



地震波震源加载方式对波场特征的影响

全红娟^{1,2} 朱光明¹ 王晋国² 李桂花³

(1. 长安大学 地质与测绘工程学院 陕西 西安 710054; 2. 长安大学 理学院 陕西 西安 710064;

3. 山东科技大学 地质科学与工程学院 山东 青岛 266590)

摘要: 目的 地震波场数值模拟中,研究胀缩源、集中力源、剪切源在各向异性介质中引起的波场特征。方法 采用 MPML 吸收边界,详细地分析了3种震源的加载机理,基于交错网格高阶有限差分法的波动方程进行数值模拟。结果 不同震源在介质中对波场类型、偏振方向、各分量的能量分配等特征有较大的影响。结论 结果对横波分裂的研究和野外观测系统的震源研究有一定的理论指导意义。

关键词: 各向异性; 交错网格; 胀缩源; 集中力源; 剪切源

中图分类号: P315.3 文献标识码: A 文章编号: 1000-274X(2012)06-0902-05

The influence of loading method of seismic source on wave field characteristic

QUAN Hong-juan^{1,2}, ZHU Guang-ming¹, WANG Jin-guo², LI Gui-hua³

(1. School of Geology Engineering and Geomatics, Chang'an University, Xi'an 710054, China;

2. School of Science, Chang'an University, Xi'an 710064, China;

3. College of Geological Sciences and Engineering, Shandong University of Science and Technology, Qingdao 266590, China)

Abstract: **Aim** In the numerical simulation of seismic wave, studying the wave field characteristics originated from expansion source, concentrated force source and shear source. **Methods** Using MPML absorbing boundary, analyzing in detail the loading mechanism of three kinds of source based on wave equation of staggered-grid high-order finite difference method. **Results** Different source in the medium will have influence in wave type, polarization direction and energy distribution of every component, etc. **Conclusion** The result is constructive to study shear wave splitting and source research of field observation system.

Key words: anisotropy; staggered-grid; expansion source; concentrated force source; shear source

在弹性波场模拟中,震源模拟是一个非常重要的方面,震源加载方式及震源模拟的好坏直接影响数值模拟结果。文献[1]利用傅氏变换法对胀缩源、剪切源、方向震源在均匀各向同性介质中进行了数值模拟;文献[2]对地震勘探中的炸药震源药量进行了理论和实验分析;文献[3]通过计算爆炸震源作用下的位移公式,分析了影响球腔震源子波的多个因素;本文从基于交错网格高阶有限差分的波动方程出发,模拟了集中力源、胀缩源及剪切力源在各向异性介质中的波场,通过模拟结果充分地说明

震源的加载方式对数值模拟的重要性,同时该模拟结果对野外观测系统中的震源研究、波场分析及横波分裂的研究有很好的借鉴意义。

1 方法原理

1.1 一阶交错网格速度——应力波动方程

有限差分法由于其算法简便、对解决近、远场、复杂介质结构和边界的波动问题具有较大的适应性,故在地震波场模拟中得到广泛的应用。原理是

收稿日期: 2012-04-20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(40904009); 中央高校基本科研业务专项基金资助项目(CHD2011JC193)

作者简介: 全红娟,女,陕西宝鸡人,工程师,从事地震波的正演模拟研究。

根据波动方程的差分形式, 计算离散网格点上的地震波场, 这种算法有一个缺点是会产生数值频散, 而且传统差分法的精度也较低。近 10 余年来发展了一种时间和空间差分精度可达任意阶的高阶交错网格有限差分法, 以其计算精度高、提高计算效率和节省存储空间等优点越来越受到人们的重视。通过 Hooke 定律、运动平衡方程和 Cauchy 公式等基本方程推导可得到

$$\rho \frac{\partial V_x}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}; \quad (1a)$$

$$\rho \frac{\partial V_z}{\partial t} = \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z}; \quad (1b)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial t} = c_{11} \frac{\partial V_x}{\partial x} + c_{13} \frac{\partial V_z}{\partial z}; \quad (1c)$$

$$\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial t} = c_{13} \frac{\partial V_x}{\partial x} + c_{33} \frac{\partial V_z}{\partial z}; \quad (1d)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial t} = c_{44} \left(\frac{\partial V_z}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \right); \quad (1e)$$

$$\rho \frac{\partial V_y}{\partial t} = \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z}; \quad (1f)$$

$$\frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial t} = c_{44} \frac{\partial V_y}{\partial z}; \quad (1g)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial t} = c_{66} \frac{\partial V_y}{\partial x}. \quad (1h)$$

