

李娜、黄建平、李振春等, 2014, 二维三分量 TTI 介质 Lebedev 网格正演模拟, 中国地震, 30(2), 289~297。

# 二维三分量 TTI 介质 Lebedev 网格正演模拟

李娜 黄建平 李振春 李庆洋 郭振波 田坤

中国石油大学(华东), 山东省青岛市经济技术开发区长江西路 66 号 266580

**摘要** 鉴于三维各向异性介质(TTI、单斜等)正演模拟在计算量与内存上的巨大消耗以及标准交错网格机制波场插值带来的数值频散,本文采用二维三分量 Lebedev 交错网格有限差分方法对 TTI 介质进行波场模拟,利用二维介质便可得到 3 个相互垂直分量的弹性波场,并利用余弦相似度将其与完全三维正演波场进行对比,分析了该方法的模拟精度。对比测试结果表明,本文方法避免了插值误差,能够精确反映地震波在二维观测平面内的运动学特征,并且平面内质点的偏振速度、振幅能量与三维结果具有较高的相似度,而模拟占用的计算机资源却只相当于三维模拟中的一个二维剖面,是一种高效、准确的各向异性介质数值模拟方法。

**关键词:** 二维三分量 Lebedev 网格 TTI 介质 数值模拟 余弦相似度

[文章编号] 1001-4683(2014)02-0289-09

[中图分类号] P315

[文献标识码] A

## 0 引言

随着勘探开发的深入,地震波动理论的研究逐步向地质构造的非均匀性以及各向异性方向发展。波动方程正演模拟方法能够精确描述波在地下复杂介质中的传播规律,是研究地震波场特征的主要手段。在众多正演模拟方法中,标准交错网格(Standard Staggered Grid, SSG)有限差分法以其高效率、高精度、强适应性等特点被广泛应用于非均匀各向同性、VTI(Transversely Isotropic with a Vertical symmetry axis)和 HTI(Transversely Isotropic with a Horizontal symmetry axis)介质的数值模拟中(Virieux, 1986; Igel et al, 1995)。然而由于用以表征低对称性各向异性介质的弹性参数增多,波动方程中的偏导项增加,在标准交错网格的变量定义机制下需要通过变量插值完成波场更新,进而引入数值误差(Igel et al, 1995; Lisitsa et al, 2010b)。近几年, Saenger 等(2000)提出的旋转交错网格和 Lisitsa 等(2010b, 2012)的 Lebedev 网格都很好解决了这一问题,避免了插值误差,提高了模拟精度,而 Lebedev 网格相较于旋转交错网格具有更宽松的频散条件,在大尺度数值模拟时更加节约计算资源(Lisitsa et al, 2010b; Bernth et al, 2011)。

在各向异性介质波动理论的研究中,除了纵波表现出不同于各向同性介质中的波场特征外,横波携带了更多的各向异性信息。横波分裂现象作为各向异性介质的本质特征,可以

[收稿日期] 2013-12-04; [修定日期] 2014-02-11

[项目类别] 国家自然科学基金面上课题(41274124)、国家自然科学基金委青年基金(41104069)、973 课题(2014CB239006)以及山东省基金委课题(ZR2011DQ016)共同资助

[作者简介] 李娜,女,1985 年生,博士,主要从事各向异性介质正演模拟方法及地震响应特征分析。

E-mail: lina19202@163.com

提供有关岩体内部裂隙和应力结构的信息(柳百琪,1992;缪林昌,1994;滕吉文等,2000)。由于两个横波的偏振方向互相垂直,因此必须采用多分量资料进行观测。然而,地震波正演模拟耗时长、占用计算内存大(Graves,1996;Hokstad et al,2002)。当介质参数沿走向不变时,三维数值模拟可简化为 2.5 维,2.5 维地震波正演模拟方法通过傅立叶变换等处理手段将三维问题转化成沿走向的有限多个二维问题的叠加,使计算内存从三维降低到二维,但计算量仍与三维数值模拟相当(孙建国,2009;Tulchinsky et al,2012)。相较之下,二维三分量正演模拟则是一种经济、高效的数值模拟方法,该方法由二维介质模型得到三分量地震记录,能够精确反映地震波在观测平面内的运动学特征,为各向异性介质中的波场研究提供了依据,并且模拟过程只占用二维的内存和计算量,具有较高的效率。

