

doi:10.11720/wtyht.2014.6.33
张伟,甘伏平,刘伟,等.双相介质瑞雷面波有限差分正演模拟[J].物探与化探,2014,38(6):1275-1283.http://doi.org/10.11720/wtyht.2014.6.33
Zhang W, Gan F P, Liu W, et al. Rayleigh surface wave modeling by finite difference method in biphasic media[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2014, 38(6): 1275-1283. http://doi.org/10.11720/wtyht.2014.6.33

双相介质瑞雷面波有限差分正演模拟

张伟,甘伏平,刘伟,郑智杰

(中国地质科学院岩溶地质研究所 国土资源部广西壮族自治区岩溶动力学开放实验室,广西 桂林 541000)

摘 要: 为了研究双相介质瑞雷面波的形成机制及传播规律,促进瑞雷面波资料处理方法的发展。文章根据弹性波动方程,采用交错网格有限差分算法,对二维各向同性弹性介质做解析解与数值解的对比,在此基础上,将 PML 吸收边界条件,改进的镜像法应用于双相介质波动方程中,并作了稳定性分析,对双相介质水平层状、起伏分界面等典型模型瑞雷面波及体波在内的全波场进行研究。结果表明:基于弹性介质解析解与数值解的对比,在误差接受范围内,研究双相介质是可行的;把稍作改进的镜像法应用于双相介质中,能够有效地处理瑞雷面波自由边界问题;通过详细分析双相介质瑞雷面波及体波在内的全波场的信息,对以双相介质为基础的地震波勘探有一定的指导作用。

关键词: 双相介质;瑞雷面波;有限差分;交错网格;PML 吸收边界;镜像法自由边界;稳定性分析;起伏分界面模型
中图分类号: P631.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-8918(2014)06-1275-09

双相介质理论认为实际的地下介质是由固相、液相组成的,固相是由各向同性、均匀的弹性多孔骨架组成,液相是由充满孔隙空间的不可压缩、具有粘弹性的流体组成,特别是含水丰富的地区具有较大的孔隙度,表现出明显的双相介质性质^[1-9]。实际近地表介质(土壤、岩石、堆积物)是非弹性的多相介质,将其简化为弹性介质进行地震勘探,精度自然不高。为了更准确地获取近地表地震信息,必须从地震波场正演入手,深入研究地震波在双相介质中的运动学特点和动力学特点,总结规律,把双相介质地震波传播理论应用到地震勘探当中。

由于双相介质波动方程没有固定的解析解,只能通过数值模拟的方法求得数值解,所以国内外许多专家学者对此作了大量的数值模拟方法研究^[10-27]。这些研究,虽然涵盖各向同性、各向异性、二维、三维双相介质及多相介质地震波的正演研究,

但是却没有讨论自由表面附近,双相介质条件下边界条件的处理方式及面波模拟结果的对比分析,文中通过对比二维各向同性弹性介质地震波数值解与解析解,在可行性的前提下对双相介质瑞雷面波及体波在内做全波场正演模拟。

考虑到双相介质地震波边界问题的复杂性,文中详细地介绍了双相介质人工边界的处理方法,将 PML 边界条件应用到双相介质差分算子中;在自由边界的处理上,通过分析对比以前专家学者们应用于弹性介质的自由边界条件,选择了镜像法并稍作改进,应用于双相介质瑞雷面波的正演模拟中。

1 波动方程

在二维各向同性双相介质中,质点的振动速度与应力满足矩阵方程

$$(\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2) \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial t} \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} \end{bmatrix} = \rho_{22} \begin{bmatrix} \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \end{bmatrix} - \rho_{12} \begin{bmatrix} \frac{\partial S}{\partial x} \\ \frac{\partial S}{\partial z} \end{bmatrix} + (\rho_{12} + \rho_{22}) \begin{bmatrix} b_x(V_x - v_x) \\ b_z(V_z - v_z) \end{bmatrix}, \tag{1}$$

$$(\rho_{12}^2 - \rho_{11}\rho_{22}) \begin{bmatrix} \frac{\partial V_x}{\partial t} \\ \frac{\partial V_z}{\partial t} \end{bmatrix} = \rho_{12} \begin{bmatrix} \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \end{bmatrix} - \rho_{11} \begin{bmatrix} \frac{\partial S}{\partial x} \\ \frac{\partial S}{\partial z} \end{bmatrix} + (\rho_{12} + \rho_{11}) \begin{bmatrix} b_x(V_x - v_x) \\ b_z(V_z - v_z) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial t} \\ \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial t} \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A + 2N & A & 0 \\ A & A + 2N & 0 \\ 0 & 0 & N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} \\ \frac{\partial v_z}{\partial z} \\ \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Q(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial z}) \\ Q(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial z}) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = Q(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z}) + R(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial z}). \quad (4)$$

其中: $v_x = \partial u_x / \partial t$ 和 $v_z = \partial u_z / \partial t$ 为质点振动速度在 x 和 z 方向的固相分量, u_x 、 u_z 分别为固相位置在 x 和 z 方向上的分量; $V_x = \partial U_x / \partial t$ 和 $V_z = \partial U_z / \partial t$ 为质点振动速度在 x 和 z 方向的流相分量, U_x 、 U_z 分别为流相位移 U 在 x 和 z 方向的分量; τ_{xx} 和 τ_{zz} 为质点在 x 和 z 方向上的固相正应力, τ_{zx} 为质点在 xz 平面内的固相剪应力; S 为质点的流相应力, ρ_{11} 为固相密度参数, ρ_{22} 为流相密度参数, ρ_{12} 为固相流相耦合密度参数, b_x 和 b_z 分别是固相与流相沿着 x 和 z 方向局部相对运动的耗散系数, Q 为固相流相耦合的弹性参数, R 为流相弹性参数, A 和 N 为固相弹性参数。