式(1)为横向各向同性介质中二维三分量一阶交错网格速度——弹性波方程。 V_x, V_y, V_z 是位移速度分量, $\sigma_{xx}, \sigma_{zz}, \sigma_{xz}, \sigma_{yz}, \sigma_{yx}$ 是应力分量, $c_{11}, c_{13}, c_{33}, c_{44}, c_{66}$ 是弹性系数。用 U, V, R, T, H, W, S, Q 分别表示 $V_x, V_z, \sigma_{xx}, \sigma_{zz}, \sigma_{xz}, V_y, \sigma_{yz}, \sigma_{yx}$ 对应的离散值, k 表示时间节点, i, j 表示 x, z 方向网格节点, 将位移速度分量 V_x, V_y, V_z 定义在离散时间 $k + \frac{1}{2}$ 和 $k - \frac{1}{2}$ 上, 应力分量 $\sigma_{xx}, \sigma_{zz}, \sigma_{xz}, \sigma_{yz}, \sigma_{yx}$ 定义在离散时间 k 和 $k - 1$ 上, 可得到各项精度为 $O(\Delta t^4 + \Delta x^8)$ 离散形式的差分格式

$$\begin{aligned} U_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} &= U_{i,j}^{k-\frac{1}{2}} + \\ &\frac{\Delta t}{\rho_{i,j}} \left\{ \frac{1}{\Delta x} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [R_{i+\frac{(2n-1)}{2},j}^k - R_{i-\frac{(2n-1)}{2},j}^k] \right\} + \\ &\frac{\Delta t}{\rho_{i,j}} \left\{ \frac{1}{\Delta z} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [H_{i,j+\frac{(2n-1)}{2}}^k - H_{i,j-\frac{(2n-1)}{2}}^k] \right\} + \\ &\frac{\Delta t^3}{24\rho_{i,j}^2} PU; \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} V_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} &= V_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}} + \\ &\frac{\Delta t}{\rho_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} \left\{ \frac{1}{\Delta x} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [H_{i+n,j+\frac{1}{2}}^k - H_{i-(n-1),j+\frac{1}{2}}^k] \right\} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\frac{\Delta t}{\rho_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} \left\{ \frac{1}{\Delta z} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [T_{i+\frac{1}{2},j+n}^k - T_{i+\frac{1}{2},j-(n-1)}^k] \right\} + \\ &\frac{\Delta t^3}{24\rho_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^2} PV; \end{aligned} \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} R_{i+\frac{1}{2},j}^k &= R_{i+\frac{1}{2},j}^{k-1} + \\ &\Delta t^* \left\{ \frac{C_{11}}{\Delta x} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [U_{i+n,j}^{k-\frac{1}{2}} - U_{i-(n-1),j}^{k-\frac{1}{2}}] \right\} + \\ &\Delta t^* \left\{ \frac{C_{12}}{\Delta z} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [V_{i+\frac{1}{2},j+\frac{(2n-1)}{2}}^{k-\frac{1}{2}} - V_{i+\frac{1}{2},j-\frac{(2n-1)}{2}}^{k-\frac{1}{2}}] \right\} + \\ &\frac{\Delta t^3}{24\rho_{i+\frac{1}{2},j}^2} PR; \end{aligned} \quad (2c)$$