张中杰等(1991、1993a、1993b)首先提出了 TI(Transversely Isotropic) 介质二阶波动方程的二维三分量正演模拟方法,并进一步给出该方法的稳定性和吸收边界条件;缪林昌(1994)利用三分量同位网格有限差分方法模拟分析了方位对定向排列裂隙介质波场的影响;裴正林(2006)及李振春等(2013)则采用 SSG 差分方法研究了 TI 介质三分量下的横波分裂现象;郭桂红等(2008)应用伪谱法模拟得到裂隙介质的三分量记录,分析研究了横波分裂时差、偏振方向与裂隙密度及方位的关系。

本文将 Lebedev 网格引入到二维三分量数值模拟方法中,通过对比模拟结果发现,Lebedev 网格机制保持了地震波在各向异性介质中传播的运动学及动力学特征。虽然三分量数值模拟方法能够准确反映地震波的传播时间,却无法重构真实波场的振幅信息,只能给出与走向垂直的震源平面内波场振幅的近似值,本文利用余弦相似度分析了二维三分量和三维模拟记录中波场幅值的近似程度,结果证明在不同的震源类型及模型构造下,Lebedev 网格三分量有限差分方法的模拟结果与震源平面内的三维真实波场都具有较高的相似度,是一种兼顾模拟精度和效率的正演方法。

## 1 方法原理

### 1.1 二维三分量 TTI 介质波动方程

由本构方程及微分运动方程可以推导出三维一般各向异性介质速度-应力方程,二维三分量只考虑与模型走向(假设  $y$  轴与走向重合)垂直的  $x-z$  面的二维问题,因此将三维方程中所有对  $y$  方向的偏导项设为零,即可得到二维三分量的波动方程(裴正林,2006)

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} &= \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \right) + f_x \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} &= \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} \right) + f_y \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} &= \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right) + f_z \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial t} &= c_{11} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{13} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{14} \frac{\partial v_y}{\partial z} + c_{15} \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) + c_{16} \frac{\partial v_y}{\partial x} \\
 \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial t} &= c_{13} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{33} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{34} \frac{\partial v_y}{\partial z} + c_{35} \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) + c_{36} \frac{\partial v_y}{\partial x} \\
 \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial t} &= c_{14} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{34} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{44} \frac{\partial v_y}{\partial z} + c_{45} \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) + c_{46} \frac{\partial v_y}{\partial x} \\
 \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial t} &= c_{15} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{35} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{45} \frac{\partial v_y}{\partial z} + c_{55} \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) + c_{56} \frac{\partial v_y}{\partial x} \\
 \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial t} &= c_{16} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{36} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{46} \frac{\partial v_y}{\partial z} + c_{56} \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) + c_{66} \frac{\partial v_y}{\partial x}
 \end{aligned} \tag{2}$$

其中  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$  为质点的速度向量;  $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_{xx}, \sigma_{zz}, \sigma_{yz}, \sigma_{xz}, \sigma_{xy})$  为应力向量;  $c_{ij}$  为弹性常数;  $f = (f_x, f_y, f_z)$  为体力项;  $\rho$  为介质密度。

### 1.2 Lebedev 交错网格机制

当各向异性介质的对称性较低或观测坐标系与本构坐标系存在夹角时,式(2)中的弹性常数通常不为零,利用标准交错网格计算式(2)时需要速度变量插值。为了避免这种误差,Lebedev 网格(Lisitsa et al, 2011)将所有的速度变量定义在同一个网格点,应力定义在与之交错的网格点。如图 1 所示,应力  $\boldsymbol{\sigma}$  定义在空间坐标和为整数的点:  $\Omega_\sigma = \{(i, j) | i + j \in \mathbb{Z}\}$ , 速度  $\mathbf{v}$  则定义在纵横坐标和为半数的点上:  $\Omega_v = \{(i, j) | i + j \notin \mathbb{Z}\}$ , 介质弹性参数及密度定义在整网格点  $(i, j)$  上, 介质非均匀时, 其它点上的密度采用算术平均插值, 弹性参数则用调和平均得到(Lisitsa et al, 2010a)。

