞性衰减系数,它们与流体的密度、黏滞性以及介质的孔隙度和渗透性有关; v 是波在介质中的传播速度; $u(x, t)$ 是波函数;式(1)左端的第 2 项和第 3 项分别表示波在传播过程中的扩散耗损衰减和黏滞性衰减.

下面分两种情况解方程式(1):情况 1 为无界空间;情况 2 为有界区域.

(1)无界空间方程式(1)的解. 首先对式(1)关于时间 t 做 Fourier 变换,整理后可得

$$\frac{\partial^2 \hat{u}(x, \omega)}{\partial x^2} - \frac{(i\omega)[(i\omega) + f]}{[(i\omega)\eta + v^2]} \hat{u}(x, \omega) = 0 \tag{2}$$

式中: $\hat{u}(x, \omega)$ 是 $u(x, t)$ 关于时间 t 的 Fourier 变换. 式(2)是 $\hat{u}(x, \omega)$ 关于 x 的常微分方程,其特征值 λ 为

$$\lambda^2 = (i\omega)[(i\omega) + f]/[(i\omega)\eta + v^2] \tag{3}$$

由式(3)可得

$$\lambda_k = r^{1/2} \left[\cos\left(\frac{\theta + 2k\pi}{2}\right) + i \sin\left(\frac{\theta + 2k\pi}{2}\right) \right] \tag{4}$$

$k = 1, 2$

式中: $r = (\text{Im}^2(\lambda^2) + \text{Re}^2(\lambda^2))^{1/2}$ 为 λ_k 的模; θ 为相位角,由 $\arctan \theta = \text{Im}(\lambda^2)/\text{Re}(\lambda^2)$ 确定; λ^2 的实部和虚部分别为

$$\text{Re}(\lambda^2) = -\omega^2[v^2 - f\eta]/[v^4 + \omega^2\eta^2]$$

$$\text{Im}(\lambda^2) = \omega[fv^2 + \omega^2\eta]/[v^4 + \omega^2\eta^2]$$

所以方程式(1)的形式解为

$$u(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int \hat{u}(x, \omega) e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int [c_1 e^{\lambda_1 x} + c_2 e^{\lambda_2 x}] e^{i\omega t} d\omega \tag{5}$$

式中: c_1, c_2 为常数,由初始条件确定; λ_1, λ_2 是关于角频率 ω 的函数. 当衰减参数 f, η 均为 0 时,式(5)即为一维声波方程的解.

(2)有界区域方程式(1)的解. 用类似于声波方程的处理方法^[11],将方程式(1)写成等价的偏微分方程组,构造与其相应的辅助方程组并引入坐标

变换,得到在新坐标系下的方程组,进而得到有界区域方程(1)的解.

引入中间变量 $S = \frac{\partial u}{\partial t}$, $T = \frac{\partial u}{\partial x}$, $R = \frac{\partial S}{\partial x}$, 将式(1)写为一阶偏微分方程组的形式

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial t}(x, t) + fS(x, t) - \eta \frac{\partial R}{\partial x}(x, t) - \\ v^2 \frac{\partial T}{\partial x}(x, t) &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t}(x, t) &= S(x, t) \\ \frac{\partial u}{\partial x}(x, t) &= T(x, t) \\ \frac{\partial S}{\partial x}(x, t) &= R(x, t) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

构建与式(6)对应的辅助方程组如下

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial S^*}{\partial t}(x, t) + (d(x) + f)S^*(x, t) + \\ fd(x) \frac{\text{sgn}(t)}{2} * S^*(x, t) - \eta \frac{\partial R^*}{\partial x}(x, t) - \\ v^2 \frac{\partial T^*}{\partial x}(x, t) &= 0 \\ \frac{\partial u^*}{\partial t}(x, t) &= S^*(x, t) \\ \frac{\partial u^*}{\partial x}(x, t) &= T^*(x, t) + d(x) \frac{\text{sgn}(t)}{2} * T^*(x, t) \\ \frac{\partial S^*}{\partial x}(x, t) &= R^*(x, t) + d(x) \frac{\text{sgn}(t)}{2} * R^*(x, t) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

式中: $\text{sgn}(t)$ 为符号函数; “*” 表示时间域卷积.

