

王瑞甲, 乔文孝. 2014. 含偏心钻铤充液井孔中正交偶极子声波测井的数值模拟研究. 地球物理学报, 57(6):2013-2023, doi:10.6038/cjg20140631.

Wang R J, Qiao W X. 2014. Numerical study of cross-dipole acoustic logging in fluid-filled borehole with an eccentric drill collar. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 57(6):2013-2023, doi:10.6038/cjg20140631.

## 含偏心钻铤充液井孔中正交偶极子 声波测井的数值模拟研究

王瑞甲, 乔文孝\*

1 中国石油大学油气资源与探测国家重点实验室, 北京 102249

2 北京市地球探测与信息技术重点实验室, 北京 102249

**摘要** 采用三维有限差分方法模拟了正交偶极子声源在含偏心钻铤的充液井孔中激发的声场, 研究了钻铤偏心对模式波的种类、激发幅度、以及频散特征的影响. 研究表明, 钻铤偏心导致偶极子声源激发的声场的模式不唯一, 观察到了除偶极模式外的单极模式波和四极模式波; 钻铤偏心导致偶极模式波出现分裂现象, 尤其是快速地层 F2 模式和慢速地层弯曲波的稍高频率的部分, 且快、慢波所对应的两个方位为偏心的方位和与偏心方位垂直的方向; 井孔折射横波以及快速地层 F2 模式的低频部分的慢度基本未受到钻铤偏心的影响, 仍然能够正确反映地层的横波慢度及各向异性; 对于本文研究的慢速地层井孔模型, 当偏心距离  $l$  小于等于 0.01 m 时, 弯曲波的慢度和激发幅度受钻铤偏心的影响很小, 从快、慢弯曲波中提取的快、慢横波慢度基本能够反映地层的各向异性特征.

**关键词** 随钻声波测井; 正交偶极子声源; 各向异性; 偏心

doi:10.6038/cjg20140631

中图分类号 P631

收稿日期 2013-07-17, 2014-05-07 收修定稿

### Numerical study of cross-dipole acoustic logging in fluid-filled borehole with an eccentric drill collar

WANG Rui-Jia, QIAO Wen-Xiao\*

1 State Key Laboratory of Petroleum Resources and Prospecting, China University of Petroleum, Beijing 102249, China

2 Key Laboratory of Earth Prospecting and Information Technology, Beijing 102249, China

**Abstract** A three dimensional time-domain finite difference (TDFD) approach is utilized to investigate the types, excitation amplitude and dispersive characteristics of borehole normal modes produced by cross-dipole sources with the existence of an eccentric drill collar. The results show that an eccentric tool excites wave field of multiple azimuthal orders, where we observe monopole and quadrupole modes besides the wanted dipole modes. We also observe the wave splitting phenomenon induced by the tool eccentricity, especially at relatively high frequency, for either the F2 mode of fast formations, or the flexural mode of slow formations. The orientations of fast and slow flexural waves induced by tool eccentricity are the directions parallel or perpendicular to the eccentric direction. The borehole refracted shear waves and the low

**基金项目** 国家自然科学基金项目(11204380、11374371、11134011 和 61102102)、国家油气重大科技专项(2011ZX05020-009)、中国石油科技创新基金(2013D-5006-0304)和中国石油天然气集团公司项目(2011A-3903、2011B-4001)的资助.

**作者简介** 王瑞甲, 男, 山东无棣人, 汉族, 博士, 主要从事地球物理测井方法、检测声学等方面的研究工作. E-mail: wruijia@foxmail.com

\* **通讯作者** 乔文孝, 男, 山东禹城人, 博士、博士生导师, 研究方向: 声波测井、检测声学. E-mail: qiaowx@cup.edu.cn

frequency range of the F2 mode are almost not affected by the tool eccentricity, and can be utilized to accurately describe the shear slowness and the shear anisotropy. For the slow formation in this study, when  $l \leq 0.01$  m, the influence of collar eccentricity on flexural amplitude and dispersion is relatively small, and the extracted fast and slow shear slowness from the flexural waves can be used to assess the formation elastic anisotropy.

**Keywords** Acoustic LWD; Cross-dipole sources; Anisotropy; Eccentricity

## 1 引言

与电缆声波测井相比,随钻声波测井可以在钻进过程中提供实时的地层声学信息,在节约井口占用时间、规避风险等方面有着不可比拟的优势(Tang and Cheng, 2004).近些年,人们逐渐发展和完善了随钻纵波和随钻横波测井技术,极大地提高了随钻声波测井的评价能力(Minear et al., 1995; Leggett et al., 2001; Tang et al., 2002).下一步,随钻声波测井技术面临的挑战是对地层的声学各向异性进行测量。

不同于电缆测井,在随钻横波测量中,人们选用了四极子声源进行测量,而非电缆测井中采用的偶极子声源(Tang et al., 2002; Sinha et al., 2009; 王华等, 2009).这是因为偶极子声源在井孔中测量的弯曲波受钻铤模式波的影响严重,且在慢速地层中弯曲波的频散特征与电缆测井不同,其低频速度并非趋近于地层横波速度;四极子声源激发的螺旋波在低频段不受钻铤波影响,且低频速度趋近于地层横波速度.但是,限于四极子声源的辐射指向性,难以利用其获得地层快横波面的方位和横波速度的各向异性值.尽管部分学者在此方面开展了一些工作(Wang and Tang, 2003),但至今未见成功利用四极子声源进行地层各向异性测量的报道.由于随钻四极子声波测井仪换能器的安装方式与正交偶极子声波测井仪相同,且其接收站兼具备正交偶极子接收功能,通过合理的电路设计,可以较为方便地实现正交偶极子声波测井,所以随钻正交偶极子测井是进行地层各向异性评价的首选方法。

关于偶极子声源在各向同性和各向异性地层井孔中激发的声场的研究,已经开展了大量工作.研究的内容涵盖了各向同性地层(Cheng, 1994; 崔志文, 2004; 张海澜等, 2004; Tang and Cheng, 2004; Sinha et al., 2009; 王华等, 2009)、各向异性地层(Sinha et al., 2006; Sinha et al., 2010; He and Hu, 2009; He et al., 2010; 闫守国等, 2011;

王瑞甲等, 2012a, 2012b; 王瑞甲, 2012; 王瑞甲等, 2013)、孔隙介质地层(陈雪莲和王瑞甲, 2008)等多种复杂的情况.这些研究大部分集中在电缆测井方面,有关随钻条件下的井孔声场的模拟和分析相对较少. Sinha 等(2010)研究了多极子声源在含钻铤各向异性地层斜井中激发的声场,他们的研究认为,偶极模式波可以用于提取过井轴的两个正交的平面内的剪切模量.王瑞甲等(2012b)采用三维有限差分方法研究了正交偶极子声源在含钻铤横向各向同性(TI)地层斜井中激发的声场,证实了随钻条件下偶极子声源对于地层各向异性的方位敏感性以及采用正交偶极声源进行随钻声学各向异性测井的可行性。

在随钻条件下,仪器偏心是常见的现象.而上述的研究和分析大都基于仪器居中的条件下,具有一定的局限性.对偏心问题的研究和分析可以帮助人们认识在仪器偏心的情况下井孔内的弹性波传播现象,为新型仪器的设计及现场数据分析提供理论依据.目前,有关钻铤偏心对井内声场测量的影响的研究还非常少. Zheng 和 Toksöz(2004)采用有限元方法研究了存在偏心钻铤的井孔中各种模式波的频散特征,但是未涉及钻铤偏心对模式波激发谱、地层各向异性测量的影响等问题的分析.本文在前人研究的基础上,重点研究钻铤偏心对于各向同性和各向异性地层井孔中偶极模式波的影响,进一步讨论在钻铤偏心的情况下利用正交偶极子声源进行各向异性测量的可行性。

## 2 物理模型和计算方法

图 1 所示为含偏心钻铤随钻多极子测井声学模型(王瑞甲, 2012).该模型为典型的柱状径向分层介质模型,各层介质由内而外依次为水、钻铤、水、地层.假定坐标轴原点与钻铤的中心点  $O$  重合,井轴及仪器轴与  $z$  轴平行,偏心的方向为  $x$  轴方向.钻铤内半径  $r_0$ 、外半径  $r_1$  分别为 0.024 和 0.086 m.井孔半径  $r_2$  为 0.120 m.定义井孔中心点  $O'$  和钻铤中