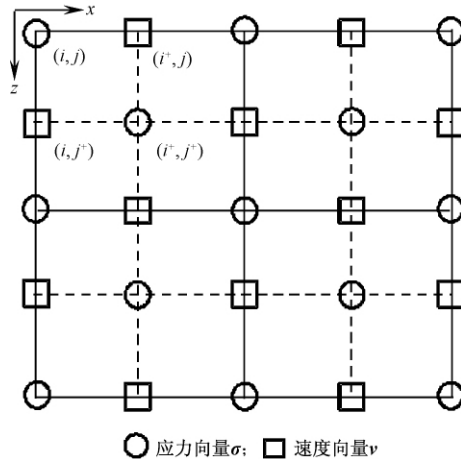


图 1 Lebedev 网格示意图 ( $i^+ = i + 1/2, j^+ = j + 1/2$  表示半网格点)

此外,标准交错网格中的 3 个速度与切应力分量分别定义在相互垂直的 3 个面上,转换到二维三分量机制中需重新定义与  $x-z$  面垂直的速度、应力变量的位置,而二维 Lebedev 网格相当于三维的一个  $x-z$  面,与三维的定义方式相同,算法更易于实施,只需利用中心差分分别计算每个网格点上定义的速度或应力,无需考虑插值误差,式(1)、(2)的差分结果为

$$\begin{aligned}
\rho D_t [v_x]_{i^+,j}^{N-1/2} &= D_x [\sigma_{xx}]_{i^+,j}^{N-1/2} + D_z [\sigma_{xz}]_{i^+,j}^{N-1/2} + \rho [f_x]_{i^+,j}^{N-1/2}, \\
\rho D_t [v_x]_{i^+,j^+}^{N-1/2} &= D_x [\sigma_{xx}]_{i^+,j^+}^{N-1/2} + D_z [\sigma_{xz}]_{i^+,j^+}^{N-1/2} + \rho [f_x]_{i^+,j^+}^{N-1/2}, \\
D_t [\sigma_{xx}]_{i,j}^N &= c_{11} D_x [v_x]_{i,j}^N + c_{13} D_z [v_z]_{i,j}^N + c_{14} D_z [v_y]_{i,j}^N \\
&\quad c_{15} (D_z [v_x]_{i,j}^N + D_x [v_z]_{i,j}^N) + c_{16} D_x [v_y]_{i,j}^N, \\
D_t [\sigma_{xx}]_{i^+,j^+}^N &= c_{11} D_x [v_x]_{i^+,j^+}^N + c_{13} D_z [v_z]_{i^+,j^+}^N + c_{14} D_z [v_y]_{i^+,j^+}^N \\
&\quad c_{15} (D_z [v_x]_{i^+,j^+}^N + D_x [v_z]_{i^+,j^+}^N) + c_{16} D_x [v_y]_{i^+,j^+}^N
\end{aligned} \tag{3}$$

同理可得其余  $v_y, v_z, \sigma_{zz}, \sigma_{yz}, \sigma_{zx}, \sigma_{xy}$  的差分结果, 其中  $N$  为时间离散点;  $D_t, D_x, D_z$  为中心差分算子, 表示形式为

$$\begin{aligned}
D_t [\sigma]_{i,j}^N &= \frac{1}{\Delta t} (\sigma_{i,j}^{N+1/2} - \sigma_{i,j}^{N-1/2}) \\
D_x [\sigma]_{i,j}^N &= \frac{1}{\Delta x} \sum_{m=1}^{M/2} c_m (\sigma_{i+l_m,j}^N - \sigma_{i-l_m,j}^N) \\
D_z [\sigma]_{i,j}^N &= \frac{1}{\Delta z} \sum_{m=1}^{M/2} c_m (\sigma_{i,j+l_m}^N - \sigma_{i,j-l_m}^N)
\end{aligned} \tag{4}$$

