

龙刚,沈金松,苏朝阳,等. 电各向异性海底多金属硫化矿地层时域电磁响应模拟与特征分析. 吉林大学学报(地球科学版), 2025,55(1):274-288. doi:10.13278/j.cnki.jjuese.20230171.

Long Gang, Shen Jinsong, Su Zhaoyang, et al. Time Domain Electromagnetic Response Simulation and Characteristic Analysis of Electroanisotropic Seafloor Massive Sulfide Deposits. Journal of Jilin University (Earth Science Edition), 2025, 55 (1): 274 - 288. doi:10.13278/j.cnki.jjuese.20230171.

# 电各向异性海底多金属硫化矿地层 时域电磁响应模拟与特征分析

龙刚,沈金松,苏朝阳,冉尚

中国石油大学(北京)地球物理学院,北京 102249

**摘要:**海底多金属硫化矿是一种重要的潜在资源来源,可以满足全球对铜、银和金等贵金属日益增长的需求。由于海底构造崎岖起伏,沉积和成矿环境复杂,对海底多金属硫化矿的探测及资源量的估算仍存在较大困难,尤其是矿物颗粒排列与矿脉定向分布引起的电各向异性,给电磁探测数据的处理解释带来挑战。为此,本文基于拟态有限体积分法以及向后 Euler 差分格式对时域 Maxwell 方程进行离散,利用直接求解器 PARDISO 对线性方程组进行求解,实现三维海底多金属硫化矿电各向异性地层的瞬变电磁响应模拟;通过模拟响应研究山丘状沉积环境对瞬变电磁响应的影响,分析沉积层围岩电导率各向异性以及多金属硫化物异常体电导率各向异性的电磁响应影响,对比不同电各向异性地层模型电磁响应的影响差异,得到含金属硫化矿地层的电磁响应模式。响应模拟结果表明:无论是围岩电各向异性还是多金属硫化物电各向异性,均对瞬变电磁响应产生较大影响;围岩电各向异性相较于多金属硫化物电各向异性对电场的影响较小;两种不同电各向异性模型均表现出水平各向异性相较于垂直各向异性对电场影响更大的特点。

**关键词:**瞬变电磁法;三维正演;有限体积分法;海底多金属硫化物;各向异性

doi:10.13278/j.cnki.jjuese.20230171

中图分类号:P631.3

文献标志码:A

## Time Domain Electromagnetic Response Simulation and Characteristic Analysis of Electroanisotropic Seafloor Massive Sulfide Deposits

Long Gang, Shen Jinsong, Su Zhaoyang, Ran Shang

College of Geophysics, China University of Petroleum (Beijing), Beijing 102249, China

**Abstract:** Seafloor massive sulfide (SMS) deposits have emerged as a promising potential resource to address the growing global demand for precious metals, including copper, silver, and gold. The

收稿日期:2023-07-10

作者简介:龙刚(1994—),男,博士研究生,主要从事可控源电磁方法及应用研究,E-mail:lgcupb@163.com

通信作者:沈金松(1964—),男,教授,博士生导师,主要从事电磁法勘探理论模拟与应用研究,E-mail:shenjinsongcup@163.com

基金项目:国家自然科学基金项目(42074127)

Supported by the National Natural Science Foundation of China (42074127)

detection and assessment of these deposits are significantly challenging due to the rugged seafloor topography and complex depositional and mineralization environments. Particularly, the electrical anisotropy resulting from the orientation of mineral grains and veins poses additional challenges in interpreting electromagnetic detection data. To address these challenges, this study employs the mimetic finite-volume method along with the backward Euler scheme to discretize the time-domain Maxwell equations. By utilizing the direct method solver PARDISO, we are able to solve the linear equation system, thereby facilitating a three-dimensional anisotropic forward simulation of the SMSs model. The primary objective of this research is to investigate the influence of the mound depositional environment on the transient electromagnetic response through forward simulation. Moreover, we conduct a detailed analysis of the effects stemming from the conductivity anisotropy of both sedimentary surrounding rocks and SMSs, making comparisons among different electrical anisotropy models. The results demonstrate the significance of both the sedimentary surrounding rocks anisotropy and the SMSs anisotropy in influencing the transient electromagnetic response. Additionally, our analysis reveals that the electrical anisotropy of the SMSs exerts a more pronounced impact on the electric field compared to the anisotropy of sedimentary surrounding rocks. Furthermore, we observe that horizontal anisotropy demonstrates a greater influence on the electric field than vertical anisotropy, as evidenced by the diverse electrical anisotropy models explored in this study.