在式(7)中关于空间变量 x 引入坐标变换 $\tilde{x} = x - \frac{i}{\omega} \int_0^x d(s) ds$, 同时关于 t 做 Fourier 变换, 得

$$\left. \begin{aligned} (i\omega)\hat{S}^*(\tilde{x}, \omega) + f\hat{S}^*(\tilde{x}, \omega) - \\ \eta \frac{\partial \hat{R}^*}{\partial \tilde{x}}(\tilde{x}, \omega) - v^2 \frac{\partial \hat{T}^*}{\partial \tilde{x}}(\tilde{x}, \omega) &= 0 \\ (i\omega)\hat{u}^*(\tilde{x}, \omega) &= \hat{S}^*(\tilde{x}, \omega) \\ \frac{\partial \hat{u}^*}{\partial \tilde{x}}(\tilde{x}, \omega) &= \hat{T}^*(\tilde{x}, \omega) \\ \frac{\partial \hat{S}^*}{\partial \tilde{x}}(\tilde{x}, \omega) &= \hat{R}^*(\tilde{x}, \omega) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中: $\hat{S}^*(\tilde{x}, \omega)$ 、 $\hat{T}^*(\tilde{x}, \omega)$ 、 $\hat{R}^*(\tilde{x}, \omega)$ 、 $\hat{u}^*(\tilde{x}, \omega)$ 分别

为 $S^*(\tilde{x}, t)$ 、 $T^*(\tilde{x}, t)$ 、 $R^*(\tilde{x}, t)$ 、 $u^*(\tilde{x}, t)$ 关于时间 t 的 Fourier 变换.

再对式(8)关于角频率 ω 做逆 Fourier 变换, 得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial S^*}{\partial t}(\tilde{x}, t) + fS^*(\tilde{x}, t) - \\ \eta \frac{\partial R^*}{\partial \tilde{x}}(\tilde{x}, t) - v^2 \frac{\partial T^*}{\partial \tilde{x}}(\tilde{x}, t) &= 0 \\ \frac{\partial u^*}{\partial t}(\tilde{x}, t) = S^*(\tilde{x}, t), \frac{\partial u^*}{\partial \tilde{x}}(\tilde{x}, t) &= T^*(\tilde{x}, t) \\ \frac{\partial S^*}{\partial \tilde{x}}(\tilde{x}, t) &= R^*(\tilde{x}, t) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

对比式(9)与式(6)可知, 二者的形式完全相同, 仅是空间坐标 $\tilde{x}$ 与 x 有区别, 前者为复数, 后者为实数. 由情况 1 可得式(9)的解为

$$\begin{aligned} u^*(\tilde{x}, t) &= \frac{1}{2\pi} \int \hat{u}(\tilde{x}, \omega) e^{i\omega t} d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int e^{i\omega t} \left[c_1 e^{\lambda_1 \tilde{x}} e^{-\frac{i\lambda_1}{\omega} \int_0^x d(s) ds} + c_2 e^{\lambda_2 \tilde{x}} e^{-\frac{i\lambda_2}{\omega} \int_0^x d(s) ds} \right] d\omega \end{aligned} \quad (10)$$

由于新坐标 $\tilde{x}$ 是复数, 式(10)沿 x 方向指数衰减, 衰减形态由 $d(x)$ 决定. 恰当地选择 $d(x)$, 使得式(10)在计算区域内部为方程(1)的解, 在边界处波函数 $u(x, t)$ 快速衰减.