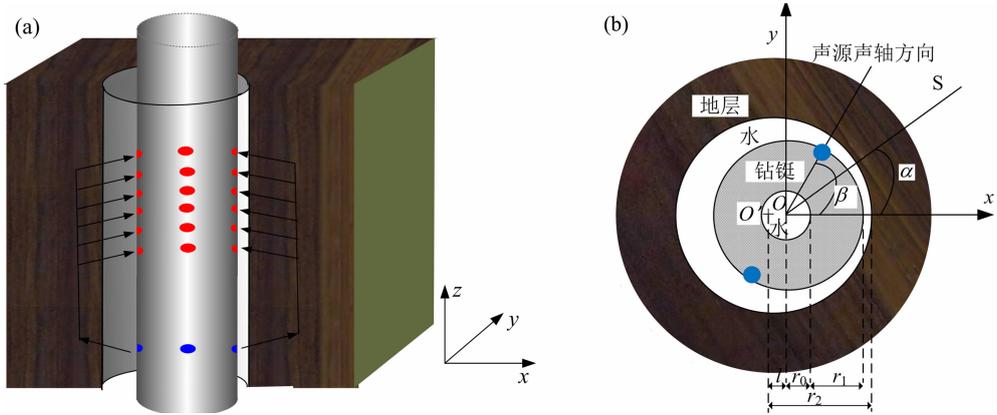


图 1 含钻铤各向异性地层井孔声学模型示意图,包括(a)声学模型三维示意图和(b)井孔横截面示意图

Fig. 1 Schematic diagram of acoustic model for logging while drilling in a TI formation (a) and cross section of the model (b)

心点  $O$  的距离为偏心距离  $l$ . 对于偶极子声源, 采用加载在钻铤外径附近的极性相反的两个单极子声源来模拟. 声源声轴的方向与  $x$  轴夹角为  $\beta$ . 假定横向各向同性(TI)地层的对称轴(用符号  $S$  表示)位于  $x$ - $y$  平面内, 且与  $x$  轴夹角为  $\alpha$ . 本文考虑了四种情况的地层模型, 分别是快速各向同性(ISO)地层、慢速各向同性(ISO)地层、快速 TI 地层、以及慢速 TI 地层. 模型中各种介质的弹性参数分别如表 1 所示.

表 1 各种介质的弹性参数

Table 1 Elastic parameters of the material

类型	$\rho$ /( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )	$C_{11}$ /GPa	$C_{66}$ /GPa	$\epsilon$	$\delta$	$\gamma$
流体(水)	1000.0	2.25	—	0	0	—
钻铤	7850.0	269.6	76.9	0	0	0
快速 ISO 地层	2640.0	74.73	29.99	0	0	0
慢速 ISO 地层	2200.0	22.0	3.10	0	0	0
快速 TI 地层	2640.0	74.73	29.99	0.1350	0.2050	0.1800
慢速 TI 地层	2200.0	22.0	3.10	0.2857	0.2241	0.1458

从图 1 可见, 钻铤的偏心对声场的影响主要为两方面, 一方面钻铤偏心导致了模型的不对称性, 也就是使得该声学模型在周向上失去了旋转对称性(不考虑地层的各向异性); 另一方面, 导致了声源和接收器的偏心. 这两点使得任意单纯方位阶数的声源均能够在井孔内激发多种方位阶数的声场, 从而使得测得的声场极为复杂.

由于该声学模型在周向上不存在对称性, 对声场的求解问题为典型的三维问题, 需要采用数值方法进行求解. 三维有限差分方法是解决此类问题的常用数值方法. 在直角坐标系下, 采用应力和速度表示的运动方程和本构方程分别为(Cheng, 1994; 张海澜等, 2004)

$$\begin{cases} \rho \partial_t v_x = \partial_x \tau_{xx} + \partial_y \tau_{xy} + \partial_z \tau_{xz} + f_x, \\ \rho \partial_t v_y = \partial_x \tau_{xy} + \partial_y \tau_{yy} + \partial_z \tau_{yz} + f_y, \\ \rho \partial_t v_z = \partial_x \tau_{xz} + \partial_y \tau_{yz} + \partial_z \tau_{zz} + f_z. \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} \partial_t \tau_{xx} \\ \partial_t \tau_{yy} \\ \partial_t \tau_{zz} \\ \partial_t \tau_{yz} \\ \partial_t \tau_{xz} \\ \partial_t \tau_{xy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{14} & C_{24} & C_{34} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{15} & C_{25} & C_{35} & C_{45} & C_{55} & C_{56} \\ C_{16} & C_{26} & C_{36} & C_{46} & C_{56} & C_{66} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \partial_x v_x \\ \partial_y v_y \\ \partial_z v_z \\ \partial_y v_z + \partial_z v_y \\ \partial_z v_x + \partial_x v_z \\ \partial_y v_x + \partial_x v_y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} g_{xx} \\ g_{yy} \\ g_{zz} \\ g_{yz} \\ g_{xz} \\ g_{xy} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中,  $v_x, v_y, v_z$  分别为  $x, y, z$  方向上的速度分量;  $\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{zz}$  分别为  $x, y, z$  方向上的正应力;  $\tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{xz}$  为剪切应力;  $\rho$  为介质的密度;  $g_{ab(a, b=x \sim z)}$  表示力变化速度的体积源, 和体力源  $f_i(i=x \sim z)$  组合使用可以模拟各种声源;  $C_{ab(a, b=1 \sim 6)}$  为介质的刚性系数. 特别地, 对于本文研究各向异性问题, 除  $C_{11}, C_{12}, C_{13}, C_{22}, C_{23}, C_{33}, C_{44}, C_{55}$  和  $C_{66}$  外, 其它矩阵元素均为零值, 采用规则的交错网格即可满足计算要求. 交错网格是一种不同的物理量在时间和空间上均为交错分布的网格划分方式. 如图 2 所示, 各正应力分量和弹性系数均位于元胞中心, 各切应力分量和速度分量交错分布于元胞的不同位置. 另外, 速度分量和应力分量在时间维度上也相差半个网格.

利用图 2 所示的网格划分方式将式(1)–(2)离散化, 得到离散形式的波动方程. 式(3)–(4)分别为

$v_{x_{i+1/2,j,k}}^{n+1/2}$  和  $\tau_{xx_{i,j,k}}^n$  离散格式的计算方法, 其它物理量类似, 不再赘述.

$$v_{x_{i+1/2,j,k}}^{n+1/2} = v_{x_{i+1/2,j,k}}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\rho_{i+1/2,j,k}} (\delta_x \tau_{xx_{i,j,k}}^n + \delta_y \tau_{xy_{i+1/2,j,k+1/2}}^n + \delta_z \tau_{xz_{i+1/2,j,k+1/2}}^n), \quad (3)$$

$$\tau_{xx_{i,j,k}}^{n+1} = \tau_{xx_{i,j,k}}^n + \Delta t [C_{11} \delta_x v_{x_{i+1/2,j,k}}^{n+1/2} + C_{12} \delta_y v_{y_{i,j+1/2,k}}^{n+1/2} + C_{13} \delta_z v_{z_{i,j,k+1/2}}^{n+1/2} + C_{14} (\delta_z v_{y_{i,j,k+1/2}}^{n+1/2} + \delta_y v_{z_{i,j+1/2,k}}^{n+1/2}) + C_{15} (\delta_z v_{x_{i,j,k+1/2}}^{n+1/2} + \delta_x v_{z_{i+1/2,j,k}}^{n+1/2}) + C_{16} (\delta_y v_{x_{i,j+1/2,k}}^{n+1/2} + \delta_x v_{y_{i+1/2,j,k}}^{n+1/2})]. \quad (4)$$