**Key words:** transient electromagnetic method; three-dimensional forward modeling; finite-volume method; seafloor massive sulfides; anisotropy

## 0 引言

随着经济的快速发展,新兴经济体对矿物与材料的需求日益增长<sup>[1]</sup>。海底硫化物因蕴含丰富的锌(Zn)、锡(Sn)、金(Au)和银(Ag)等贵金属而备受资源矿产勘探领域的关注<sup>[2-5]</sup>。在全球洋中脊热液区、海隆和弧后盆地扩张中心的多金属硫化物矿床中,铜(Cu)和锌的质量可高达 $3 \times 10^{10}$  kg<sup>[6-7]</sup>。与围岩相比,多金属硫化物通常在物理参数(如磁导率、电导率等)上表现出明显的差异<sup>[8]</sup>。然而当硫化物矿床被海底沉积物覆盖时,传统方法很难或不可能探测到这些非活动区域。这使得电磁勘探技术成为探测和圈定这些矿床的理想手段。这些技术主要包括可控源电磁法、直流电法、瞬变电磁法以及自然电位法<sup>[9-15]</sup>。

瞬变电磁法最早由 Cheesman 等<sup>[16]</sup>提出用于海底硫化物的探测。Kowalczyk<sup>[17]</sup>首次将回线源与接收器装置放置于 ROV (remotely operated vehicle)上,使用水平环路接收装置进行电磁信号的接收,对海底多金属硫化物矿床进行圈定。Swidinsky 等<sup>[18]</sup>证实了使用回线源在浅层多金属硫化物探测中的有效性。Hölz 等<sup>[19]</sup>使用重叠回线源

收发装置对非活动区域海底金属硫化物进行探测,成功检测到瞬变电磁异常的存在。然而,海底多金属核等低阻体通常表现出一定的电导率各向异性<sup>[20]</sup>。电导率各向异性的存在可能会引起海洋电磁数据失真,降低电磁法对海底多金属硫化物的探测能力<sup>[1]</sup>。同时,由于海底多金属硫化物的聚集往往与山丘结构有关,仅仅使用海底起伏地形模型进行模拟可能导致电磁信号失真,不利于电磁数据的解释。

近年来,随着海洋电磁勘探技术的发展,通过数值模拟高效、精确地求解 Maxwell 方程成为当下研究的热点。在三维电磁正演模拟中,有多种数值方法得到了广泛应用,包括积分方程法<sup>[21]</sup>、有限差分法<sup>[22-26]</sup>、有限体积法<sup>[27-35]</sup>以及有限元法<sup>[36-42]</sup>。特别是自从 Goldman 等<sup>[43]</sup>将有限差分法引入地球物理电磁探测领域以来,该方法凭借其实现简单高效等优点,已成为电磁正演模拟中的标准工具之一。其中,交错网格技术和 Du Fort-Frankel 方法相结合的三维时域有限差分算法尤为流行<sup>[44]</sup>。同时,有限元法也在电磁三维数值模拟方面取得了显著进展,特别是其能够精细刻画复杂地质构造的优点,进一步被非结构有限元的引入所放大,使得任意复杂地质

构造的模拟成为可能。最后,有限体积法也展示了独特的优点,该方法从积分方程出发,对 Maxwell 方程进行离散,在保证计算精度的同时还满足了物理量之间的守恒特性。

本研究针对复杂的海洋沉积环境,采用拟态时域有限体积法对山丘状多金属硫化物沉积地层进行三维瞬变电磁响应模拟,分析不同电各向异性特征的围岩和多金属硫化物对瞬变电磁响应的影响。为了提高计算效率和精度,采用时域隐式差分格式的向后 Euler 算法进行时间域离散,采用直接求解器 PARDISO<sup>[45-46]</sup>对方程组进行求解。通过与一维解析解以及三维复杂模型的结果对比验证算法精度。

### 1 正演算法

在地层各向异性介质中,对于给定的求解区域  $\Omega$ ,正演模拟需要求解的时域 Maxwell 方程表达式可以写为:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}; \\ \nabla \times \mu^{-1} \mathbf{B} - \boldsymbol{\sigma} \mathbf{E} - \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mathbf{s}_r(t). \end{cases} \quad (1)$$

式中:  $\mathbf{B}$  为磁感应强度;  $t$  为传播时间;  $\mathbf{E}$  为电场强度;  $\mu$  为磁导率,通常可以使用真空磁导率 ( $\mu_0$ ),即取  $\mu = \mu_0$ ;  $\epsilon$  为介电常数;  $\mathbf{s}_r$  为激发场源;  $\boldsymbol{\sigma}$  为主轴各向异性的电导率张量,其表达式为

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_x & & \\ & \sigma_y & \\ & & \sigma_z \end{pmatrix}. \quad (2)$$