式(1)~式(4)矩阵方程可采用以下的交错网格进行差分数值求解,其网格剖分方案如图 1 所示。图中,分别将 v_x 和 V_x 置于 $x = i\Delta x, z = j\Delta z$; v_z 和 V_z 置于 $x = (i+1/2)\Delta x, z = (j+1/2)\Delta z$; τ_{xx} 、 τ_{zz} 及 S 置于 $x = (i+1/2)\Delta x, z = j\Delta z$; τ_{zx} 置于 $x = i\Delta x, z = (j+1/2)\Delta z$ 所对应的网格点上。质点振动的固相速度分量 v_x 和 v_z ,流相速度分量 V_x 和 V_z 对于时间的离散采样为 $t = (n+1/2)\Delta t$,固相应力分量 τ_{xx} 、 τ_{zz} 和 τ_{zx} ,流相应力分量对于时间的离散采样为 $t = n\Delta t$ 。其中: Δx 、 Δz 为 x 、 z 方向的空间步长; Δt 为时间采样率; $i = 1, \dots$,

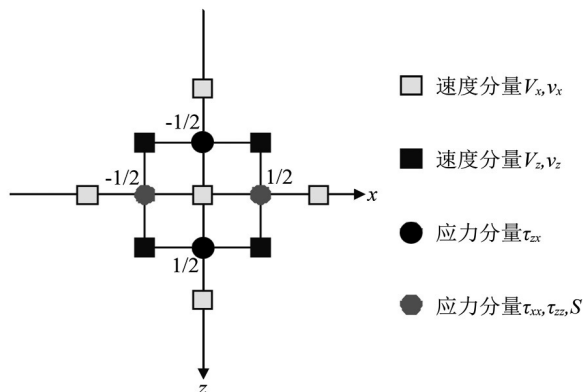


图 1 交错网格剖分示意

$M, j = 1, \dots, N; M, N$ 为横向、纵向网格点数; $n = 1, \dots, T, T$ 为时间采样点。因此,将以上的速度—应力对时间一阶导数的矩阵形式展开成方程形式可以得到双相介质波动方程交错网格显示差分格式。

2 边界条件

2.1 人工边界条件

由于计算机内存的限制,当利用它作地震波的数值模拟时,往往会引入人工边界,从而产生了强烈的边界反射,严重地影响了有效的地震波信息,所以必须采用一定的边界条件来消除这些虚假的边界反射。

完全匹配层吸收边界条件的关键思想是构建了一种各向异性的有界吸收层^[28-35],而这种吸收层又不是实际存在的,对任何角度的入射波都有良好的吸收效果,而且衰减很迅速。下面将具体地说明并建立双相介质交错网格有限差分 PML 差分格式。

完全匹配层的关键思想是把地震波的各个分量分解为 x 分量和 z 分量两个部分,即平行于边界和垂直于边界的分量,在要模拟的区域的边界加上一个人工的又不实际存在的吸收层,用来吸收地震波传播到边界上时产生的虚假反射,主要是吸收沿人工界面垂向传播的平面波,而对平行于人工界面传播的平面波基本不衰减。

首先,将双向介质波动方程的各个波场分量分解为两个部分, x 分量和 z 分量。

固相应力分量: $\tau_{xx} = \tau_{xx}^x + \tau_{xx}^z, \tau_{zz} = \tau_{zz}^x + \tau_{zz}^z, \tau_{zx} = \tau_{zx}^x + \tau_{zx}^z$ 。

流相应力分量: $S = S^x + S^z$ 。

固相速度分量: $v_x = v_x^x + v_x^z, v_z = v_z^x + v_z^z$ 。

流相速度分量: $V_x = V_x^x + V_x^z, V_z = V_z^x + V_z^z$ 。

其次,将这些分裂后的波场分量代入到双相介质一阶应力—速度波动方程中并进行差分离散,得

到双相介质的 PML 差分格式。

完全匹配层是假定一个虚拟的边界,且该边界存在于模拟区域之外,在匹配层中沿着边界法线方向传播的地震波会很快的衰减消失,平行于边界方向传播的地震波基本不会衰减(图 2)。人工边界被划为了 9 个区域,其中有 4 个单向边界,4 个角点,一个模拟区域。S1 和 S3 是与 x 方向平行, z 方向垂直的吸收层,在该层中地震波沿 x 方向传播不会发生衰减, $d(x)=0, d(z)>0$; S2 和 S4 是与 z 方向平

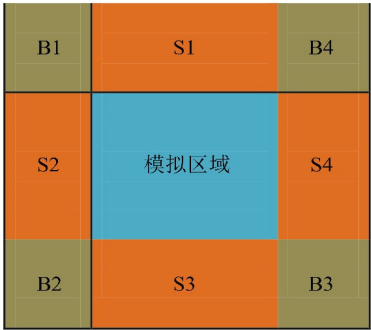


图 2 完全匹配层示意

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{zz}(i,k)=0 \\ \tau_{zz}(i,k-1)=-\tau_{zz}(i,k+1) \\ \tau_{zz}(i,k-2)=-\tau_{zz}(i,k+2) \\ \tau_{zz}(i,k-3)=-\tau_{zz}(i,k+3) \\ \tau_{zz}(i,k-4)=-\tau_{zz}(i,k+4) \end{array} \right., \left\{ \begin{array}{l} \tau_{zx}(i-1/2,k-1/2)=0 \\ \tau_{zx}(i-1/2,k-3/2)=-\tau_{zx}(i-1/2,k+1/2) \\ \tau_{zx}(i-1/2,k-5/2)=-\tau_{zx}(i-1/2,k+3/2) \\ \tau_{zx}(i-1/2,k-7/2)=-\tau_{zx}(i-1/2,k+5/2) \\ \tau_{zx}(i-1/2,k-9/2)=-\tau_{zx}(i-1/2,k+7/2) \end{array} \right. \quad (6)$$