其中  $M$  为空间差分精度;  $c_m$  为交错网格  $M$  阶精度的有限差分系数 (刘洋等, 1998);  $l_m = (2m - 1) / 2$ 。此外, 根据 Lebedev 网络的定义方式, 体力项定义为  $[f_x]_{i^+,j}^{N-1/2} = f(t = N - 1/2)$ ,  $[f_x]_{i^+,j^+}^{N-1/2} = [f_x]_{i^+,j}^{N-1/2} = \frac{1}{4} f(t = N - 1/2)$ , 其中  $f(t)$  为震源函数。

本文三维正演模拟同样采用 Lebedev 网格。类似地, 应力  $\sigma$  定义在空间坐标和为整数的点上, 共四类:  $\Omega_\sigma = \{(i, j, k), (i^+, j^+, k), (i^+, j, k^+), (i, j^+, k^+)\}$ , 而速度  $\boldsymbol{v}$  定义在坐标和为半数的点上:  $\Omega_v = \{(i^+, j, k), (i, j^+, k), (i, j, k^+), (i^+, j^+, k^+)\}$ , 每个分量在这四类集合上都有定义, 于是同一时刻, 每个变量要计算其在 4 个不同位置的值, 差分结果变为式 (3) 的两倍。

### 1.3 余弦相似度

为了测试二维三分量正演模拟算法相较于完全三维算法的模拟精度, 本文以传播波场的质点偏振速度为衡量对象, 采用余弦相似度 (Tan et al, 2005) 测试两种算法模拟结果的相似程度, 表达式为

$$S = \text{sim}(A, B) = \frac{\sum_{i,j} (A(i,j) * B(i,j))}{\sqrt{(\sum_{i,j} A^2(i,j)) * (\sum_{i,j} B^2(i,j))}} \tag{5}$$

其中  $A(i, j), B(i, j)$  分别为某一确定时刻二维三分量与三维结果在  $x-z$  面内对应  $(i, j)$  点的波场值。该相似度函数不受量纲的影响, 将震源加载方式对偏振速度的影响降到最低, 侧重反映二维剖面内质点偏振速度的整体偏差, 间接体现了两种模拟结果在波场振幅方面的相似度, 取值为  $(-1, 1)$ 。  $S$  的绝对值越接近 1, 说明两个变量相似度越高。

## 2 数值模拟

首先通过对比验证了 Lebedev 网格在模拟低对称性各向异性介质时的精度, 然后对两

表 1 模型弹性参数

	$c_{11}$	$c_{13}$	$c_{33}$	$c_{55}$	$c_{66}$	$\theta(^{\circ})$
二维均匀模型	9.0E9	2.5E9	6.0E9	2.0E9	3.0E9	45
三维凹陷模型	5.5E9	2.03E9	4.0E9	1.34E9	1.8E9	45

注: $c_{ij}$ 的单位为  $\text{N/m}^2$ ;  $\theta$  为介质极化角度;三维模型中  $c_{44} = c_{55}$

种不同介质分别测试二维三分量和三维三分量数值模拟结果的相似度。用到的介质模型弹性参数见表 1,密度均为  $1000\text{kg/m}^3$ 。

## 2.1 Lebedev 网格模拟精度测试

Igel 等(1995)讨论了在各向异性介质数值模拟过程中,采用 SSG 机制波场插值对地震波相(群)速度(运动学特征)精度的影响,本文利用极化角为  $45^{\circ}$  的均匀 TTI 介质说明波场插值带来的振幅误差(动力学特征)以及 Lebedev 网格的模拟精度。介质弹性参数见表 1,模型大小  $2400\text{m} \times 2400\text{m}$ ,纯纵波震源,主频为  $25\text{Hz}$  的 Ricker 子波,图 2 为 Lebedev 网格与 SSG 两种机制下二维三分量方法模拟得到的  $0.36\text{s}$   $y$  分量波场的快照。