为了在笛卡尔坐标系中直接离散 Maxwell 方程,本文通过 Yee 网格<sup>[47]</sup>对 Maxwell 方程进行拟态有限体积空间离散。假定一簇正交结构网格  $S_h$  将  $\Omega$  剖分,其三个坐标方向的网格数为  $n_x, n_y, n_z$ , 每个方向的网格边长表示为  $h_x \in \mathbb{R}^{n_x}, h_y \in \mathbb{R}^{n_y}, h_z \in \mathbb{R}^{n_z}$ 。令剖分单元网格中心点坐标为  $(i, j, k)$ , 则其网格边中点坐标为  $(i, j \pm \frac{1}{2}, k \pm \frac{1}{2}), (i \pm \frac{1}{2}, j, k \pm \frac{1}{2}), (i \pm \frac{1}{2}, j \pm \frac{1}{2}, k)$ , 网格面中心点坐标为  $(i \pm \frac{1}{2}, j, k), (i, j \pm \frac{1}{2}, k), (i, j, k \pm \frac{1}{2})$ 。如图 1 所示,将  $\mathbf{E} = [E_x, E_y, E_z]$  定义在网格单元棱边中点,  $\mathbf{B} = [B_x, B_y, B_z]$  定义在网格面中心。与有限元方法

一样,将方程采用弱形式可以改写为<sup>[27, 31-34]</sup>:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{B}, \mathbf{F}) + (\nabla \times \mathbf{E}, \mathbf{F}) = 0; \\ (\nabla \times (\mu^{-1} \mathbf{B}), \mathbf{W}) - (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{E}, \mathbf{W}) - \left( \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}, \mathbf{W} \right) = (\mathbf{s}_r, \mathbf{W}). \end{cases} \quad (3)$$

式中:  $\mathbf{F}, \mathbf{W}$  分别为与  $\mathbf{E}, \mathbf{B}$  处于相同 Sobolev 空间的参数;  $(\cdot, \cdot)$  表示内积函数。对安培定律部分运用分部积分,得

$$(\nabla \times \mu^{-1} \mathbf{B}, \mathbf{W}) = (\mu^{-1} \mathbf{B}, \nabla \times \mathbf{W}) + \int_{\partial \Omega} \mu^{-1} \mathbf{W} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{n}) dS. \quad (4)$$

式中:  $\mathbf{n}$  为边界  $\partial \Omega$  面上的外法线方向的单位矢量;  $dS$  为边界  $\partial \Omega$  面上的单位面积。

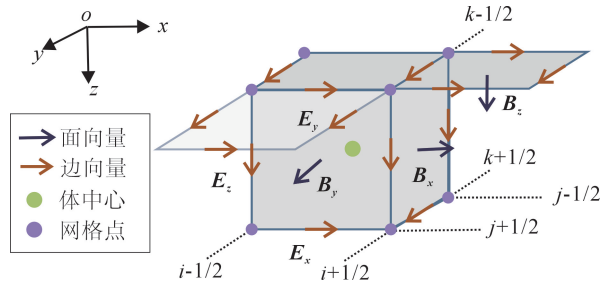


图 1 Yee 交错网格示意图

Fig.1 Schematic of Yee's staggered grid

在本文中,对方程(3)进行求解时使用 Dirichlet 边界条件<sup>[48-49]</sup>:

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} \times \mathbf{n} = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} \times \mathbf{n} = 0; \\ \mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0. \end{cases} \quad (5)$$

将方程(4)和(5)代入方程(3)中,可得控制方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{B}, \mathbf{F}) + (\nabla \times \mathbf{E}, \mathbf{F}) = 0; \quad (6)$$

$$(\mu^{-1} \mathbf{B}, \nabla \times \mathbf{W}) - (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{E}, \mathbf{W}) - \epsilon \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{E}, \mathbf{W}) = (\mathbf{s}_r, \mathbf{W}). \quad (7)$$

首先,将方程(6)中的内积  $(\mathbf{B}, \mathbf{F})$  进行离散:

$$\begin{aligned} (\mathbf{B}, \mathbf{F}) &= \int_{\Omega} \mathbf{B}^T \mathbf{F} dV = \int_{\Omega} \mathbf{B}_x^T \mathbf{F}_x + \mathbf{B}_y^T \mathbf{F}_y + \mathbf{B}_z^T \mathbf{F}_z dV. \end{aligned} \quad (8)$$