式中: τ_{zz} 和 τ_{zx} 分别是 z 方向的正应力和剪切力; $\tau_{zz}(i,k)$ 表示 z 方向的正应力在空间网格点 (i,k) 处的波场值,同样道理可以推导出其他分量在空间网格点的波场值。

以上 3 种自由界面的处理方法都是对弹性介质而言,文中主要讨论的是双相介质的自由边界处

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{zz}(i,k)=0 \\ \tau_{zz}(i,k-1)=-\tau_{zz}(i,k+1) \\ \tau_{zz}(i,k-2)=-\tau_{zz}(i,k+2) \\ \tau_{zz}(i,k-3)=-\tau_{zz}(i,k+3) \\ \tau_{zz}(i,k-4)=-\tau_{zz}(i,k+4) \end{array} \right., \left\{ \begin{array}{l} \tau_{zx}(i-1/2,k-1/2)=0 \\ \tau_{zx}(i-1/2,k-3/2)=-\tau_{zx}(i-1/2,k+1/2) \\ \tau_{zx}(i-1/2,k-5/2)=-\tau_{zx}(i-1/2,k+3/2) \\ \tau_{zx}(i-1/2,k-7/2)=-\tau_{zx}(i-1/2,k+5/2) \\ \tau_{zx}(i-1/2,k-9/2)=-\tau_{zx}(i-1/2,k+7/2) \end{array} \right., S(i,k)=0 \quad (7)$$

双相介质相对于弹性介质而言, z 方向上的正应力除了固相正应力 τ_{zz} 以外,还有流相的正应力 S , z 方向上的剪切力只有固相上 τ_{zx} ,流相是没有剪切力的,所以不加以处理。

3 稳定性分析

文中主要对二维情况下的双相介质进行模拟,

行, x 方向垂直的吸收层,在该层中地震波沿 z 方向传播不发生衰减, $d(x)>0, d(z)=0$; 在四个边角 B1、B2、B3、B4 中,地震波在此区域传播时,无论是 x 方向还是 z 方向都会发生衰减, $d(x)>0, d(z)>0$ 。

2.2 自由边界条件

1980 年 Aki 和 Richards 等^[36] 提出自由边界条件,即水平自由界面 $z=0$ 上

$$\tau_{zx}(x,0,t)=0, \tau_{zz}(x,0,t)=0 \quad (5)$$

以上的条件虽然理论上很简单,但对波动方程进行离散求解时候会遇到问题。因为我们在数值模拟前假定波场是连续的。所以,只加一个薄的空气层往往不是很确切,随着差分算子的不同,遇到的困难也会不同。目前处理自由边界的方法有:镜像法, Mittet^[37] 2002 年提出横向各向同性介质替换自由界面方法,真空层代替自由界面方法, Xu 等^[38] 2007 年用声弹性介质边界替换自由界面方法。

二维水平自由界面情况下, z 轴垂直于地面向下,水平自由界面在 $z=k\Delta z$ 处,那么二维弹性介质 8 阶交错网格有限差分自由边界条件在空间域的镜像法公式为

理方法。同样道理,根据弹性介质的自由边界处理方法,主要是应用应力镜像法。二维水平自由界面情况下, z 轴垂直于地面向下,水平自由界面在 $z=k\Delta z$ 处,二维双相介质 8 阶交错网格有限差分自由边界条件在空间域的镜像法公式为

所以稳定性条件为^[39]

$$\Delta t V_p \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta z^2}} \leq \frac{1}{\sum_{i=1}^L |C_i^{(L)}|} \quad (8)$$

其中: V_p 为介质最大的纵波速度, $C_i^{(L)}$ 为差分系数。由于文中采用的是等空间步长,即 $\Delta x=\Delta z$, 所以上式可以简化为

$$\frac{\Delta t V_p}{\Delta x} \leq \frac{\sqrt{2}}{\sum_{i=1}^L |C_i^{(L)}|}。$$

(9)

4 模型计算

由于双相介质交错网格有限差分正演模拟没有确定的解析解,所以必须要进行可行性分析,文中通过把推导的双相介质波动方程退化到弹性波动方程,对比弹性波动方程的数值解与解析解,当误差在可接受的范围内,那么就可以确定此双相介质的波动方程及相关的程序是正确的,以此为基础的一系列正演模拟也是正确的。

图 3 分别是弹性波动方程面波的 x 分量和 z 分量数值解与解析解对比。模型参数为:网格大小

400 m×400 m,空间步长 $d_x=1$ m, $d_x=d_z$,时间采样 $t=0.3$ s,时间采样步长 $d_t=0.5$ ms,震源在坐标点 (200,5),检波器在坐标点 (300,5),其中物性参数 $v_p=1\,000$ m/s, $v_s=577$ m/s, $\rho=2\,000$ kg/m³,震源为高斯一阶函数,子波频率为 30 Hz,时间延迟 $t_0=0.05$ s,采用的是空间八阶时间二阶的差分格式。

图 3 显示,无论是 x 分量还是 z 分量,数值解与解析解在相位上基本吻合,通过计算, x 分量最大振幅比为 88.9%,最小振幅比为 83.3%; z 分量最大振幅比为 96.0%,最小振幅比为 96.0%。通过对比,可以说明推导的双相介质波动方程退化的弹性波动方程是正确的,相关的程序也是正确的,以此为基础的双相介质波动方程正演模拟是可行的。