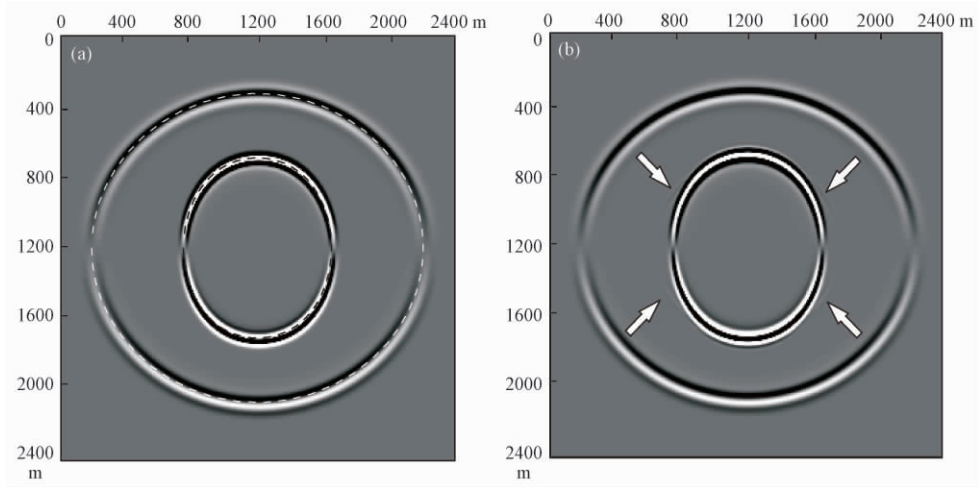


图 2 二维三分量模拟中  $y$  分量  $t=0.36\text{s}$  的波场快照  
(a) Lebedev 网格,白色虚线为群速度曲线;(b) 标准交错网格(SSG)

从图 2(b) SSG 的结果中(白色箭头所示)可以观测到能量较弱的类似 qSH 波的波形,但纯纵波震源不会产生 SH 波。而图 2(a) Lebedev 网格的结果与理论相符,只有一个横波。此外,其波前面与同一时刻的理论群速度(图 2(a)中的白色虚线)吻合,表明 Lebedev 网格算法能够准确、真实地模拟地震波在各向异性介质中的传播。

## 2.2 Lebedev 网格二维三分量算法与 3 维模拟结果相似度测试

分别用均匀模型和复杂凹陷模型来说明二维三分量模拟结果与三维结果的相似度,复杂凹陷模型如图 3 所示。均匀模型(模型参数同 2.1)采用主频为  $25\text{Hz}$  的横波震源,凹陷模型中的凹陷层为 TTI 介质(弹性参数见表 1),其余 3 层为各向同性介质,主频为  $20\text{Hz}$  的纵波震源。二维三分量与三维数值模拟结果如图 4(均匀模型)、图 5(凹陷模型)所示。