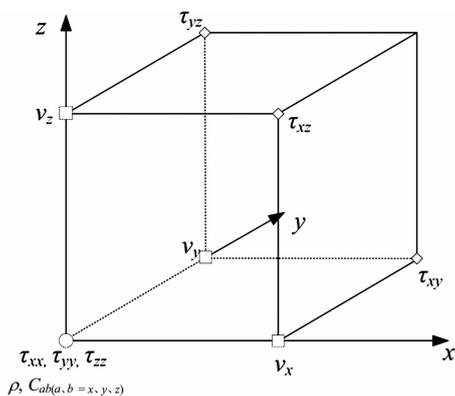


图 2 交错网格 1/8 元胞示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the 1/8 cell for staggered grid

其中  $\delta_x$ 、 $\delta_y$  和  $\delta_z$  分别表示  $x$ 、 $y$  和  $z$  方向的差分算子,  $\Delta t$  表示时间步长. 由于钻铤-液体, 液体-钻铤均为波阻抗差异较大的界面, 采用在空间上为低阶精度的差分算法更为稳定. 结合较小的网格步长, 低阶精度的差分算法能够更为准确地描述固液界面处的波传播现象. 本文采用了在空间域和时间域均为二阶精度的差分格式, 差分算子如式(5)所示:

$$\begin{cases} \delta_x f_{i+1/2,j,k}^n = (f_{i+1,j,k}^n - f_{i,j,k}^n) / \Delta x, \\ \delta_y f_{i,j+1/2,k}^n = (f_{i,j+1,k}^n - f_{i,j,k}^n) / \Delta y, \\ \delta_z f_{i,j,k+1/2}^n = (f_{i,j,k+1}^n - f_{i,j,k}^n) / \Delta z, \\ D_t f_{i,j,k}^{n+1/2} = (f_{i,j,k}^{n+1} - f_{i,j,k}^n) / \Delta t. \end{cases} \quad (5)$$

其中,  $f$  表示目的物理量,  $\Delta x$ 、 $\Delta y$  和  $\Delta z$  表示  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向的网格步长. 对于非元胞中心的密度值, 通过临近点的算术平均值得到

$$\begin{cases} \rho_{i+1/2,j,k} = (\rho_{i+1,j,k} + \rho_{i,j,k}) / 2, \\ \rho_{i,j+1/2,k} = (\rho_{i,j+1,k} + \rho_{i,j,k}) / 2, \\ \rho_{i,j,k+1/2} = (\rho_{i,j,k+1} + \rho_{i,j,k}) / 2. \end{cases} \quad (6)$$

对于弹性系数, 则通过其临近点的调和平均值得到

$$\begin{cases} C_{44}^{i,j+1/2,k+1/2} = 4 / \left( \frac{1}{C_{44}^{i,j,k}} + \frac{1}{C_{44}^{i,j,k+1}} + \frac{1}{C_{44}^{i,j+1,k}} + \frac{1}{C_{44}^{i,j+1,k+1}} \right), \\ C_{55}^{i+1/2,j,k+1/2} = 4 / \left( \frac{1}{C_{55}^{i,j,k}} + \frac{1}{C_{55}^{i+1,j,k}} + \frac{1}{C_{55}^{i,j,k+1}} + \frac{1}{C_{55}^{i+1,j,k+1}} \right), \\ C_{66}^{i+1/2,j+1/2,k} = 4 / \left( \frac{1}{C_{66}^{i,j,k}} + \frac{1}{C_{66}^{i+1,j,k}} + \frac{1}{C_{66}^{i,j+1,k}} + \frac{1}{C_{66}^{i+1,j+1,k}} \right). \end{cases} \quad (7)$$

模型外侧的吸收边界采用了分裂的完全匹配层 (SPML) 技术 (Chew and Liu, 1996), 匹配层的厚度选择为纵波波长的一半. 声源加载在应力节点上, 选用了声学模拟中常用的透明源的加载方法 (Schneider et al., 1998). 声源函数采用了雷克子波函数, 如式(8)所示:

$$s(t) = \{1 - 2[\pi f_0(t - t_0)]^2\} e^{-[\pi f_0(t - t_0)]^2}, \quad (8)$$

其中,  $f_0$  表示声源主频,  $t$  表示时间,  $t_0$  表示声源加载中采用的时间偏移参数. 在直角坐标系下, 对于一般的各向异性介质, 有限差分方法的稳定性条件如下 (Cheng, 1994; 张海澜等, 2004):

$$\begin{cases} \Delta t v_{\max} \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}} \leq \left( \sum_{m=0}^{N-1} |a_m| \right)^{-1}, \\ \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2} < \frac{v_{\min}}{2f_{\max}}. \end{cases} \quad (9)$$

其中  $v_{\max}$  和  $v_{\min}$  分别表示介质声波最大和最小速度值,  $a_m$  为差分算子系数 (张海澜等, 2004),  $N$  为空间阶数的一半,  $f_{\max}$  表示模拟中声源覆盖的最高频率,  $\Delta t$  为时间步长. 考虑到井孔为圆周边界, 为了在三维直角坐标系下对井孔模型进行更为精确的描述, 采用的网格步长  $\Delta x$ 、 $\Delta y$  和  $\Delta z$  分别为 0.005、0.005 和 0.0125 m, 主计算区域的网格数为  $200 \times 200 \times 384$ , 时间步长为 0.4  $\mu\text{s}$ .

由于该模型计算量较大, 采用 OpenMP 和 MPI 混合编程技术实现了多节点多核并行计算. 对于本文的模型, 采用 3 个 CPU 核心数为 16 的节点并行计算所需要的机时约为 24 个小时.

另外, 采用有限差分方法得到的计算结果为时域波形, 为了得到模式波的种类、幅度及衰减等信息, 需要对波形数据进行进一步的处理和分析. 本文采用了一种多通道声波信号频散分析方法 (王瑞甲等, 2012c), 可一并获得模式波的速度及衰减信息, 进一步采用最小二乘法对模式波频谱分解, 得到各种模式波的幅度.

## 3 数值模拟结果及分析

### 3.1 波形及声场分析

数值模拟了偶极子声源在快、慢速各向同性地

层中激发的声场,计算结果如图 3 所示. 其中,蓝色虚线和红色虚线分别表示  $l=0.02\text{ m}, \beta=0^\circ$  和  $l=0.02\text{ m}, \beta=90^\circ$  情况下的同向分量偶极子波形,黑色实线表示居中的情况 ( $l=0\text{ m}$ ),源距为  $2\sim 3.5\text{ m}$ .

由图 3 可知,在钻铤偏心时,不同声轴方向的偶极子声源激发的波形的速度和幅度均不同,即存在波分裂现象. 对于快速地层,不同情况下,首波形态基本一致,后续波有一定差别;在  $\beta=90^\circ$  的情况下的后续

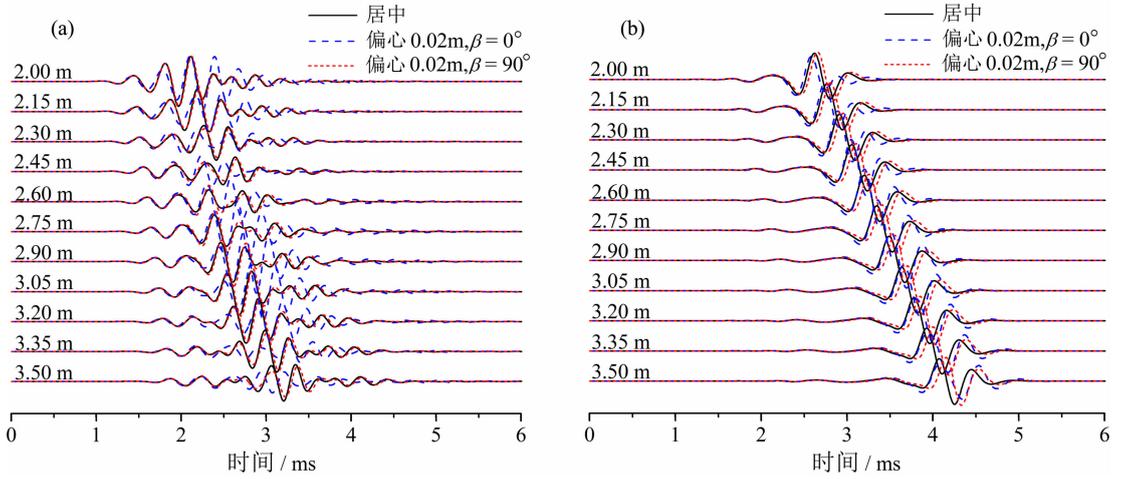


图 3 正交偶极子声源在含偏心钻铤充液井孔中激发的同向分量波形:(a)快速地层;(b)慢速地层  
Fig. 3 Simulated inline waveforms in a fluid-filled borehole with a decentered drill collar produced by cross-dipole sources;(a) fast formation;(b) slow formation