$$\begin{aligned} T_{i+\frac{1}{2},j}^k &= T_{i+\frac{1}{2},j}^{k-1} + \\ &\Delta t \left\{ \frac{C_{12}}{\Delta x} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [U_{i+n,j}^{k-\frac{1}{2}} - U_{i-(n-1),j}^{k-\frac{1}{2}}] \right\} + \\ &\Delta t \left\{ \frac{C_{22}}{\Delta z} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [V_{i+\frac{1}{2},j+\frac{(2n-1)}{2}}^{k-\frac{1}{2}} - V_{i+\frac{1}{2},j-\frac{(2n-1)}{2}}^{k-\frac{1}{2}}] \right\} + \\ &\frac{\Delta t^3}{24\rho_{i+\frac{1}{2},j}^2} PT; \end{aligned} \quad (2d)$$

$$\begin{aligned} H_{i,j+\frac{1}{2}}^k &= H_{i,j+\frac{1}{2}}^{k-1} + \\ &\Delta t \left\{ \frac{C_{55}}{\Delta x} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [V_{i+\frac{(2n-1)}{2},j+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}} - V_{i-\frac{(2n-1)}{2},j+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}}] \right\} + \\ &\Delta t \left\{ \frac{C_{55}}{\Delta z} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [U_{i,j+n}^{k-\frac{1}{2}} - U_{i,j-(n-1)}^{k-\frac{1}{2}}] \right\} + \\ &\frac{\Delta t^3}{24\rho_{i,j+\frac{1}{2}}^2} PH; \end{aligned} \quad (2e)$$

$$\begin{aligned} W_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} &= W_{i,j}^{k-\frac{1}{2}} + \\ &\frac{\Delta t}{\rho_{i,j}} \left\{ \frac{1}{\Delta x} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [Q_{i+\frac{(2n-1)}{2},j}^k - Q_{i-\frac{(2n-1)}{2},j}^k] \right\} + \\ &\frac{\Delta t}{\rho_{i,j}} \left\{ \frac{1}{\Delta z} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [S_{i,j+\frac{(2n-1)}{2}}^k - S_{i,j-\frac{(2n-1)}{2}}^k] \right\} + \\ &\frac{\Delta t^3}{24\rho_{i,j}^2} PW; \end{aligned} \quad (2f)$$

$$\begin{aligned} S_{i,j+\frac{1}{2}}^k &= S_{i,j+\frac{1}{2}}^{k-1} + \\ &\Delta t^* \left\{ \frac{C_{44}}{\Delta z} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [W_{i,j+n}^{k-\frac{1}{2}} - W_{i,j-(n-1)}^{k-\frac{1}{2}}] \right\} + \\ &\frac{\Delta t^3}{24\rho_{i,j+\frac{1}{2}}^2} PS; \end{aligned} \quad (2g)$$

$$\begin{aligned} Q_{i+\frac{1}{2},j}^k &= Q_{i+\frac{1}{2},j}^{k-1} + \\ &\Delta t \left\{ \frac{C_{55}}{\Delta x} \sum_{n=1}^4 C_n^{(4)} [W_{i+n,j}^{k-\frac{1}{2}} - W_{i-(n-1),j}^{k-\frac{1}{2}}] \right\} + \\ &\frac{\Delta t^3}{24\rho_{i+\frac{1}{2},j}^2} PQ \end{aligned} \quad (2h)$$