从图 4(a)、4(b)各分量中都可清楚地观测到快慢横波,并且横波波形特征及能量都没

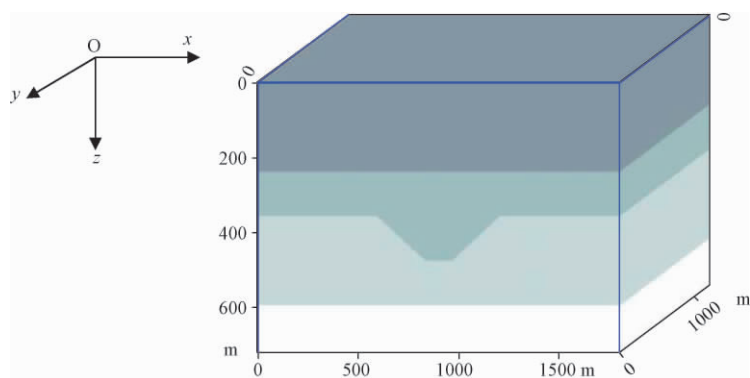
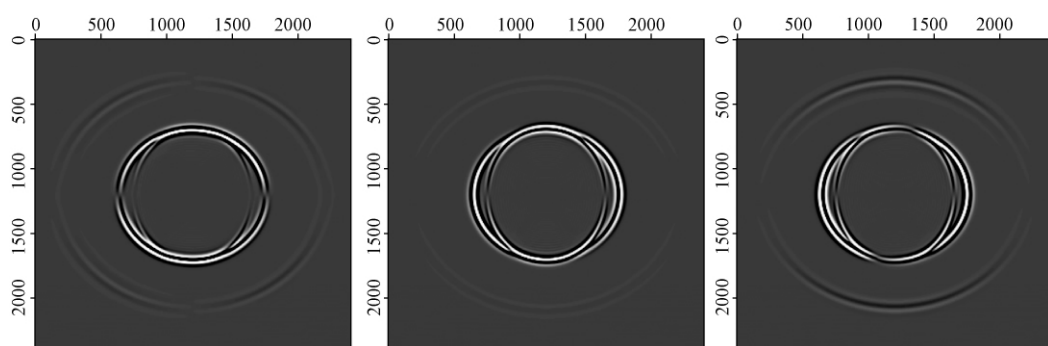
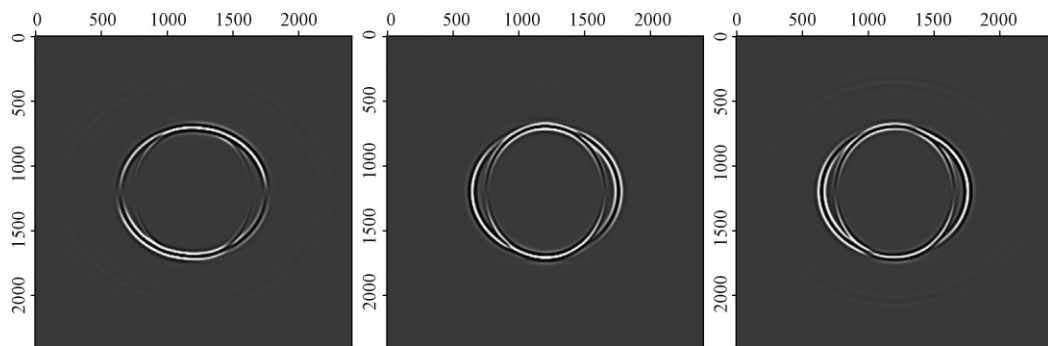


图3 三维凹陷速度模型

图4 (a) 均匀模型  $t=0.36\text{s}$  的二维三分量波场快照  
左: $x$ 分量;中: $y$ 分量;右: $z$ 分量图4 (b) 均匀模型  $t=0.36\text{s}$  的三维三分量波场快照  
左: $x$ 分量;中: $y$ 分量;右: $z$ 分量

有明显区别,但是二维三分量结果中的纵波能量比三维的强。这是由于震源加载方式的不同,二维三分量模拟的是二维介质模型下的三维线源响应,而三维模拟的是相同模型下的点源波场。同样的原因,从图5(a)、5(b)凹陷模型的结果中可以发现:两种算法得到的 $x, z$ 分量在波形形态、能量上都比较接近;而通过分析二维三分量算法模拟的 $y$ 分量(图5(a)中)发现在各向同性层中只存在由各向异性凹陷层产生的快慢横波,这是由于该算法相当于在