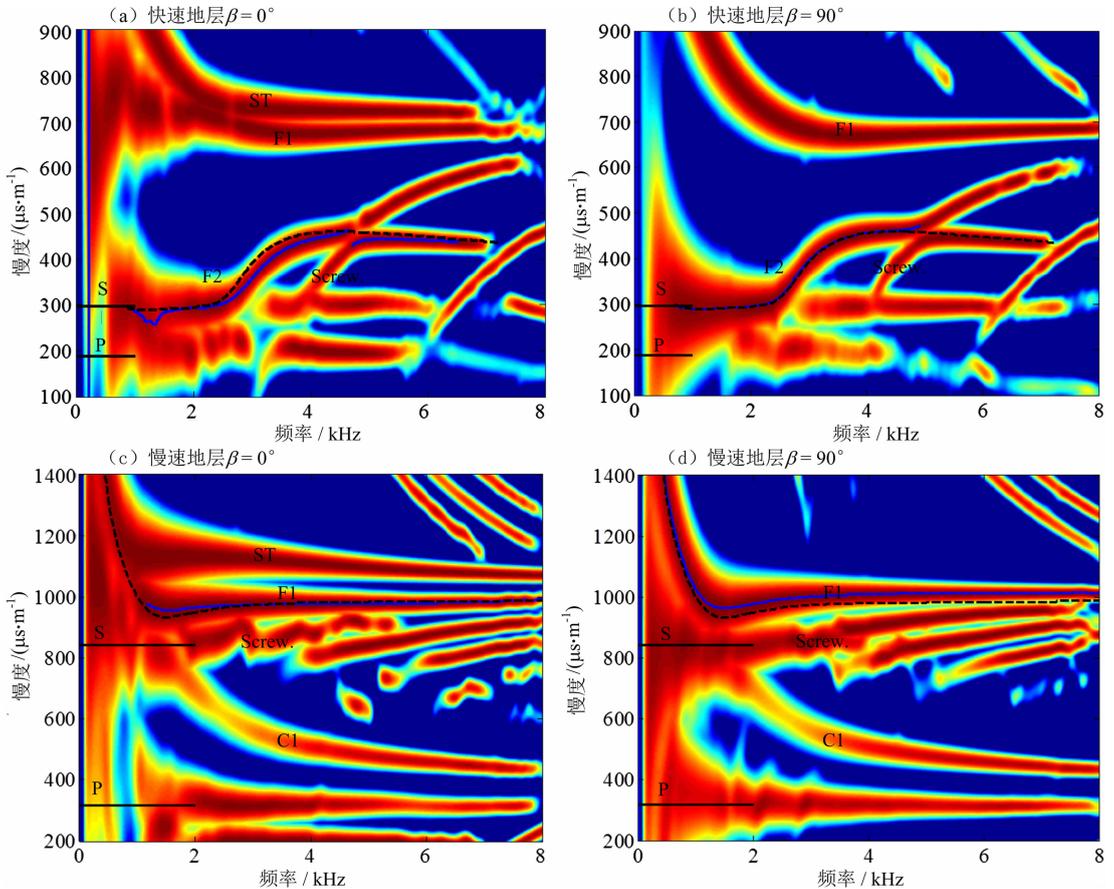


图 4 正交偶极子声源在含偏心钻铤充液井孔中激发的波形的频散图  
Fig. 4 The dispersion maps of the simulated waveforms in a fluid-filled borehole with a decentered drill collar produced by cross-dipole sources

波形态与居中情况下的波形差别不大,而当  $\beta=0^\circ$  时,其后续波受钻铤偏心影响较大,与居中情况下的波形有着很大的差别.在慢速地层的结果中,首先到达的为依赖钻铤传播的模式,受钻铤偏心影响较小.其后到达的波包幅度较大,在钻铤偏心情况下的波形与居中时的波形有一定差别.

采用频散分析方法对阵列波形进行处理(王瑞甲等, 2012c),得到模式波的频散图,如图 4 所示,其中实线为偏心情况下提取的频散曲线,虚线为对应的居中情况下的频散曲线.在快速地层情况的计算结果中,可观察到除偶极模式(F1、F2)以外的其他模式波:当  $\beta=0^\circ$  时,可见斯通利波(ST,单极模式)和螺旋波(Screw, 四极模式);当  $\beta=90^\circ$  时,仅观察到螺旋波,未见斯通利波模式.在快速地层情况下,无论  $\beta$  为何值,F2 模式的低频处速度始终趋近于地层横波速度;在稍高频率(2.5~5 kHz)处,当  $\beta=0^\circ$  时,F2 模式的慢度小于居中的情况下该模式的慢度,而当  $\beta=90^\circ$  时,F2 模式的慢度变化不大.由于该频率段的弯曲波受钻铤-地层之间的流体的控制,而钻铤偏心导致了钻铤周围的流体分布不均匀,所以对钻铤-地层之间流体较为敏感的模式受钻铤偏心的影响较大(王瑞甲, 2012).在慢速地层情况下,弯曲波(F1)的低频部分依赖钻铤传播,受偏心的影响较小;稍高频率部分(2.5~5 kHz)受到钻铤-地层之间流体的影响,受偏心影响较大:钻铤偏心使得  $\beta=0^\circ$  时频率范围 1.0~3.0 kHz 的弯曲波慢度增加,而频率范围 3.0~8.0 kHz 内的弯曲波慢度降低;当  $\beta=90^\circ$  时,钻铤偏心使得弯曲波慢度在全频率

段内增加.另外,在低频处,可观察到井孔折射横波,其慢度与地层体横波一致,未受到偏心的影响.另外,本文的频散曲线提取结果与 Zheng 和 Toksöz (2004)采用有限元方法计算的结果一致.

图 5 是对图 3 中的数据进行波场分离后得到的各模式波的时域波形,其中实线和虚线分别表示  $\beta=0^\circ$  和  $90^\circ$  的情况,源距为 3.5 m.从图 5a 可见,在钻铤偏心情况下,F2 模式仍旧是波形中的最主要成分,螺旋波的幅度大约为 F2 模式波的幅度的 1/10,在  $\beta=0^\circ$  时,斯通利波的幅度约为 F2 模式波幅度的 1/4.由图 5b 可知,螺旋波幅度约为弯曲波(F1)模式的 1/6,在  $\beta=0^\circ$  时,斯通利波幅度较大,约为 F1 模式幅度的 3/4.另外,在快速、慢速地层情况下,均未观察到钻铤偏心造成的螺旋波分裂现象.综上所述,即使在钻铤偏心的情况下,偶极子模式仍然是测得阵列波形的最主要成分.