其中 $PU, PV, PR, PT, PH, PW, PS, PQ$ 均是空间导数的高阶项, 考虑到文章的篇幅, 就不详细地列出。

采用速度——应力交错网格的离散剖分后, 方

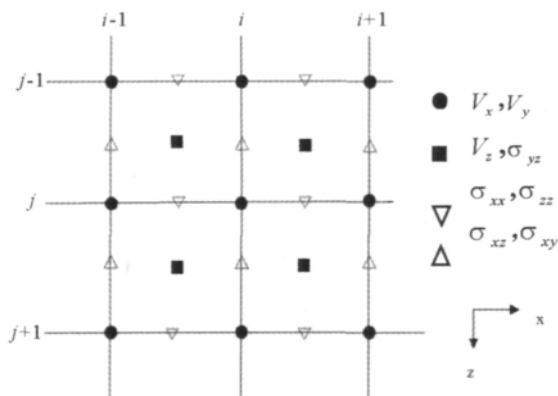


图 1 交错网格速度—应力分量节点示意图

Fig. 1 Staggered-grid velocity and stress nodes diagram

程(2)中应力和位移速度的空间节点位置如图1所示;应力在时间的整数节点上计算,位移速度在时间的半数节点上计算。采用交错网格的优点是计算应力(位移速度)时,用到应力节点两边半个网格节点上的位移速度(应力)进行计算,计算精度要比规则网格高。

1.2 稳定性及边界处理

用一阶弹性波方程的交错网格高阶差分分解法模拟地震波场,精度虽然提高了,但同传统差分分解法一样,应考虑因数值参数选择不合理而引起的频散问题,文中稳定性参考文献[4],这里不作详述。

进行数值模拟时,往往引入人工边界以限制计算范围。对于弹性波方程来讲,就是在边界上人工反射应尽可能地小,使之对区域内部解的影响在允许误差的范围之内。文献[5]提出一种非常有效的吸收边界条件——完全匹配吸收边界,即PML(Perfectly matched layer)吸收边界,这种方法目前已被广泛地应用于有限差分和有限元求电磁波方程和弹性动力学方程的数值模拟,但在有些情况下,PML吸收边界条件却不尽人意,模拟时会出现数值不稳定的现象^[6]。本文引入了MPML(Multi-axial PML)^[7]边界条件,使得在两个正交方向用互成比例的衰减系数来衰减匹配层内的波,获得了很好的效果。

传统的分裂PML的衰减系数(以右边界为例)

$$d_x = d_x(x), d_y = 0, d_z = 0.$$

衰减只是 x 的函数,只能对垂直于边界方向的地震波进行衰减。MPML则可对各个方向的地震波进行衰减,对应的衰减系数为

$$\begin{aligned} d_x &= d_x^{(x)}(x); d_y = P^{\frac{y}{x}} d_x^{(x)}(x); \\ d_z &= P^{\frac{z}{x}} d_x^{(x)}(x). \end{aligned} \quad (3)$$

式(3)中衰减系数 $d_x^{(x)}(x) = \frac{(n+1)V}{2\delta \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right)}$ 其中: n 为

控制衰减快慢的参数,本文取 $n=3$; V 为波速; δ 为吸收层厚; R 为反射系数; $P^{\frac{z}{x}}$ 是MPML介质稳定性的微调因子。

2 算例及分析

震源模拟就是在差分网格上施加力源,为时间层和递推提供初始能量。从震源的加载方式讲,可以是模拟锤击的集中力源和炸药源的爆炸源,也可以是纯剪切力源。下面详细讨论这3种震源在各向异性介质中的波场。文中震源模拟的模型大小为 $500\text{m} \times 500\text{m}$,主频为 40Hz ,震源子波为ricker子波,水平方向和垂直方向的网格大小均 2m ,震源的有效半径为 10m ^[8],数据的采样间隔为 0.2ms 。横向各向异性介质参数为: $\rho=2150\text{kg/m}^3$, $C_{11}=25.24\text{GPa}$, $C_{13}=9.85\text{GPa}$, $C_{33}=12.9\text{GPa}$, $C_{44}=3.62\text{GPa}$, $C_{44}=9.94\text{GPa}$,震源坐标为 $(250\text{m}, 250\text{m})$ 。

2.1 集中力源模拟

集中力源模拟是差分网格某个结点上施加一个随时间变化的作用力,力的作用可以是水平力、垂直力,也可以是倾斜力,所以在弹性介质中激发的弹性波场也具有方向效应^[9]。式(4)中只有 ρf_x 体力分量时为水平集中力,只有 ρf_z 体力分量时为垂向集中力,若沿水平或垂向有夹角时则为倾斜集中力

$$\rho \frac{\partial V_x}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + \rho f_x; \quad (4a)$$

$$\rho \frac{\partial V_y}{\partial t} = \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} + \rho f_y; \quad (4b)$$

$$\rho \frac{\partial V_z}{\partial t} = \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \rho f_z. \quad (4c)$$