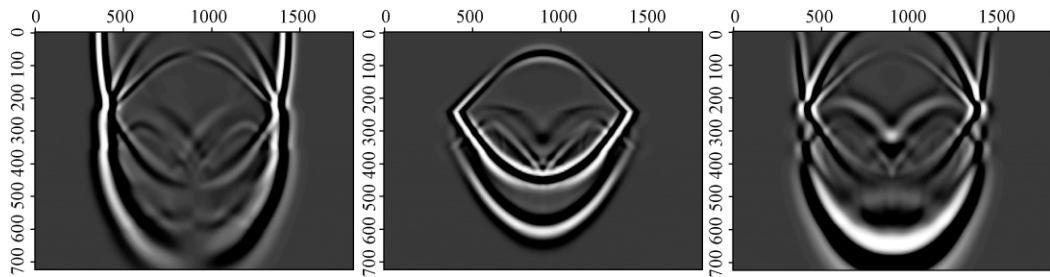


图5 (a) 凹陷模型  $t=0.36\text{s}$  的二维三分量波场快照  
左: $x$ 分量;中: $y$ 分量;右: $z$ 分量

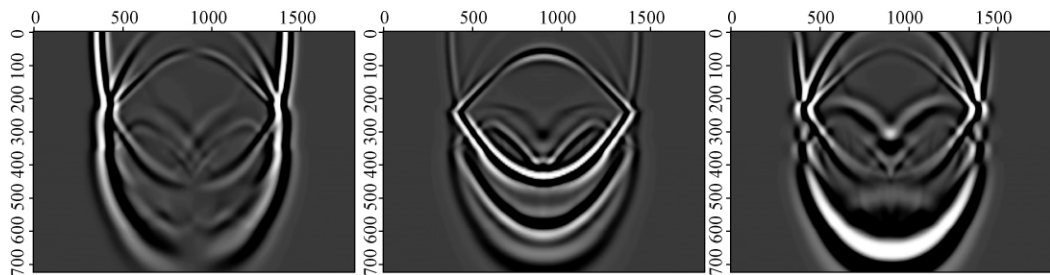


图5 (b) 凹陷模型  $t=0.36\text{s}$  的三维三分量波场快照  
左: $x$ 分量;中: $y$ 分量;右: $z$ 分量

平行走向方向( $y$ 轴)加载了相同的平面爆炸震源点,此类震源只有在各向异性介质中才会引起 $y$ 分量上的横波质点振动,而横波在各向同性界面产生 $x-z$ 面偏振的转换纵波。

表2中给出了利用式(2)计算得到的两种方法模拟不同介质时各分量的余弦相似度。由表2可见,在模拟均匀介质时两种方法的相似度更高,同时该相似程度还与震源类型密切相关,横波震源下的相似度较高。此外,笔者还测试了集中力震源,其余弦相似度在0.8左右。总体来讲,0.7的相似度表明二维三分量方法具有较高的模拟精度。

表2 图4.5中二维三分量与三维各分量相似度

图序号	相似度		
	$x$ 分量	$y$ 分量	$z$ 分量
图4	0.8348294	0.8731347	0.8289412
图5	0.6990482	0.6935741	0.7238428

### 3 结论

为了精确高效地模拟一般各向异性介质中的波场传播,本文提出二维三分量 Lebedev 网格有限差分法,该网格计算方式避免了标准标错网格算法中波场插值引入的误差,具有更高的模拟精度。此外,二维三分量算法利用二维介质模型便可得到多分量的波场结果,可以观测到各向异性介质特有的横波分裂等现象,弥补了常规二维二分量的不足,并且即使受到震源加载的限制,该算法在模拟复杂各向异性介质时的三分量结果与真正三维三分量的模拟结果仍然具有较高的相似度,但只占用二维模拟方法的内存与计算量,是一种经济、高效