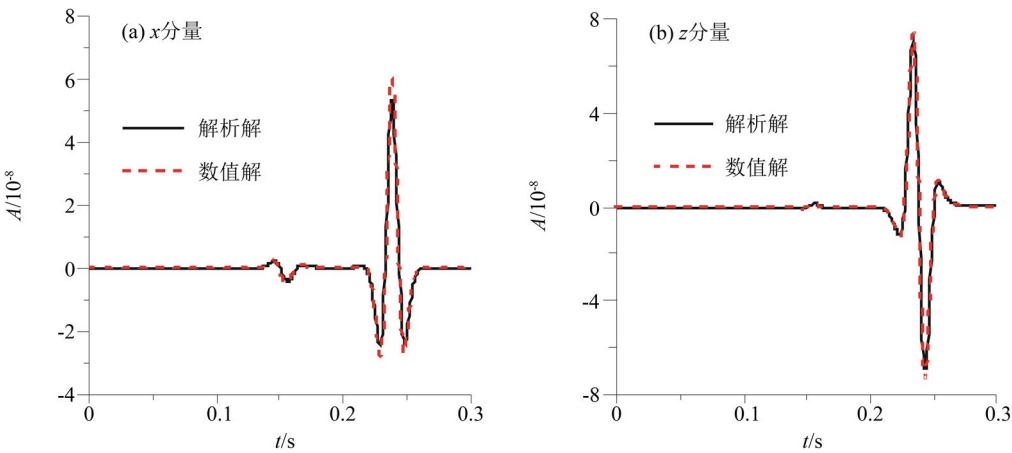


图 3 x 分量、 z 分量数值解与解析解的对比

图 4 分别是各向同性弹性介质与双相介质 x 分量、 z 分量数值解的对比。模型参数为:网格大小 1 000 m×500 m,空间步长 $d_x=2$ m, $d_x=d_z$,采样时间 $t=0.4$ s,采样时间步长 $d_t=0.5$ ms,震源在坐标点 (500,10),检波器在坐标点 (700,10),震源为高斯

一阶函数,子波频率为 30 Hz,时间延迟 $t_0=0.05$ s,采用的是空间八阶时间二阶的差分格式。各向同性完全弹性介质物性参数 $v_p=3\,612.4$ m/s, $v_s=1\,790.3$ m/s, $\rho=2\,170$ kg/m³;双相介质物性参数见表 1。

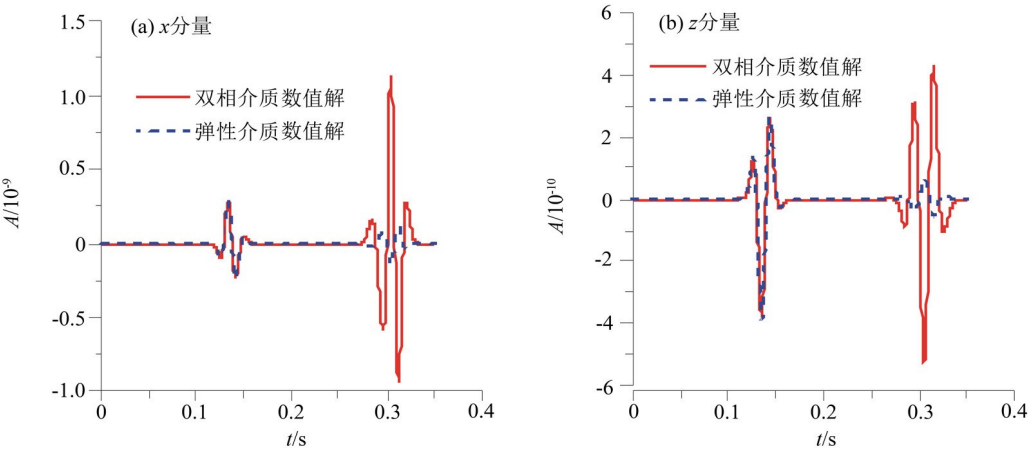


图 4 各向同性弹性介质与双相介质 x 分量、 z 分量数值解的对比

表 1 双相介质单层模型物性参数

密度参数/(kg/m ³)			弹性参数/[kg/(m·s ²)]			
ρ_{11}	ρ_{22}	ρ_{12}	A	N	R	Q
2170	191	-83	1.272×10^{10}	6.84×10^9	0.331×10^9	0.953×10^9

从图 4 中可以观察到弹性介质的纵波与双相介质的快纵波拟合得很好,几乎一致。这是因为设置参数的时候,通过计算得到双相介质的快纵波速度是 3 612.4 m/s,这个与弹性介质设置的纵波速度是一样的,后面部分由于双向介质波场比较复杂,有慢纵波、横波、面波,而弹性介质中只有横波和面波,所以波场信息不一样,所得的结果也就不能够很好地拟合。