### 3.2 偏心距离对偶极模式波的影响

数值模拟了不同偏心距离  $l$  条件下的偶极子声源在井孔中激发的波形,并通过频散分析得到了快速地层 F2 模式和慢速地层弯曲波的频散曲线及激发幅度谱,结果如图 6 所示.由图 6 可见,随着偏心距离  $l$  的增加,偶极模式波的幅度和慢度与居中情况的差别越来越大.图 6 中(a)和(b)为快速地层的情况,对于  $\beta=0^\circ$  的偶极子声源,当  $l \leq 0.01$  m 时,F2 模式的激发谱及慢度受钻铤偏心影响很小,而当  $l=0.02$  m 时,F2 激发谱略向高频偏移,慢度值变小;对于  $\beta=90^\circ$  的偶极子声源,钻铤偏心对 F2 模式的激发谱及慢度的影响较小.图 6(c)和(d)显示,在

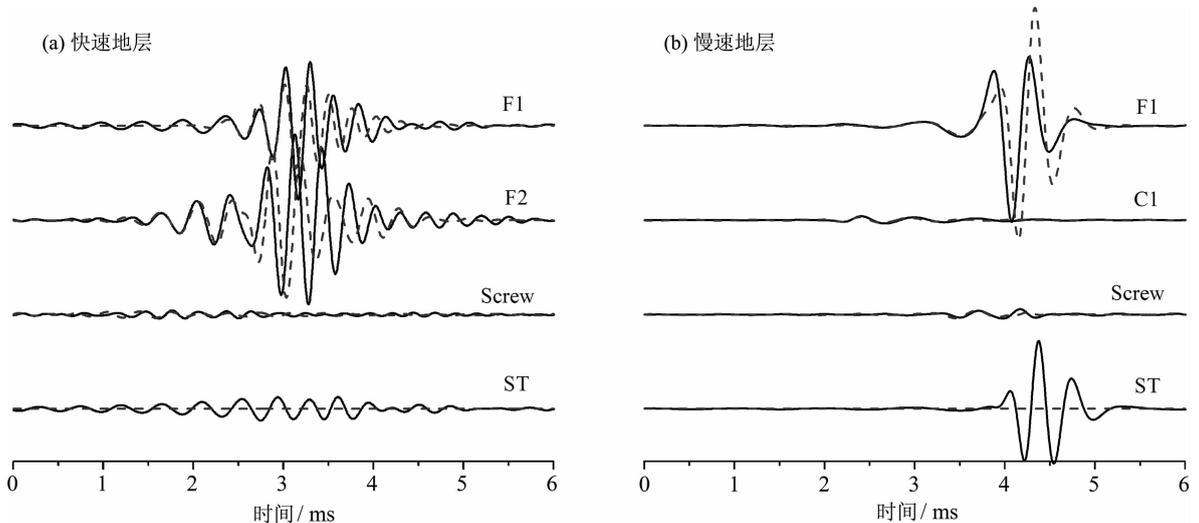


图 5 偶极子声源在含偏心钻铤充液井孔中激发的模式波:(a)快速地层;(b)慢速地层

Fig. 5 Wavefield separation results of the waveforms a fluid-filled borehole with a decentered drill collar produced by cross-dipole sources: (a) fast formation; (b) slow formation

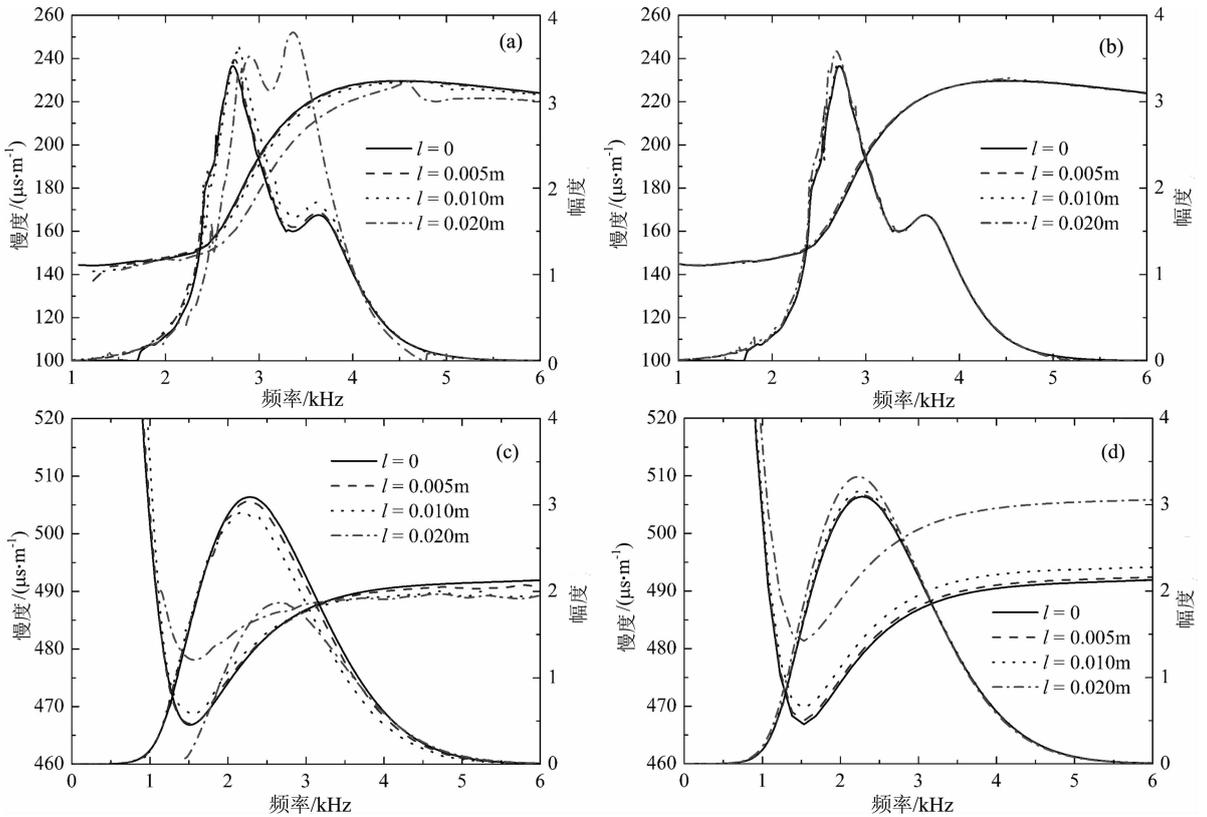


图6 不同偏心距离  $l$  情况下,偶极模式波的激发幅度和频散曲线

(a)快速地层  $\beta=0^\circ$ ; (b)快速地层  $\beta=90^\circ$ ; (c)慢速地层  $\beta=0^\circ$ ; (d)慢速地层  $\beta=90^\circ$

Fig. 6 The excitation amplitude and dispersions of dipole modal waves with different  $l$

(a) Fast formation,  $\beta=0^\circ$ ; (b) Fast formation,  $\beta=90^\circ$ ; (c) Slow formation,  $\beta=0^\circ$ ; (d) Slow formation,  $\beta=90^\circ$ .

慢速地层情况下,当  $l \leq 0.01$  m 时,弯曲波幅度和慢度均受钻铤偏心程度的影响较小;当  $l=0.02$  m 时,  $\beta=0^\circ$  的偶极子声源激励的弯曲波幅度减小,约为居中情况时的  $3/5$ ,其慢度也与居中情况差别较大,  $\beta=90^\circ$  的偶极子声源激励的弯曲波的幅度略增加,其慢度大于居中情况下的慢度,慢度差约  $12 \mu\text{s}/\text{m}$ .

### 3.3 波分裂现象

模拟了在  $l=0.02$  m 情况下  $\beta=30^\circ, 120^\circ$  的偶极子声源在快、慢速各向同性地层井孔激发的波形,以观察钻铤偏心造成的波分裂现象.图7为快速地层情况下的模拟结果,其中实线表示同向分量,虚线为正交分量.由图7可见,对于首波而言,正交分量幅度很小,说明未发生波分裂现象,与图4的结论一致;后续波正交分量幅度较大,说明发生了波分裂现象.

采用 Alford(1986)旋转方法对四分量波形进行旋转,并采用正交分量相对幅值的极小值确定快、慢波的相对方位.图8为不同旋转角度下,正交分量的相对幅度值,其中实线表示快速地层、虚线表示慢速地层.快、慢速地层正交分量幅值极小值对应的角

度分别为  $35.41^\circ$  和  $32.60^\circ$ ,接近于声源声轴方向与  $x$  轴的夹角  $30^\circ$ .结合图4的结果可知,偏心导致的快、慢波的方位分别为偏心的方位( $x$ 轴方向)和垂直于偏心方位( $y$ 轴方向).表征能量各向异性的正交分量相对幅度的最大值和最小值分别约为  $0.27$  和  $0.01$ .由于波形成分中含有斯通利波和四极子波等非偶极模式,采用正交分量极小值确定的方位与偏心的方位略有差别,另外正交分量相对幅度极小值不为零.