且精度较高的各向异性介质正演模拟方法。

致谢:两位审稿专家对本文提出了宝贵的修改意见和建议,在此作者表示衷心感谢。

## 参考文献

- 郭桂红、石双虎、剡惠君等, 2008, 基于二维三分量伪谱法模拟数据的 EDA 介质中横波分裂研究, *地球物理学报*, **51** (2), 469 ~ 478。
- 李振春、李娜、黄建平等, 2013, 裂缝介质横波分裂时差影响因素定量研究, *地球物理学进展*, **28** (1), 240 ~ 249。
- 刘洋、李承楚、牟永光, 1998, 任意偶数阶精度有限差分法数值模拟, *石油地球物理勘探*, **33** (1), 1 ~ 10。
- 柳百琪译, 1992, 地壳内横波分裂的十年:它意味着什么? 能用它做些什么? 下一步该怎么办? (之三), *国际地震动态*, (5), 25 ~ 28。
- 缪林昌, 1994, 二维三分量各向异性介质的数值模拟, *地球物理学报*, **37** (增刊 II), 413 ~ 423。
- 裴正林, 2006, 层状各向异性介质中横波分裂和再分裂数值模拟, *石油地球物理勘探*, **41** (1), 17 ~ 25。
- 孙建国, 2009, 2.5 维地震波数值模拟评述:声波模型, *地球物理学进展*, **24** (1), 20 ~ 34。
- 滕吉文、张中杰、王光杰等, 2000, 地球内部各圈层介质的地震各向异性与地球动力学, *地球物理学进展*, **15** (1), 1 ~ 35。
- 张中杰、何樵登、滕吉文, 1993a, 二维横向各向同性介质中弹性波场差分法模拟稳定性研究, *长春地质学院学报*, **23** (2), 205 ~ 211。
- 张中杰、何樵登、徐中信, 1991, 二维横向各向同性介质中波动方程三分量地震记录模拟, *计算机在地学中的应用国际讨论会论文摘要集*, SM2, 400 ~ 405。
- 张中杰、何樵登、徐中信, 1993b, 二维横向各向同性介质中人为边界反射的吸收——差分法弹性波场模拟, *地球物理学报*, **36** (4), 519 ~ 527。
- Bernth H, Chapman C, 2011, A comparison of the dispersion relations for anisotropic elastodynamic finite-difference grids, *Geophysics*, **76** (3), WA43 ~ WA50.
- Graves R W, 1996, Simulating seismic wave propagation in 3D elastic media using staggered-grid finite difference, *Bull Seism Soc Am*, **86** (5), 1091 ~ 1106.
- Hokstad K, Engell-Sørensen L, Maaø F, 2002, 3-D elastic finite-difference modeling in tilted transversely isotropic media, 72<sup>nd</sup> Internat. Mtg, SEG, Expanded Abstracts, 1951 ~ 1954.
- Igel H, Mora P, Riollet B, 1995, Anisotropic wave propagation through finite-difference grids, *Geophysics*, **60** (4), 1203 ~ 1216.
- Lisitsa V, Podgornova O, Tcheverda V, 2010a, On the interface error analysis for finite difference wave simulation, *Comput Geosci*, **14** (4), 769 ~ 778.
- Lisitsa V, Tcheverda V, 2012, Numerical simulation of seismic waves in models with anisotropic formations: coupling Virieux and Lebedev finite-difference schemes, *Comput Geosci*, **16** (4), 1135 ~ 1152.
- Lisitsa V, Vishnevskiy D, 2010b, Lebedev scheme for the numerical simulation of wave propagation in 3D anisotropic elasticity, *Geophysical Prospecting*, **58** (4), 619 ~ 635.
- Lisitsa V, Vishnevskiy D, 2011, On specific features of the Lebedev scheme in simulating elastic wave propagation in anisotropic media, *Numerical Analysis and Applications*, **4** (2), 125 ~ 135.
- Saenger E H, Gold N, Shapiro S A, 2000, Modeling the propagation of elastic waves using a modified finite-difference grid, *Wave Motion*, **31** (1), 77 ~ 92.
- Tan P N, Steinbach M, Kumar V, 2005, *Introduction to Data Mining*, Addison-Wesley, chapter 8, p500.
- Tulchinsky V G, Lushchenko R A, Roganov Y V, 2012, Acceleration of 2.5D elastic anisotropic modeling, 74<sup>th</sup> EAGE Conference & Exhibition, Extended Abstracts, #B005.
- Virieux J, 1986, P-SV wave propagation in heterogeneous media: Velocity-stress finite-difference method, *Geophysics*, **51** (4), 889 ~ 901.



## The two-dimension three-component Lebedev grid simulation in TTI media

*Li Na Huang Jianping Li Zhenchun Li Qingyang Guo Zhenbo Tian Kun*

China University of Petroleum (East China), Qingdao 266580, Shandong, China

**Abstract** In view of the huge consumption on computation and memory of 3D numerical simulation for anisotropic media with TTI or monoclinic symmetry, and the errors caused by wave-fields interpolation of standard staggered grid scheme, this paper adopts the two-dimension three-component Lebedev scheme finite-difference algorithm with higher precision and efficiency which can get three components wave-fields with just 2D information of the medium. What's more, we compare the results with that of 3D by means of cosine similarity analysis. The tests show that the three components from our algorithm have high similarity in wave-fields character, energy and the velocity of particle polarization compared with that of 3D, but the computational resources occupied by our method are just one 2D profiles of 3D simulation, and thus proves an efficient, high-accuracy numerical method special for anisotropic media.

**Key words:** Two-dimension three-component Lebedev grid TTI media Numerical simulation Cosine similarity