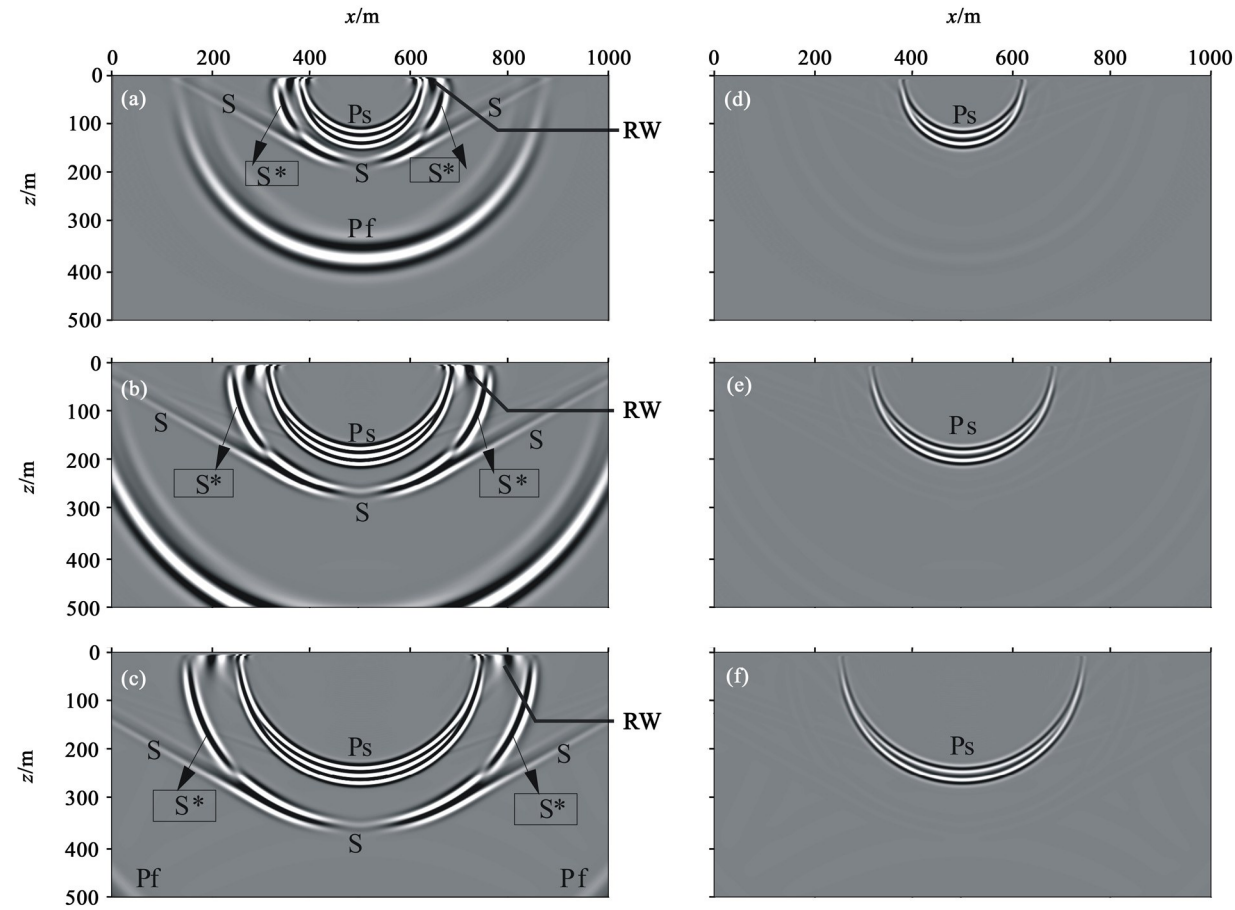
4.1 双相介质单层模型实例

模型参数为:模拟区域大小 1 000 m×500 m,震源在(500 m,20 m),空间网格大小 $d_x=d_z=4$ m,时间采样率 $d_t=0.000\ 2$ s,加载震源为雷克子波,主频大小 $f_0=20$ Hz,空隙度 $f=0.3942$,采用空间八阶时

间二阶的差分格式。双相介质物性参数见表 1。

图 5 为单层面波固相和流相不同时刻波场快照,从图中可以观察到固相波场快照的波场信息,快纵波 Pf、慢纵波 Ps、快纵波 Pf 转换的横波 S、由纵波和横波(SV)相互干涉形成的瑞雷面波 RW 以及连接横波 S 和瑞雷面波的 S* 波,快纵波 Pf 速度最大,慢纵波 Ps 速度最小,瑞雷面波和 S 波适中,且横波 S 速度大于瑞雷面波 RW;流相中只能观察到慢纵波 Ps,其他波场由于能量太弱,很难从快照中显示出来,且流相中并没有瑞雷面波的产生,这与 Biot 的理论一致。

图 6 为单层面波固相和流相 z 分量 250 ms 地震记录,即检波器垂直放置。从图中可以观察到,固相中快纵波 Pf、瑞雷面波 RW 和慢纵波 Ps,其中瑞雷面波的能量很强,它们之间的关系是 $Pf>RW>Ps$;流相中只能观察到慢纵波 Ps,没有瑞雷面波的存在,这些都与图 5 的波场快照信息一致。