从图2可看出集中力源在各向异性介质中不仅激发P波(纵波),也激发S波(横波)。由于各向异性介质中波的传播方向不一定和极化方向一致或垂直,所以称为准P波和准S波。波前图不再如各向同性介质中为两个同心圆,而像个椭圆或似椭圆。 x 分量图沿着力源方向和垂直于力源方向qP波和qS波能量均为零,沿着与力源方向斜交的方向上qP波和qS波均有较强的能量出现; z 分量图沿着力源方向qS波能量在 z 方向为零, x 方向能量最强,qP波能量在 x 方向为零, z 方向能量最强。与各向同性介质中激发的能量分配方式^[11]基本相似,但强弱不同。

2.2 胀缩源模拟

亦称为爆炸震源,其作用效果相当球形空腔源,该震源产生的是无旋场,这种震源在各向同性介质中只产生纵波,常用来模拟纵波源;本文通过在网格

点处采用同时加水平方向应力和垂直方向应力来模拟胀缩源,而不是赋在位移处,这样就很好地避开了

震源处的无穷速度问题。

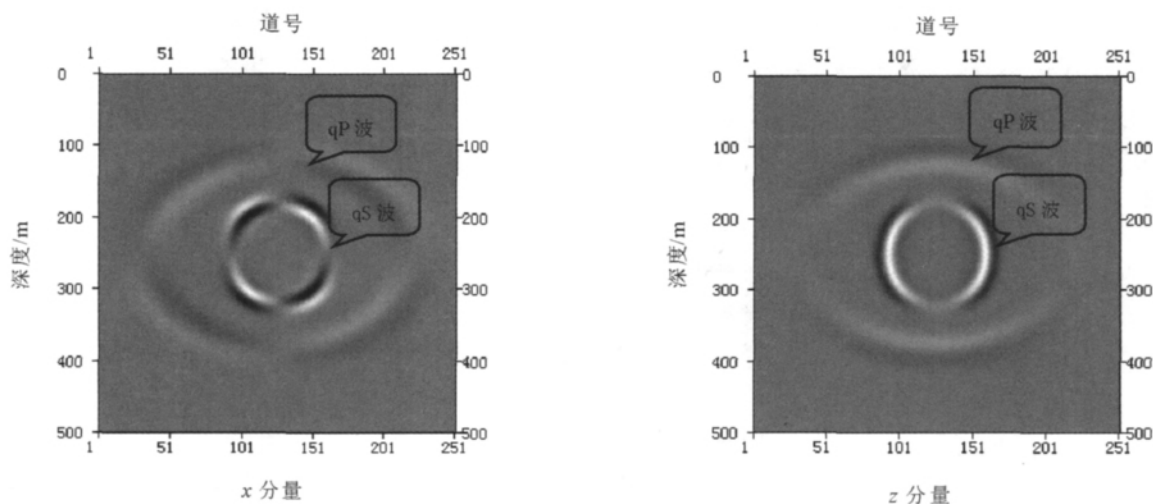


图2 垂直集中力在各向异性介质中的波场快照

Fig. 2 Snapshot of vertical concentrated force in anisotropic medium

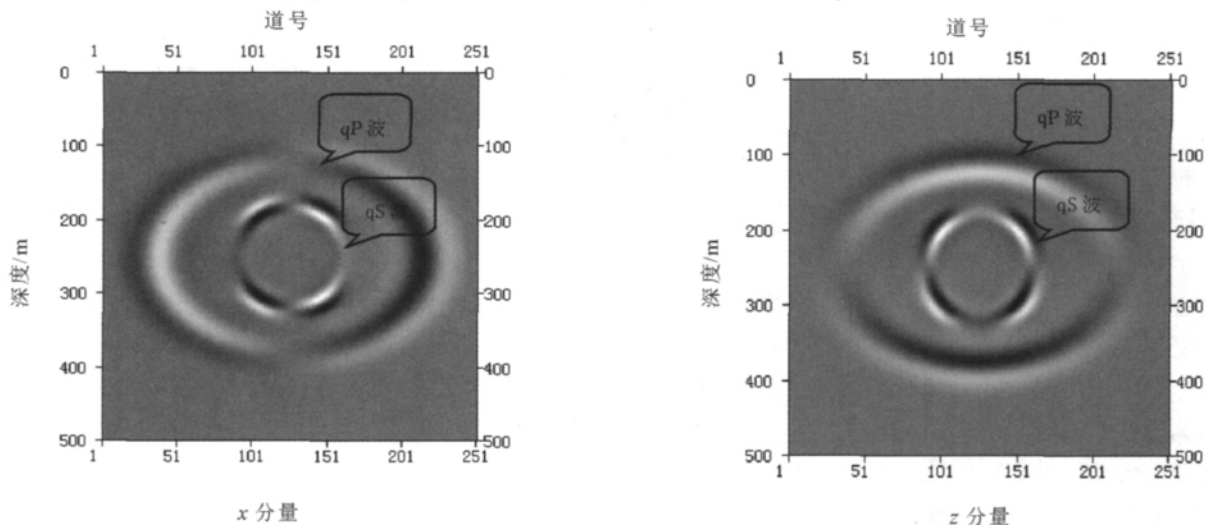


图3 胀缩源在各向异性介质中的波场快照

Fig. 3 Snapshot of expansion source in anisotropic medium