### 3.4 TI 地层中的模拟结果

数值模拟了正交偶极子声源在含偏心钻铤 TI 地层井孔中激发的波形,其中 TI 介质的对称轴位于  $x$ - $y$  平面内,且与偏心方向( $x$ 轴)的夹角为  $\alpha=30^\circ$ ,快横波面与偏心方向的夹角为  $\beta=120^\circ$ ,正交偶极子声源的两个声轴方向  $X$ 、 $Y$  分别平行和垂直于 TI 地层的对称轴方向,与偏心方向( $x$ 轴)的夹角分别为  $30^\circ$  和  $120^\circ$ .计算出的四分量波形图如图9所示,其中波形的源距为  $3.5$  m.由图9a可见,在快速地层情况下,对于首波而言(图中两条虚线之间的波形部分),未见明显的波分裂现象,且  $YY$  分量的首

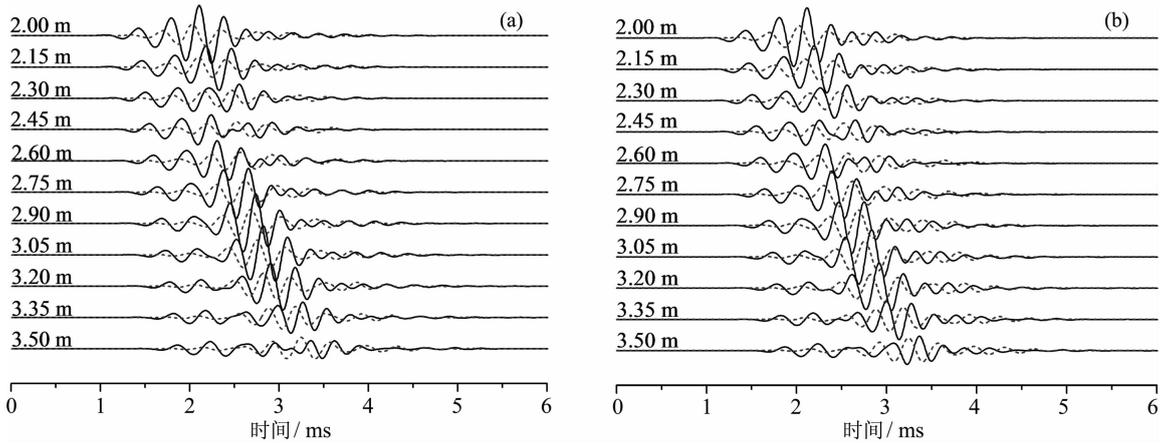


图 7  $\beta=30^\circ$ (a)和  $120^\circ$ (b)的偶极子声源在含偏心钻铤充液井孔激发的波形

Fig. 7 The waveforms in a fluid-filled borehole with a decentered drill collar produced by cross-dipole sources of  $\beta=30^\circ$ (a) and  $120^\circ$ (b)

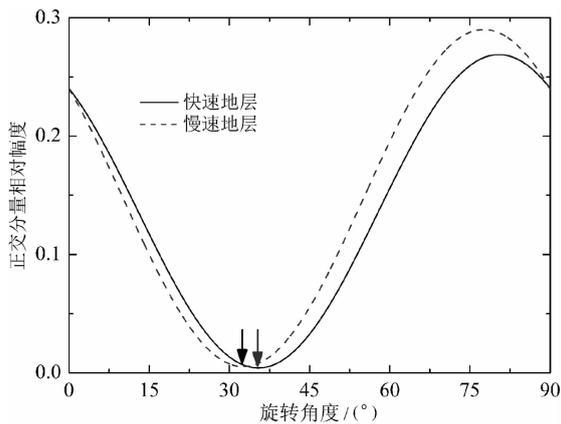


图 8 不同旋转角度下的正交分量相对幅度

Fig. 8 The relative amplitude of cross-line component with different rotation angles

波到时早于  $XX$  分量;在后续波部分,可观察到较大幅度的正交分量信号,说明存在钻铤偏心导致波分裂现象,与各向同性地层中的现象一致.图 9b 显示:在慢速地层情况下,无论  $XX$  分量波形还是  $YY$  分量波形,其首波是钻铤波; $YY$  分量中的弯曲波波包到时略早于  $XX$  分量中的弯曲波波包;弯曲波波包存在较大幅度的正交分量,说明钻铤偏心导致了波的分裂.

图 10 为快速 TI 地层情况下  $XX$  分量和  $YY$  分量的频散图.从图 10 可见,在测得的波形中观察到了斯通利波、螺旋波等非偶极模式波;在频散图中, $XX$  分量和  $YY$  分量 F2 模式的低频慢度分别接近于慢、快横波的慢度.由此可见,可以采用 F2 模式的低频部分和低频折射横波来确定地层横波速度和各向异性,而且该方法不受钻铤偏心的影响.由于慢速 TI 地层情况下井孔模式和钻铤模式的耦合作

用,弯曲波的低频速度为液浸无限大钻铤中弯曲波的速度,无法利用其低频部分来提取地层横波速度.

采用各向同性地层建模得到理论的频散曲线,并通过使得理论频散曲线与从波形中提取的频散曲线差异最小来提取快、慢地层的横波慢度.图 11 是分别从 F2 模式和慢速地层弯曲波模式中提取的地层快、慢横波的慢度及各向异性值.图 11a 显示,在快速地层情况下,提取得到的快、慢横波慢度分别与真实的地层快、慢横波慢度基本一致,提取的各向异性值也与真实的地层横波速度的各向异性值基本一致,且计算结果并未受到钻铤偏心的影响.由图 11b 可知,在慢速地层情况下,当  $l=0$  m 时,从慢弯曲波中提取的横波慢度接近于慢横波的慢度,而从快弯曲波中提取的横波慢度大于快横波的慢度,提取的各向异性值小于实际的各向异性值;随着  $l$  的增加,提取的慢横波慢度逐渐减小,快横波慢度逐渐增加,各向异性值逐渐减小.当  $l \leq 0.01$  m 时,提取的快、慢横波慢度及各向异性值与居中情况下的结果差别不大,当  $l=0.02$  m 时,则有较大差别.

采用各向异性方位角提取的方法(Alford, 1986)对模拟的数据进行处理,得到了快横波面的方位,并以此来分析钻铤偏心对快、慢横波面提取的影响.图 12(a, b)分别为快、慢地层正交偶极子波形处理结果.在数据处理中,对整个波列的数据进行了计算,未进行开窗处理.图 12a 显示,由于地层各向异性导致的弯曲波分裂程度大于钻铤偏心所导致的弯曲波分裂,钻铤偏心对方位角的确定影响较小.不过,当  $l=0.02$  m 时,表征能量各向异性的正交分量相对幅度最大值和最小值与居中情况下差别较大.由图 12b 可知,当  $l \leq 0.01$  m 时,钻铤偏心对方

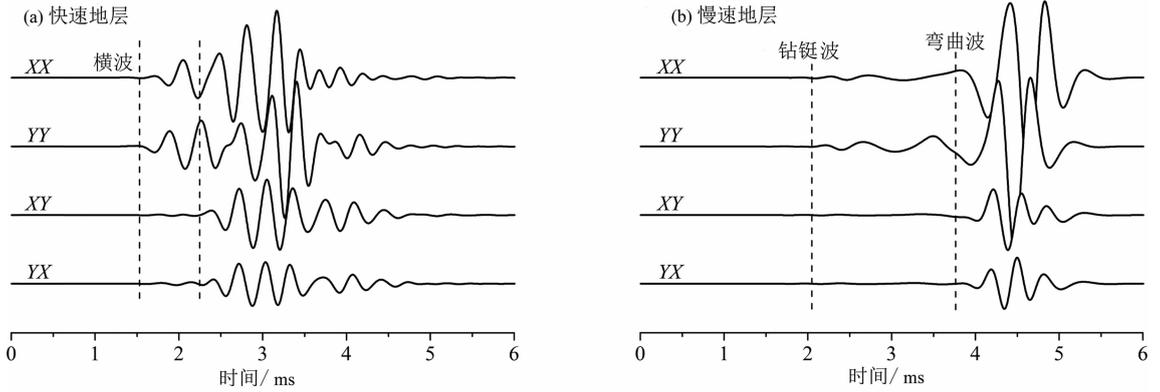


图 9 含偏心钻铤 TI 地层充液井孔中不同分量的波形

Fig. 9 The waveforms of different component in the fluid-filled borehole with a decentered drill collar and a TI formation