a—固相 150 ms;b—固相 200 ms;c—固相 250 ms;d—流相 150 ms;e—流相 200 ms;f—流相 250 ms

图 5 单层面波固相和流相不同时刻波场快照

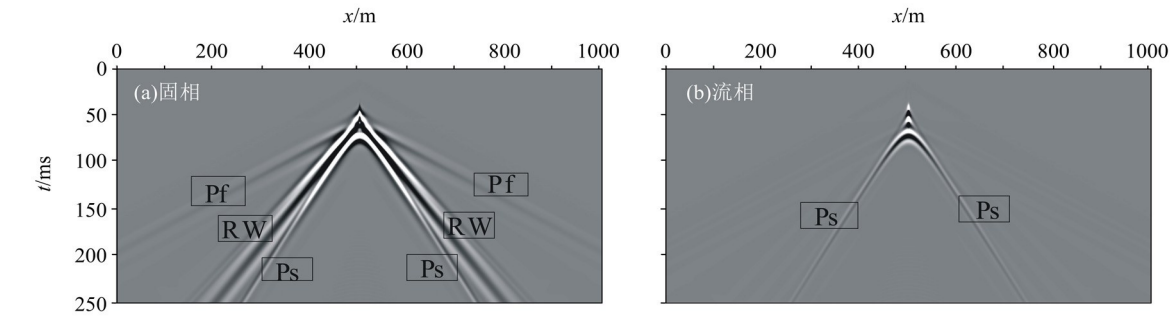


图 6 单层面波固相和流相 z 分量 250 ms 地震记录

4.2 双相介质面波水平分界面双层模型实例

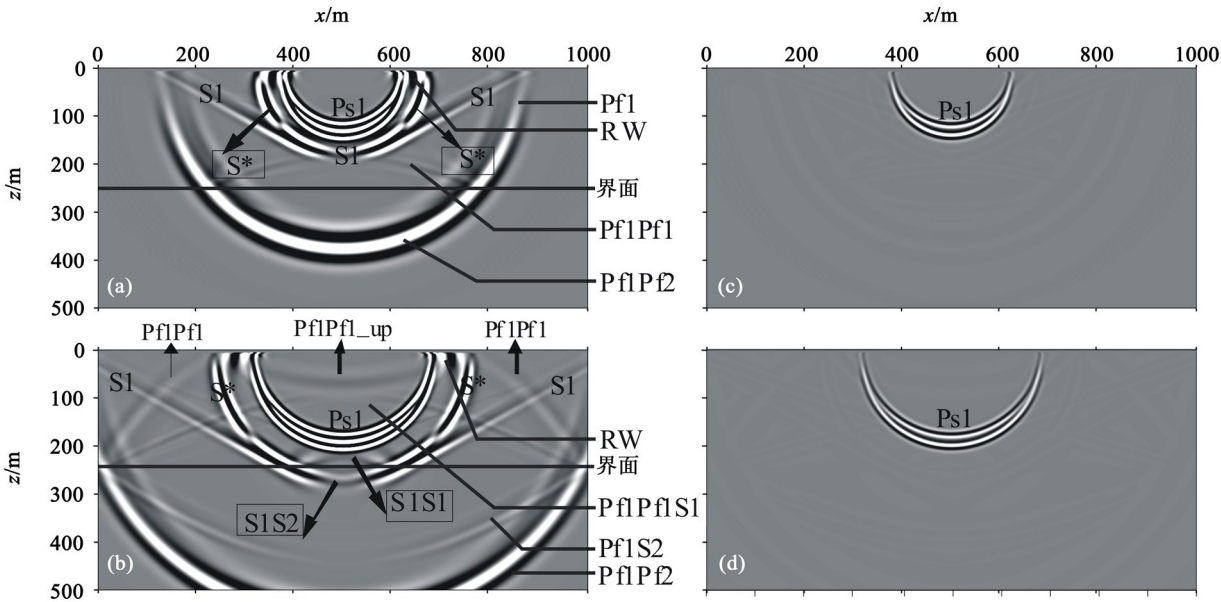
模型参数:模拟区域大小 1 000 m×500 m,震源在(500 m,20 m),空间网格大小 $d_x=d_z=2$ m,时间采样率 $d_t=0.000\ 2$ s,加载震源为雷克子波,主频大小 $f_0=60$ Hz,其中上层参数为空隙度 $f=0.394\ 2$;加载震源为纵波源,采用空间八阶时间二阶的差分格式,人工边界为 PML 吸收边界条件,吸收层厚度为 50 个网格大小,采用 Zeng 提出的衰减因子,其中 $a_0=4.5$ 。双相介质物性参数见表 2。

表 2 双相介质水平界面双层模型物性参数

密度参数/(kg/m ³)			弹性参数/[kg/(m·s ²)]			
ρ_{11}	ρ_{22}	ρ_{12}	A	N	R	Q
2170	191	-83	1.272×10^{10}	6.84×10^9	0.331×10^9	0.953×10^9
2430	255	-100	6.746×10^9	12×10^9	0.709×10^9	0.700×10^9

图 7 为水平分界面双层模型面波固相流相 150 ms、200 ms 波场快照。从 150 ms 的波场快照可以观察到,固相中快纵波 Pf1 透过水平分界面传播到第二层转换为了第二层的快纵波 Pf1Pf2,同时经过分

界面时产生了向上传播的反射波 Pf1Pf1,从表层上可以观察到慢纵波 Ps1、瑞雷面波 RW、横波 S1 以及连接面波 RW 和横波 S1 的 S^* 波,此时的瑞雷面波与慢纵波还没有发生明显的分离;流相中只能观察到慢纵波 Ps1 的存在,这与 Biot 理论一致。从 200 ms 的波场快照可以看到,固相中快纵波 Pf1 透过水平分界面转换为了第二层的快纵波 Pf1Pf2(已经传播到了边界)和横波 Pf1S2(150 ms 的时候还没有分离开来),同时经过水平分界面产生了向上传播的反射波 Pf1Pf1(已经传播到了边界,且中间部分的 Pf1Pf1 传播到了上边界产生了向上传播的反射波 Pf1Pf1_up,因为上表面没有 PML 吸收边界条件)和转换的横波 Pf1Pf1S1,横波 S 透过水平分界面传播到了第二层转换为了第二层的横波 S1S2,同时产生了向上传播的反射横波 S1S1,表层上波场的分布和 150 ms 时刻基本一致,只是面波 RW 与慢纵波 Ps1 分离得更加明显,流相中也只能观察到慢纵波 Ps1。