由图3可明显地看出,在各向异性介质中加载胀缩震源,既产生纵波也产生横波,横波的能量相对较弱些。 x 分量的qP波能量在 x 方向最强,qS波能量主要集中在与 x 方向斜交的方向上; z 分量的qP波能量在 z 方向最强,横波能量也集中在与 x 方向斜交的方向上,但斜交的角度与 x 分量的横波显然不同。

2.3 剪切力源模拟

剪切力源在各向同性介质中只产生横波,常用来模拟横波震源。自20世纪80年代以来,地球物理学家就已经通过检测地震资料中的横波分裂现象提取裂缝参数。由于横波激发地震比纵波激发地震复

杂而且耗资较高,至今没有得到广泛的应用。随着油气田勘探发展的需要,提高采样率迫切需要横波技术的推进。本文二维三分量方程在加载了剪切震源简化后的公式为

$$\rho \frac{\partial V_x}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z}(\tau_{xz} - \rho S_y); \quad (5a)$$

$$\rho \frac{\partial V_y}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(\tau_{xy} - \rho S_z) + \frac{\partial}{\partial z}(\tau_{yz} + \rho S_x); \quad (5b)$$

$$\rho \frac{\partial V_z}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(\tau_{xz} + \rho S_y) + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z}. \quad (5c)$$