1.2 二维情况

二维弥散黏滞性波动方程的形式为^[9-10]

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + f \frac{\partial u}{\partial t} - \eta \left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\partial^3 u}{\partial z^2 \partial t} \right) - \\ v^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

与一维情况类似, 引入中间变量 S_x 、 S_z 、 T_x 、 T_z 、

R_x 、 R_z 、 u_x 、 u_z , 并令 $S_x = \frac{\partial u_x}{\partial t}$ 、 $T_x = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial x}$ 、 $R_x = \frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_z}{\partial x}$ 、 $S_z = \frac{\partial u_z}{\partial t}$ 、 $T_z = \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial z}$ 、 $R_z = \frac{\partial S_x}{\partial z} + \frac{\partial S_z}{\partial z}$, 则与式(11)等价的偏微分方程组形式为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial S_x}{\partial t} + fS_x - \eta \frac{\partial R_x}{\partial x} - v^2 \frac{\partial T_x}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial S_z}{\partial t} + fS_z - \eta \frac{\partial R_z}{\partial z} - v^2 \frac{\partial T_z}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial u_x}{\partial t} = S_x, \frac{\partial u_z}{\partial t} = S_z, \frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_z}{\partial x} &= R_x \\ \frac{\partial S_x}{\partial z} + \frac{\partial S_z}{\partial z} = R_z, \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial x} &= T_x, \\ \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial z} &= T_z \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

构建与式(12)对应的辅助方程组如下

$$\left. \begin{aligned} &\frac{\partial S_x^*}{\partial t} + (d_1(x) + f)S_x^* + fd_1(x) \frac{\text{sgn}(t)}{2} * S_x^* \\ &- \eta \frac{\partial R_x^*}{\partial x} - v^2 \frac{\partial T_x^*}{\partial x} = 0 \\ &\frac{\partial S_z^*}{\partial t} + (d_2(z) + f)S_z^* + fd_2(z) \frac{\text{sgn}(t)}{2} * S_z^* \\ &- \eta \frac{\partial R_z^*}{\partial z} - v^2 \frac{\partial T_z^*}{\partial z} = 0 \\ &\frac{\partial u_x^*}{\partial t} = S_x^*, \frac{\partial u_z^*}{\partial t} = S_z^* \\ &\frac{\partial u_x^*}{\partial x} + \frac{\partial u_z^*}{\partial x} = T_x^* + d_1(x) \frac{\text{sgn}(t)}{2} * T_x^* \\ &\frac{\partial u_x^*}{\partial z} + \frac{\partial u_z^*}{\partial z} = T_z^* + d_2(z) \frac{\text{sgn}(t)}{2} * T_z^* \\ &\frac{\partial S_x^*}{\partial x} + \frac{\partial S_z^*}{\partial x} = R_x^* + d_1(x) \frac{\text{sgn}(t)}{2} * R_x^* \\ &\frac{\partial S_x^*}{\partial z} + \frac{\partial S_z^*}{\partial z} = R_z^* + d_2(z) \frac{\text{sgn}(t)}{2} * R_z^* \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

同一维情形,可证明式(13)的解随传播距离指数衰减,衰减形态由函数 $d_1(x)$ (沿 x 方向的衰减函数)、 $d_2(z)$ (沿 z 方向的衰减函数)决定. 恰当地选择这些函数,使得式(13)的解在计算区域内部(如图 1 中的“0”区域)为方程式(12)的解,在边界处(如图 1 中的“1、2、3”区域)波函数快速衰减,从而达到吸收边界反射的效果.

1.3 简化后的吸收边界控制方程

为了节省计算量,我们将上述二维情形中的辅助方程做一简化,引入中间变量 A_x 、 A_z 、 u_x 、 u_z ,用类似声波方程 PML 边界条件的处理方法^[11],可将二维弥散黏滞性波动方程表示为

$$\left. \begin{aligned} &\frac{\partial u_x}{\partial t} + fu_x - \eta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = v^2 \frac{\partial A_x}{\partial x} \\ &\frac{\partial u_z}{\partial t} + fu_z - \eta \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = v^2 \frac{\partial A_z}{\partial z} \\ &\frac{\partial A_x}{\partial t} = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial x}, \frac{\partial A_z}{\partial t} = \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