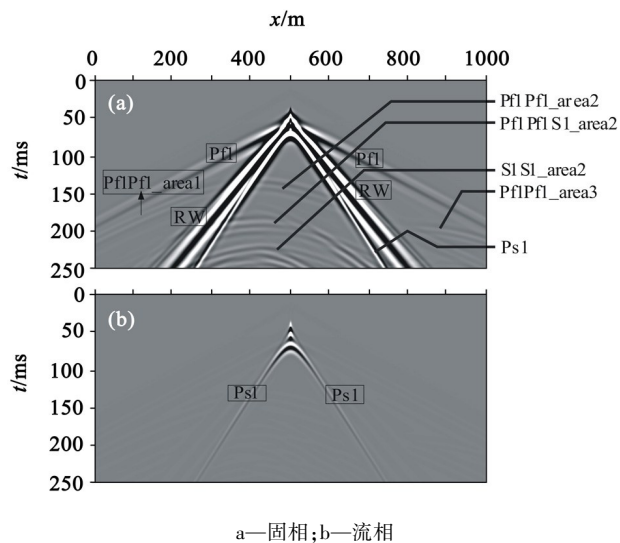


a—固相 150 ms;b—固相 200 ms;c—流相 150 ms;d—流相 200 ms

图 7 水平分界面双层模型面波固相流相波场快照

S1S1_area2,从表层可以观察到慢纵波 Ps1、瑞雷面波 RW、转换的横波 S1 以及连接瑞雷面波 RW 和横波 S1 的 S* 波;流相中,慢纵波 Ps1 已经传播到了分界面 area2,透过分界面转换为了第二层的慢纵波 Ps1Ps2_area2,经过分界面产生了向上传播的反射波 Ps1Ps1_area2。

图 10 双层起伏分界面面波固相和流相 z 分量 250 ms 地震记录,检波器垂直放置。从图 9 中观察到,固相中第一层的快纵波 Pf1、瑞雷面波 RW 和慢纵波 Ps1,其中瑞雷面波的能量很强,它们的速度之间关系是 $Pf > RW > Ps$,快纵波经过分界面 area1、area2、area3 产生了向上传播的反射波 Pf1Pf1_area1、Pf1Pf1_area2、Pf1Pf1_area3,经过分界面 area2 时产生了转换的横波 Pf1Pf1S1_area2,横波 S1 经过分界面 area2 时产生了向上传播的反射波 S1S1_area2;流相中只能观察到慢纵波 Ps1,没有瑞雷面波的存在,这些都与图 8 的波场快照的信息一致。



a—固相;b—流相

图 10 双层起伏界面面波固相和流相 z 分量 250 ms 地震记录

5 结论

把推导的双相介质波动方程退化到弹性波动方程,对比弹性波动方程的数值解与解析解,以此为前提,对双相介质面波和体波在内的全波场进行了正演模拟,详细地分析了双相介质的波场特征,这是以前专家学者们没有重视的部分,这对双相介质面波勘探有借鉴意义。

从模拟的结果来看:①把 PML 边界条件应用到双相介质有限差分算子中,能够有效的消除人工边界产生的虚假波场信息,使得处理人工边界变得高效而简单;②在自由边界的处理上,文中总结了弹性介质自由边界处理中国内外的研究进展,在此基础上,提出了符合双相介质的镜像法(把流相应力 S

在自由边界上设置为零,在自由界面上下层并不成镜像关系),这为处理双相介质面波问题提供了技术支持。③通过对比典型模型固相流相波场快照、地震记录,详细地分析了双相介质的瑞雷面波及体波在内的全波场的运动学、动力学特征,这对以双相介质为基础的地震波勘探具有一定的借鉴意义。

建议在此基础上,对双相介质各向异性及起伏地表情况下的瑞雷面波作进一步的研究,以便能够更加全面地了解和认识双相介质瑞雷面波的波场特性。

参考文献:

- [1] Biot M A.Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. low-frequency range[J].Journal of the Acoustical Society of America,1956,28(2):168-178.
- [2] Biot M A.Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. higher frequency range[J].Journal of the Acoustical Society of America,1956,28(2):179-191.
- [3] Biot M A.Generalized theory of acoustic propagation in porous dissipative media[J].Journal of the Acoustical Society of America,1962,34(9A):1254-1261.
- [4] Biot M A.Generalized boundary condition for multiple scatter in acoustic reflection[J].Journal of the Acoustical Society of America,1968,44(6):1616-1622.
- [5] Dvorkin J,Nur A.Dynamic poroelasticity:A unified model with the squirt and the Biot mechanisms[J].Geophysics,1993,58(4):524-533.
- [6] Dvorkin J,Mavko G,Nur A.Squirt flow in fully saturated rocks[J].Geophysics,1995,60(1):97-106.
- [7] Stoll R D,Bautista E O.Using the Biot theory to establish a baseline geoaoustic model for seafloor sediments[J].Continental Shelf Research,1998,18(14-15):1839-1857.
- [8] Stoll R D.Velocity dispersion in water-saturated granular sediment[J].Journal of the Acoustical Society of America,2002,111(2):785-793.
- [9] 杨顶辉,张中杰,滕吉文,等.双相各向异性研究、问题与应用前景[J].地球物理学进展,2000,15(2):7-21.
- [10] Zhu X,McMechan G A.Numerical simulation of seismic responses of poroelastic reservoirs using biot theory[J].Geophysics,1991,56(3):328-339.
- [11] Siamak,Hassanzadeh.Acoustic modeling in fluid-saturated porous media[J].Geophysics,1991,56(4):424-435.
- [12] 牛滨华,吴有校,孙春岩.裂隙含流体、气体各向异性介质波场数值模拟[J].长春地质学院学报,1994,24(4):454-460.
- [13] 刘仲一,韩其玉.多孔介质声波传播[J].石油大学学报:自然科学版,1994,18(6):30-35.
- [14] Dai N,Vafidis E R,Kanasewich.Wave propagation in heterogeneous,porous media:a velocity-stress,finite-difference method[J].Geophysics,1995,60(2):327-340.
- [15] 石玉梅.流体饱和多空隙介质中弹性波运动方程的解—伪谱法[J].西南石油学院学报,1995,17(1):34-37.