其中 S 为震源函数。

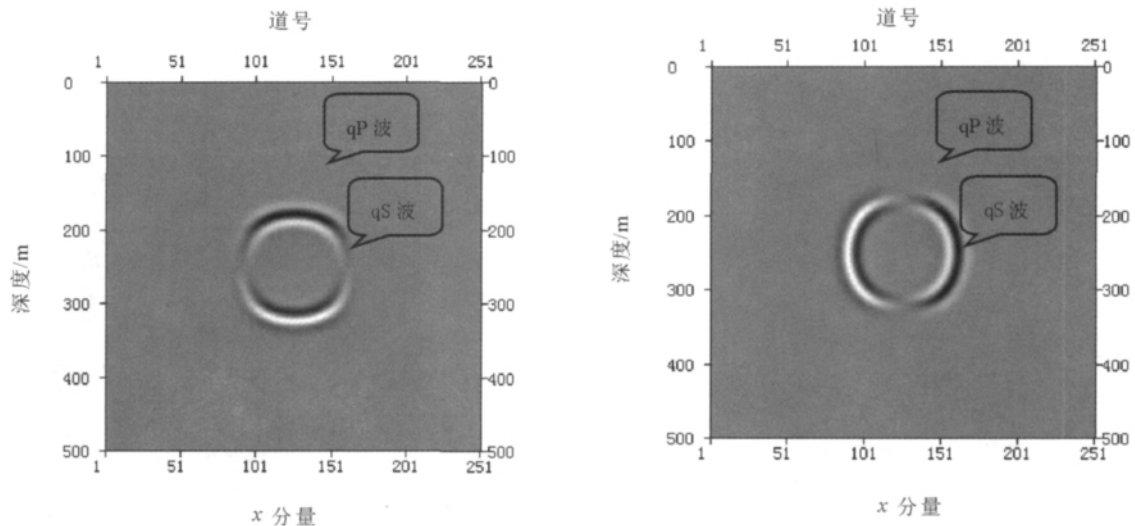


图4 剪切力源在各向异性介质中的波场

Fig.4 Snapshot of shear source in anisotropic medium

图4中波场显然表明剪切力源在各向异性介质中既激发 qP 波也激发 qS 波,但 qP 波能量很弱。 x 分量的 qP 波能量沿着 x 方向最强,沿着 z 方向最弱; qS 波能量在 z 方向最强,而在 x 方向为零。 z 分量的 qP 波和 qS 波能量分配与 x 分量的相反。

3 结 语

通过用交错网格高阶有限差法对地震波震源的数值模拟,得出具有方向性的垂直集中力源在各向异性介质中均可激发出 qP 波和 qS 波,说明能量分配和偏振方向会随集中力的方向有明显地变化。胀缩震源在各向异性介质中除了产生 qP 波也产生 qS 波,但 qP 波的能量相对较强;剪切力源在各向异性介质中除了产生 qS 波还产生 qP 波, qP 波的能量相对很弱,充分体现了体波的耦合。本文模拟的是横向各向异性介质中VTI介质震源激发波场,对应的HTI介质快照是绕VTI介质对称轴旋转 90° 后的结果,不再赘述。3种震源的模拟结果对野外观测系统中的震源研究有很大的启发和借鉴意义,可以很好地选择实际资料观测时的驱使震源,加快资料解释的进程。另外,横波分裂是目前地震勘探较关注的问题,如果对震源机理有很好的理解,那么对研究横波分裂也就有很好的启示。

参考文献:

- [1] 董清华. 震源数值模拟[J]. 世界地震工程, 2000, 16(3): 27-32.
- [2] 张智, 刘财, 邵志刚. 地震勘探中的炸药药量理论与实验分析[J]. 地球物理学进展, 2003, 18(4): 724-728.
- [3] 成景旺, 顾汉胡, 徐照营. 实际地层条件下爆炸震源子波模拟研究[J]. 工程地球物理学报, 2009, 6(5): 529-534.
- [4] 董良国, 马在田, 曹景忠. 一阶弹性波方程交错网格高阶差分法稳定性研究[J]. 地球物理学报, 2000, 43(6): 856-864.
- [5] BERENGER J P. A perfectly matched layer for absorption of electromagnetics waves[J]. Comput Phys, 1994, 114: 185-200.
- [6] BECACHE E, FAUQUEUX S, JOLY P. Stability of perfectly matched layers, group velocities and anisotropic waves[J]. Comput Phys, 2001, 188: 399-433.
- [7] MEZA F, APOSTOLOS S. A nonconvolutional, split-field perfectly matched layer for wave propagation in isotropic and anisotropic elastic media: Stability analysis[J]. Bulletin of the Seismological Society of America, 2008, 98(4): 1811-1836.
- [8] FRANCIS C, CHRYSOULA T. Application of the perfectly matched absorbing layer model to the linear elastodynamic problem in anisotropic heterogeneous media[J]. Geophysics, 2001, 66(1): 294-307.
- [9] 吴国忱. 各向异性介质地震波传播与成像[M]. 北京: 中国石油大学出版社, 2006.

(编辑 曹大刚)