加入衰减函数 $d_1(x)$ 、 $d_2(z)$ 并引入参数 μ ,这里的参数 μ 只是一个随时间变化的调节参数,作用是随着时间的增长使得衰减参数 f 在边界处变小,有利于更大程度吸收来自边界的反射波,则式(14)变为

$$\left. \begin{aligned} &\frac{\partial u_x}{\partial t} + \left(\frac{f}{\mu} + d_1(x)\right)u_x - \eta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = v^2 \frac{\partial A_x}{\partial x} \\ &\frac{\partial u_z}{\partial t} + \left(\frac{f}{\mu} + d_2(z)\right)u_z - \eta \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = v^2 \frac{\partial A_z}{\partial z} \\ &\frac{\partial A_x}{\partial t} + d_1(x)A_x = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \\ &\frac{\partial A_z}{\partial t} + d_2(z)A_z = \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

简化后的式(15)中,当衰减参数 f 、 η 比较小时,可以达到很好的吸收效果;当衰减参数 f 、 η 比较大时,可以通过调节参量 μ 来达到较好的吸收效果. 与式(13)相比,当角频率 ω 比较大且参数 μ 取 1 时,式(13)与式(15)等价,所以只要合理选择参量 μ 的值,式(15)也可达到很好的吸收效果,而且还可以节省计算量.

二维情形中的计算区域如图 1 所示. 整个计算区域分成两大部分,中间部分“0”区域为用波动方程计算的内部区域,用数字“1、2、3”标明的区域为边界吸收层. 边界吸收层又分成 3 个区域,在这 3 个区域里分别适当地加入相应的衰减函数,运用文中给出的辅助方程计算边界处的波场,便能吸收来自边界处的反射波.

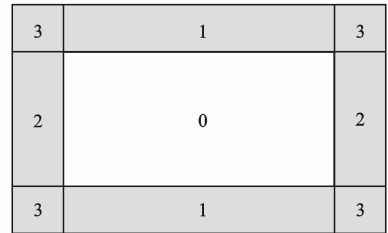


图 1 二维情形中计算区域示意图

2 数值算例

为了验证本文提出的弥散黏滞性波动方程吸收边界算法的有效性,利用有限差分对均匀介质和均匀层状介质模型进行数值模拟. 震源项在空间上采用高斯函数,时间上采用 Ricker 子波,形式为

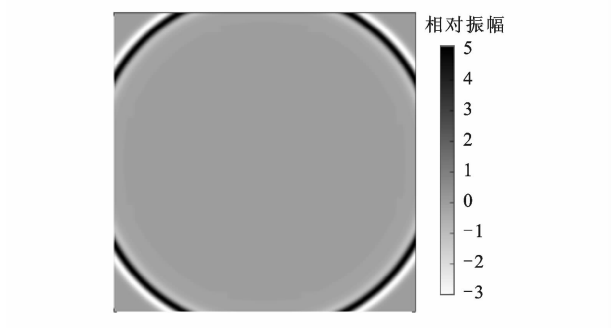
$$s(x, z, t) = g(x, z)f(t) \quad (16)$$

式中: $f(t) = (1 - 2(\pi f_0 t)^2) \exp(-(\pi f_0 t)^2)$, f_0 表示 Ricker 子波的中心频率; $g(x, z) = \exp\{-[(x - x_0)^2 + (y - z_0)^2]/\alpha^2\}$, (x_0, z_0) 表示震源的空间位置.