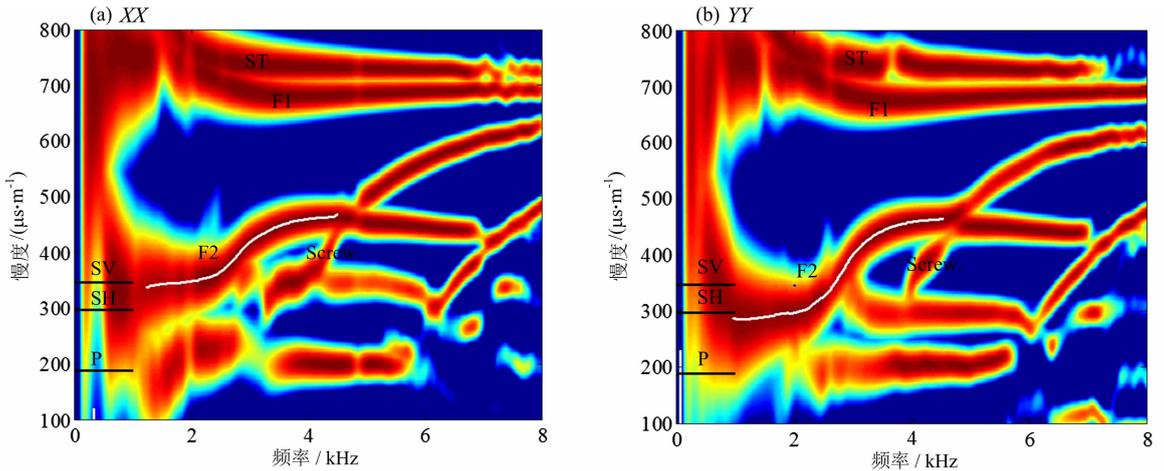


图 10 含偏心钻铤 TI 地层充液井孔 XX 分量和 YY 分量的频散图

Fig. 10 The dispersion maps of XX component and YY component in the fluid-filled borehole with a decentered drill collar and a TI fast formation

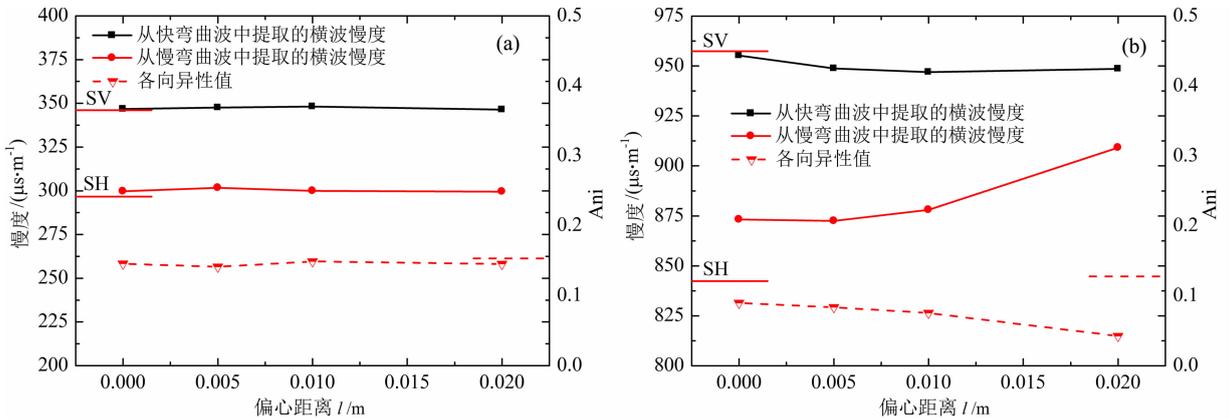


图 11 提取的快、慢横波慢度和各向异性值与真实值的对比,包括(a)快速地层和(b)慢速地层

Fig. 11 Comparisons of extracted and true value of fast, slow slowness and anisotropy, including (a) fast and (b) slow formation

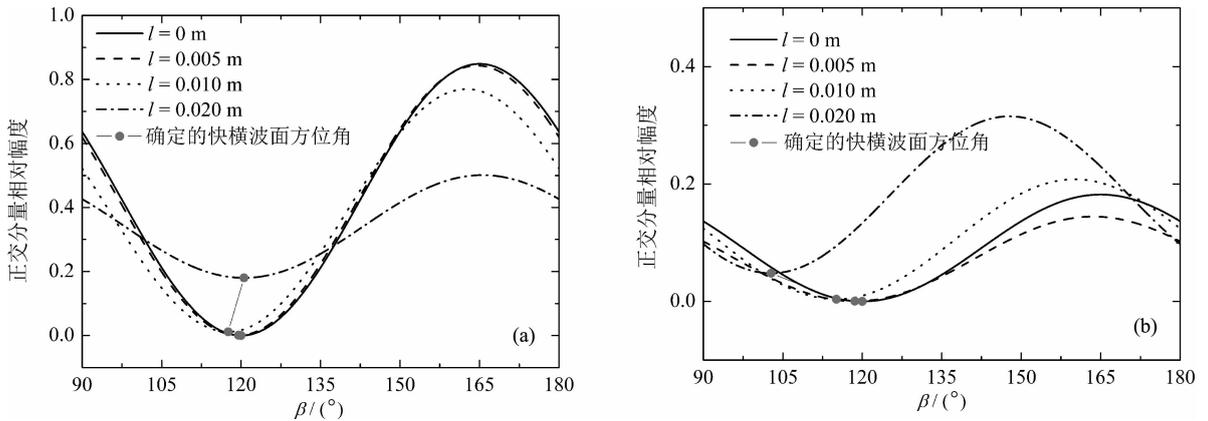


图 12 从模拟的四分量偶极子波形中提取的快横波面方位角: (a)快速 TI 地层; (b)慢速 TI 地层

Fig. 12 The extracted fast wave azimuths from simulated four-component dipole waveforms:

(a) fast TI formation; (b) slow TI formation

位角的确定影响较小;当  $l=0.02$  m 时,提取的方位角为  $102.78^\circ$ ,与真实快横波方位角  $120^\circ$  差别较大。

## 4 讨论

随钻多极子声波测井面临诸多挑战,包括隔声体设计、钻铤偏心以及数据处理等.这些因素决定了随钻声波测井的可行性和适用条件.本文针对钻铤偏心情况中最为常见的一种情况(钻铤偏向井孔的一侧,且保持与井轴平行)展开了数值模拟研究。

钻铤偏心对井内声场的影响主要体现在两方面:一方面,钻铤偏心导致了钻铤周围的流体分布不均匀,从而使得受钻铤-地层之间流体控制的模式波产生了变化,具体表现为:偶极模式波在部分频率出现了分裂现象,即存在传播速度不同的两种偶极模式波,其所对应的方位分别是偏心方向和与偏心方向垂直的方向;另外,钻铤偏心导致了偶极子声源和接收器的偏心,从而使得测得的模式波并非单纯的偶极子模式,而是包含斯通利波、螺旋波等其他模式的信号,使得声场极为复杂,给数据处理工作带来一定挑战。

在快速地层情况下,对于本文关心的 F2 模式,其稍高频段主要受钻铤-地层之间的流体声速控制,从而受钻铤偏心的影响较大;而 F2 模式的低频部分和井孔折射横波的慢度基本未受钻铤偏心的影响.本文的研究结果表明,在钻铤偏心的情况下,仍可以采用 F2 模式的低频部分和井孔折射横波确定快速地层快、慢横波的慢度及各向异性值。

与电缆测井不同,在含钻铤慢速地层井孔情况下,弯曲波的低频速度并非趋近于地层横波速度,这

给数据分析带来了一定的困难.本文尝试了采用频散校正的方法来获取地层的横波速度,发现地层的各向异性,钻铤的偏心等因素均对提取的横波慢度有一定的影响.不过,对于本文研究的慢速地层模型,当偏心距离  $l \leq 0.01$  m 时,钻铤偏心对弯曲波频散特征的影响较小,从快、慢弯曲波中提取的快、慢横波慢度基本能够反映地层的各向异性特征.在实际测量时,可以考虑设计特定的仪器居中装置,使得仪器偏心程度处于可控的范围内。