[16] 赵成刚,杜修力,崔杰.固体、流体多相孔隙介质中的波动理论及其数值模拟的进展[J].力学进展,1998,28(1):83-92.

[17] Borge A, Jose M, Carcione. Numerical simulation of the Biot slow wave in water-saturated nivelsteiner sandstone [J]. Geophysics, 2001,66(3):890-896.

[18] Stephane G, Michel D. Seismoelectric wave conversions in porous media:Field measurements and transfer function analysis[J].Geophysics,2001,66(5):1417-1430.

[19] 杨宽德,杨顶辉,王书强.基于 Biot-Squirt 方程的波场模拟[J].地球物理学报,2002,45(6):853-861.

[20] 杨宽德,杨顶辉,王书强.基于横向各向同性 BISQ 方程的弹性波传播数值模拟[J].地震学报,2002,24(6):599-606.

[21] 孟庆生,何樵登,朱建伟,等.基于 BISQ 模型双相各向同性介质中地震波数值模拟[J].吉林大学学报:地球科学版,2003,33(2):217-221.

[22] 刘洋,魏修成.双相各向异性介质中弹性波传播有限元方程及数值模拟[J].地震学报,2003,25(2):154-162.

[23] Liu Y, Li C C. Study of elastic wave propagation in two-phase anisotropic media by numerical modeling of pseudospectral method[J]. Acta Seismologica Sinica: English Edition, 2000,13(2):143-150.

[24] 王东,张海澜,王秀明.部分饱和和孔隙岩石中声波传播数值研究[J].地球物理学报,2006,49(2):524-532.

[25] 裴正林.三维双相各向异性介质弹性波方程交错网格高阶有限差分法模拟[J].中国石油大学学报:自然科学版,2006,30(2):16-20.

[26] 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[J].石油地球物理勘探,2006,41(2):137-143.

[27] 程冰洁,李小凡,徐天吉.非均匀介质中交错网格高阶有限差分数值模拟[J].物探化探计算技术,2006,28(4):294-298.

[28] Berenger J P. Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves[J]. Comp. Phys, 1996, 127:363-379.

[29] Chew W C, Liu Q H. Perfectly matched layers for elastodynamics: A new absorbing boundary condition[J]. Journal of Computational Acoustics, 1996, 4(4):341-359.

[30] Collino F, Tsogka C. Application of the perfectly matched absorbing layer model to the linear elasticdynamic problem in anisotropic heterogeneous media[J]. Geophysics, 2001, 66(1):294-307.

[31] Zeng Y Q, He J Q, Liu Q H. The application of the perfectly matched layer in numerical modeling of wave propagation in poroelastic media[J]. Geophysics, 2001, 66(4):1258-1266.

[32] Festa G, Nielsen S. PML absorbing boundaries[J]. Bull. Seis. Soc. Am., 2003, 93(2):891-903.

[33] 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.

[34] 裴正林.三维各向同性介质弹性波方程交错网格高阶有限差分法模拟[J].石油物探,2005,44(4):308-315.

[35] 李景叶,陈小宏. TI 介质地震波场数值模拟边界条件处理[J].西安石油大学学报:自然科学版,2006,21(4):20-23.

[36] Aki K, Richards P G. Quantitative seismology: theory and methods [J]. W. H. Freeman & Co. San Francisco, 1980.

[37] Mittet R D. Free-surface boundary conditions for elastic staggered-grid modeling schemes[J]. Geophysics, 2002, 67(5):1616-1623.

[38] Xu Y X, Xia J H, Miller R D. Numerical investigation of implementation of air-earth boundary by acoustic-elastic boundary approach [J]. Geophysics, 2007, 72(5):147-153.

[39] 马在田,曹景忠,王家林,等.计算地球物理学概论[M].上海:同济大学出版社,1997:20-27.

Rayleigh surface wave modeling by finite difference method in biphasic media

ZHANG Wei, GAN Fu-Ping, LIU Wei, ZHENG Zhi-Jie

(Institute of Karst Geology, CAGS, MLR Karst Dynamics Laboratory of Guangxi Zhuang Autonomous Region, Guilin 541000, China)

Abstract: In order to study the mechanism and propagation of Rayleigh surface wave in biphasic media and promote the development of data-processing method of Rayleigh surface wave, the authors applied finite difference method with staggered grids to simulate the 2D isotropic elastic media based on the elastic wave equation, and made a comparison between the analytical and numerical solutions. On such a basis, the PML absorbing boundary condition and improved image method can be applied to the two-phase medium wave equation to simulate the typical media model including horizontal layer and undulating interface, analyze the full wave information including the Rayleigh surface wave and body wave, and make a stability analysis. The results show that, on the basis of the comparison between the numerical solution and the analytical solution of the elastic media within the acceptable range of the error, the study of biphasic medium is feasible. The slight improvement of the image method can be applied to biphasic media to deal with free boundary condition problem of the Rayleigh surface wave effectively. The detailed analysis of the full wave field information of biphasic media including the Rayleigh surface wave and body wave shows that it has played a guiding role in the seismic exploration on the basis of biphasic media.

Key words: biphasic media; Rayleigh surface wave; finite difference; staggered grids; PML absorbing boundary condition; free boundary condition of image method; stability analysis; undulating interface model

作者简介: 张伟(1986-),男,湖北黄冈人,硕士研究生,主要研究方向为地震波正反演技术、信号处理及应用软件开发。