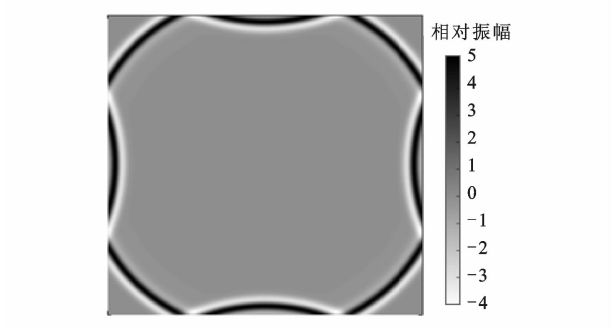
2.1 均匀介质模型

速度 $v=2$ km/s,震源位于(750 m, 750 m)处,

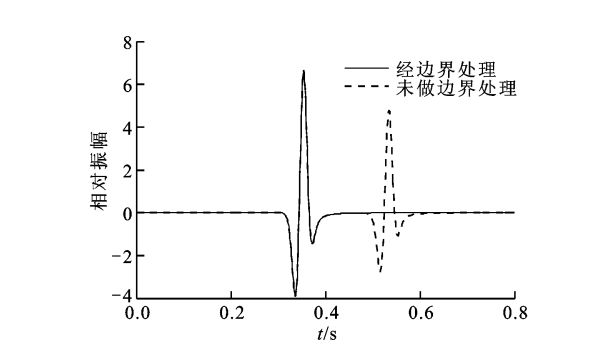
Ricker 子波的中心频率 $f_0=30\text{ Hz}$,时间采样间隔为 $dt=0.001\text{ s}$,时间延迟为 50 ms ,空间采样间隔为 $dx=dz=3\text{ m}$,最大计算时间 $t_{\max}=800\text{ ms}$,区域网格点数为 500×500 .边界层中加入的衰减函数分别为 $d_1(x)=M[1-\cos(2\pi x/l)]$, $d_2(z)=M[1-\cos(2\pi z/l)]$,其中 M 为幅值常量, l 为吸收边界层的厚度.下面分 3 种情况进行对比分析,采用本文边界处理方法与未做边界处理的波场快照和地震记录的对比图分别如图 2~4 所示.



(a)边界处理后的波场快照 (479 ms)



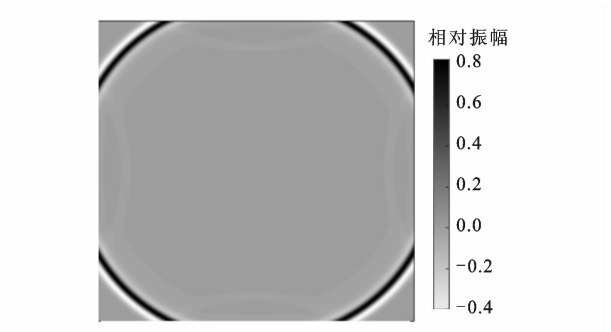
(b)未做边界处理的波场快照 (479 ms)



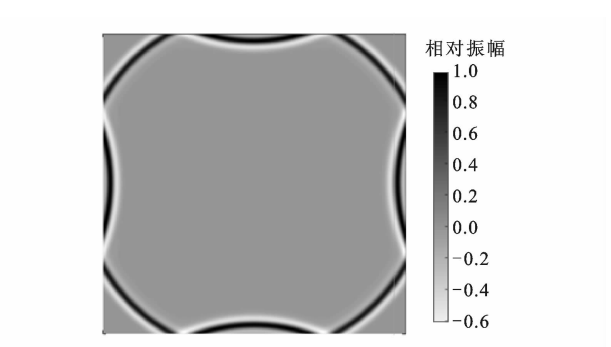
(c)空间位置($x=147\text{ m}$, $z=747\text{ m}$)处的地震记录
图 2 波场快照与地震记录的对比($f=0.0$, $\eta=0.2$)

2.2 均匀层状介质

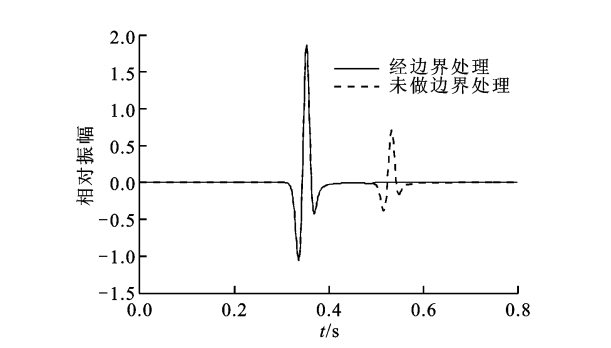
介质模型参数如表 1 所示,4 层均匀介质模型的速度、衰减参数随深度逐渐增加.此模型下的波场