钻铤偏心的影响使得偶极子声源激发的声场包含多种非偶极子模式.例如,在慢速地层条件下,当  $l=0.02$  m 时,偶极子声源激发的斯通利波的幅度与弯曲波幅度相当.鉴于声场的复杂性,提高仪器阵列接收器的数目和采集数据的精度是十分必要的。

## 5 结论

本文模拟了含偏心钻铤各向同性和各向异性地层井孔中正交偶极子声源激发的声场,并通过频散分析及各向异性分析方法对模拟的数据进行了处理,主要得到以下结论:

(1) 钻铤偏心导致了偶极子声源在井孔中激发了许多非偶极模式的信号,从而使得声场变得非常复杂.鉴于声场的复杂性,提高仪器阵列接收器的数目和采集的精度十分必要。

(2) 偶极模式波的部分频率段受到偏心的影响,发生了波分裂现象,且分裂的两个模式波所对应的方向是偏心的方向和垂直于偏心的方位。

(3) 在快速地层, F2 模式的低频部分和井孔折射横波基本未受钻铤偏心的影响,可以用于确定快

速地层快、慢横波的慢度及各向异性值。慢速地层的弯曲波受钻铤偏心的影响较大,但当偏心距离  $l \leq 0.01$  m 时,钻铤偏心对弯曲波频散特征和激发幅度的影响较小,从快、慢弯曲波中提取的快、慢横波慢度基本能够反映地层的声学各向异性特征。

## References

- Alford R M. 1986. Shear data in the presence of azimuthal anisotropy; 56th Annual International Meeting, SEG, Expanded Abstracts, S9.6.
- Chen X L, Wang R J. 2008. A numerical study on the mode waves excited by multipole sources in the fluid-filled borehole in radially layered transversely isotropic porous medium. *Chinese Journal Geophysics* (in Chinese), 51(4): 1270-1277.
- Cheng N Y. 1994. Borehole wave propagation in isotropic and anisotropic media: Three-dimensional finite difference approach [Ph. D thesis]. Department of Earth, Atmospheric, and Planetary Sciences, MIT.
- Chew W C, Liu Q H. 1996. Perfectly matched layers for elastodynamics; A new absorbing boundary condition. *J. Computat. Acoustics*, 4(4): 341-359.
- Cui Z W. 2004. Theoretical and numerical study of modified Biot's models, acousto-electric well logging and acoustic logging while drilling excited by multipole acoustic sources (in Chinese)[Ph. D. thesis]. Changchun: Jilin University.
- He X, Hu H S, Guan W. 2010. Fast and slow flexural waves in a deviated borehole in homogeneous and layered anisotropic formation. *Geophys. J. Int.*, 181(1): 417-426.
- He X, Hu H S. 2009. Borehole flexural modes in transversely isotropic formations; Low-frequency asymptotic velocity. *Geophysics*, 74(4): E149-E158.
- Leggett J VIII, Dubinsky V, Patterson D, et al. 2001. Field test results demonstrating improved real-time data quality in an advanced LWD acoustic system. SPE Annual conference and Exhibition, paper 71732, New Orleans, Louisiana, USA.
- Minear J, Birchak R, Robbins C, et al. 1995. Compressional slowness measurements while drilling. // 36th Annual Logging Symposium Transactions, Society of Professional Well Log Analysis.
- Schneider J B, Wagner C L, Broschat S L. 1998. Implementation of transparent sources embedded in acoustic finite-difference time-domain grids. *J. Acoust. Soc. Am.*, 103(1): 136-142.
- Sinha B K, Simsek E, Liu Q H. 2006. Elastic-wave propagation in deviated wells in anisotropic formations. *Geophysics*, 71(6): D191-D202.
- Sinha B K, Simsek E, Asvadurov S. 2009. Influence of a pipe tool on borehole modes. *Geophysics*, 74(3): E111-E123.
- Sinha B K, Simsek E. 2010. Sonic logging in deviated wellbores in the presence of a drill collar. 2010 SEG Annual Meeting, Expanded Abstracts, Denver US, October 17-22.
- Tang X M, Cheng A. 2004. Quantitative borehole acoustic methods. San Diego: Elsevier Science Publishing Co. Inc.
- Tang X M, Wang T, Patterson D. 2002. Multipole Acoustic Logging-While-Drilling. 72nd Ann. Internat. Mtg., Soc. Explor.

- Geophys.*, Expanded Abstracts: 364-368.
- Wang H, Tao G, Wang B, et al. 2009. Wave field simulation and data acquisition scheme analysis for LWD acoustic tool. *Chinese Journal Geophysics*, 52(9): 2402-2409.
- Wang R J. 2012. Simulation research on acoustic logging in fluid-filled borehole surrounded by anisotropic formations (in Chinese) [Ph. D thesis]. Beijing: China University of Petroleum.
- Wang R J, Qiao W X, Che X H, et al. 2012a. Physical simulation of cross-dipole acoustic logging in borehole surrounded by TI formation. *Journal of China University of Petroleum: Edition of Natural Science* (in Chinese), 36(6): 62-69.
- Wang R J, Qiao W X, Ju X D. 2012b. Numerical study of formation anisotropy evaluation using cross dipole acoustic LWD. *Chinese Journal Geophysics* (in Chinese), 55(11): 3870-3882.
- Wang R J, Qiao W X, Ju X D. 2012c. A multi-channel acoustic logging signal dispersion analysis method. *Well Logging Technology* (in Chinese), 36(2): 135-140.
- Wang R J, Qiao W X, Ju X D, et al. 2013. Experimental study of the acoustic field in the borehole surrounded by HTI formations excited by dipole sources with different orientations. *Chinese Journal Geophysics* (in Chinese), 56(2): 707-717.
- Wang T, Tang X M. 2003. LWD quadrupole shear measurement in anisotropic formations. 2003 SEG Annual Meeting, October 26-31, Dallas, Texas
- Yan S G, Song R L, Lü W G, et al. 2011. Numerical simulation of acoustic fields excited by cross-dipole source in deviated wells in transversely isotropic formation. *Chinese Journal Geophysics* (in Chinese), 54(9): 2412-2418.
- Zhang H L, Wang X M, Zhang B X. 2004. Acoustic Field and Waves in Borehole (in Chinese). Beijing: Science Press.
- Zheng Y B, Toksöz M. 2004. Effects of tool eccentricity on wave dispersion properties in borehole acoustic logging while drilling. Technical Report of Borehole Acoustics and Logging Consortium. Massachusetts Institute of Technology. Earth Resources Laboratory.

## 附中文参考文献

- 陈雪莲, 王瑞甲. 2008. 径向分层 TI 孔隙介质井孔中激发的模式波的数值研究. *地球物理学报*, 51(4): 1270-1277.
- 崔志文. 2004. 多孔介质声学模型与多极源声电效应测井和多极随钻声测井的理论及数值研究[博士论文]. 长春: 吉林大学.
- 王瑞甲. 2012. 各向异性地层声波测井模拟研究 [博士论文]. 北京: 中国石油大学.
- 王瑞甲, 乔文孝, 车小花等. 2012a. TI 地层井孔中正交偶极子声波测井的物理模拟. *中国石油大学学报: 自然科学版*, 36(6): 62-69.
- 王瑞甲, 乔文孝, 鞠晓东. 2012b. 利用随钻正交偶极子声波测井评价地层各向异性的数值研究. *地球物理学报*, 55(11): 3870-3882.
- 王瑞甲, 乔文孝, 鞠晓东. 2012c. 一种多通道声波测井信号频散分析方法. *测井技术*, 36(2): 135-140.
- 王瑞甲, 乔文孝, 鞠晓东等. 2013. 不同偏振方向的偶极子声源在 HTI 地层井孔中激发声场的实验研究. *地球物理学报*, 56(2): 707-717.
- 闫守国, 宋若龙, 吕伟国等. 2011. 横向各向同性地层斜井中正交偶极子激发的声场的数值模拟. *地球物理学报*, 54(9): 2412-2418.
- 张海澜, 王秀明, 张碧星. 2004. 井孔中的声场与波. 北京: 科学出版社.