(a)边界处理后的波场快照 (479 ms)



(b)未做边界处理的波场快照 (479 ms)



(c)空间位置($x=147\text{ m}$, $z=747\text{ m}$)处的地震记录
图 3 波场快照与地震记录的对比($f=10.0$, $\eta=0.0$)

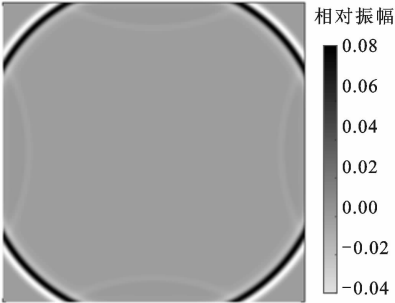
快照和垂直地震剖面 (Vertical Seismic Profiling, VSP)的地震记录如图 5、6 所示.

表 1 4 层均匀层状介质模型参数

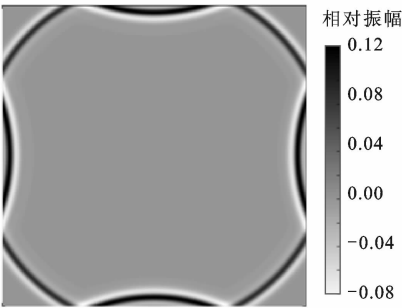
层号	f/Hz	$\eta/\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	$\nu/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
1	2	0.002	2 100
2	5	0.020	2 300
3	10	0.200	2 400
4	15	2.000	2 500

在均匀介质模型中,分别给出了不同衰减参数下用本文吸收边界方法处理后和未做边界处理的数

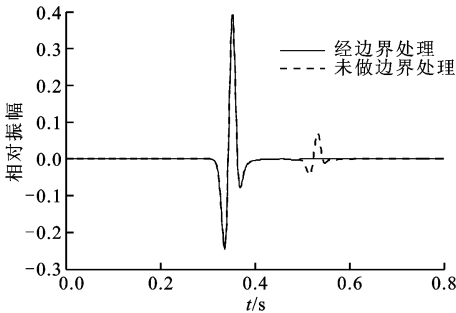
值模拟结果. 由图 2~4 可以明显看出,采用边界处理方法后,来自边界的反射波能被很好地吸收. 同时,采用此边界处理方法模拟了均匀层状介质中不同衰减参数下的波场. 结果表明本文给出的弥散黏滞性波动方程吸收边界反射的方法是正确、有效的,并且从图 6 中的 VSP 记录可以看出,随着深度的增加,由于衰减参数的增大使得在介质中传播的地震波有很大程度的衰减.



(a)边界处理后的波场快照 (479 ms)



(b)未做边界处理的波场快照 (479 ms)

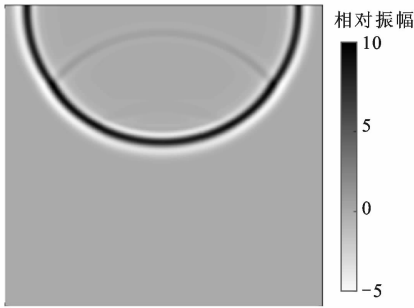


(c)空间位置($x=147\text{ m}$, $z=747\text{ m}$)处的地震记录

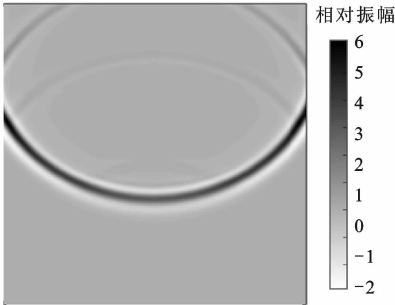
图 4 波场快照与地震记录的对比($f=20.0$, $\eta=0.02$)

3 结 论

本文主要借鉴 PML 吸收边界条件的思想,针对弥散黏滞性波动方程给出了相应的吸收边界反射



(a)359 ms 波场快照



(b)479 ms 波场快照

图 5 经过边界处理后的均匀层状介质模型的波场快照

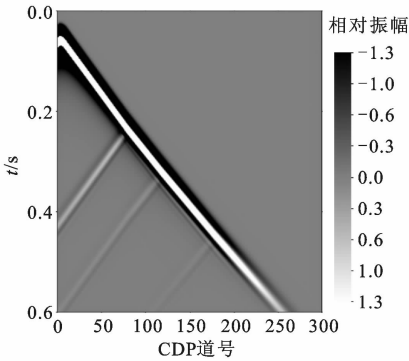


图 6 均匀层状介质模型的 VSP 记录

的方法,从理论上阐明了该方法用于处理人工边界反射的原理. 在此基础上,在均匀介质和均匀层状介质模型中利用有限差分法对该方程进行数值模拟,数值结果验证了该方法的有效性和正确性. 利用本文中简化后的吸收边界控制方程,由于避免了卷积的计算,所以可以节省计算量,程序设计更加简单. 此外,该方法也适用于声波方程和 Stokes 方程^[12].

参考文献:

[1] 李信富, 李小凡, 张美根. 地震波数值模拟方法研究

- 综述[J]. 防灾减灾工程学报, 2007, 27(2): 241-248.
- LI Xinfu, LI Xiaofan, ZHANG Meigen. A review of seismic wave numerical modeling[J]. Journal of Disaster Prevention and Mitigation Engineering, 2007, 27(2): 241-248.
- [2] ENGQUIST B, MAJDA A. Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves[J]. Applied Mathematical Sciences, 1977, 74(5): 1765-1766.
- [3] 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.
- [4] BERENGER J P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves[J]. Journal of Computational Physics, 1994, 114(2): 185-200.
- [5] HESTHAYEN J S. On the analysis and construction of perfectly matched layers for the linearized Euler equations[J]. Journal of computational Physics, 1998, 142(1): 129-147.
- [6] KOMATITSCH D, TROMP J. A perfectly matched layer absorbing boundary condition for the second-order seismic wave equation[J]. Geophysical Journal International, 2003, 154(1): 146-153.
- [7] KORNEEV V A, GOLOSHUBIN G M, DALEY T M, et al. Seismic low-frequency effects in monitoring fluid-saturated reservoir [J]. Geophysics, 2004, 69(2): 522-532.
- [8] KORNEEV V A. Slow waves in fractures filled with viscous fluid[J]. Geophysics, 2008, 73(1): 1-7.
- [9] HE Zhenhua, XIONG Xiaojun, BIAN Lien. Numerical simulation of seismic low-frequency shadows and its applications[J]. Applied Geophysics, 2008, 5(4): 301-306.
- [10] 边立恩, 贺振华, 黄德济. 储层的地震低频响应及识别[J]. 石油物探, 2008, 47(6): 573-576.
- BIAN Lien, HE Zhenhua, HUANG Deji. Seismic low-frequency response and identification of reservoir [J]. Geophysics Prospecting for Petroleum, 2008, 47(6): 573-576.
- [11] 王守东. 声波方程完全匹配层吸收边界[J]. 石油地球物理勘探, 2003, 38(1): 31-34.
- WANG Shoudong. A perfect matched layer absorbing boundary condition for acoustic wave equation[J]. Geophysics Prospecting for Petroleum, 2003, 38(1): 31-34.
- [12] 瑞克 N H. 黏弹性介质中的地震波[M]. 许云, 译. 北京: 地质出版社, 1981.

(编辑 武红江 刘杨)