由于  $\mathbf{B}$  定义在 Yee 网格单元面中心,故可得到  $x$  方向的内积  $(\mathbf{B}_x, \mathbf{F}_x)$  为

$$\int_{\Omega} \mathbf{B}_x^T \mathbf{F}_x dV \approx \sum \frac{v_{i,j,k}}{2} [(b_x f_x)_{i+\frac{1}{2},j,k} + (b_x f_x)_{i-\frac{1}{2},j,k}] = \mathbf{v}^T \mathbf{A}_{f_x} (\mathbf{b}_x \odot \mathbf{f}_x) = \mathbf{f}_x^T \text{diag}(\mathbf{A}_{f_x}^T \mathbf{v}) \mathbf{b}_x. \quad (9)$$

其中,

$$\mathbf{A}_{f_x} = \begin{bmatrix} 1/2 & 1/2 & & & \\ & 1/2 & 1/2 & & \\ & & \ddots & \ddots & \\ & & & 1/2 & 1/2 \end{bmatrix}_{n_c \times n_x}. \quad (10)$$

式中:  $v_{i,j,k}$  为剖分网格单元  $(i,j,k)$  的体积;  $b_x$  和  $f_x$  分别为网格单元在  $x$  方向的磁感应强度以及与之对应的 Sobolev 空间参数;  $\odot$  表示 Hadamard 算子;  $\text{diag}(\cdot)$  表示矩阵对角化算子;  $n_c$  为剖分网格单元数;  $n_x$  为剖分网格在  $x$  方向的网格单元表面数。

同理,  $y, z$  方向的内积  $(\mathbf{B}_y, \mathbf{F}_y)$ 、 $(\mathbf{B}_z, \mathbf{F}_z)$  可采用相同方法获得。

将内积  $(\mathbf{B}, \mathbf{F})$  的离散结果整理为矩阵:

$$(\mathbf{B}, \mathbf{F}) \approx \mathbf{f}^T \mathbf{M}_f \mathbf{b}. \quad (11)$$

式中,  $\mathbf{M}_f = \text{diag}[(\mathbf{A}_{f_x})^T \mathbf{v}, (\mathbf{A}_{f_y})^T \mathbf{v}, (\mathbf{A}_{f_z})^T \mathbf{v}]$  ( $\mathbf{A}_{f_y}$ 、 $\mathbf{A}_{f_z}$  表达式与  $\mathbf{A}_{f_x}$  类似)。

对于旋度算子  $\nabla \times \mathbf{E}$  的离散,可通过斯托克斯公式计算获得:

$$\int_{\partial\Omega} \nabla \times \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \oint_{\Gamma} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}. \quad (12)$$

式中:  $\Gamma$  为闭区域  $\partial\Omega$  的边界曲线;  $d\mathbf{l}$  为  $\Gamma$  的单位长度。以  $x$  方向表面为例,电场旋度  $x$  方向分量为

$$\begin{aligned} (\nabla \times \mathbf{E})_x &\approx \frac{1}{|S|} \int_{\partial\Omega} \nabla \times \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{S_{i+\frac{1}{2},j,k}} \oint_{\Gamma} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \\ &\frac{1}{S_{i+\frac{1}{2},j,k}} [(l_z E_z)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - (l_z E_z)_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k} + \\ &(l_y E_y)_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}} - (l_y E_y)_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}]. \end{aligned} \quad (13)$$

式中:  $S$  为  $x$  方向网格单元表面面积;  $l_i (i=x,y,z)$  为网格单元棱长。类似地,可以求得  $y, z$  方向的电场旋度分量。进一步将电场旋度  $\nabla \times \mathbf{E}$  整理为矩阵形式可得

$$\nabla \times \mathbf{E} \approx \mathbf{CURL} \mathbf{e} = \mathbf{S}^{-1} \mathbf{C} \mathbf{L} \mathbf{e}. \quad (14)$$

其中:

$$\mathbf{S}^{-1} = \begin{bmatrix} S_1^{-1} & & & \\ & S_2^{-1} & & \\ & & \ddots & \\ & & & S_{n_b}^{-1} \end{bmatrix}_{n_b \times n_b}; \quad (15)$$

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} 0 & \mathbf{D}_{yz} & -\mathbf{D}_{zy} \\ -\mathbf{D}_{xz} & 0 & \mathbf{D}_{zx} \\ \mathbf{D}_{xy} & -\mathbf{D}_{yx} & 0 \end{bmatrix}_{n_b \times n_e}; \quad (16)$$

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} l_1 & & & \\ & l_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & l_{n_e} \end{bmatrix}_{n_e \times n_e}. \quad (17)$$

式中:  $\mathbf{CURL}$  为旋度算子  $\nabla \times$  的矩阵离散形式;  $\mathbf{e}$  为网格中  $\mathbf{E}$  的矩阵表达形式;  $n_b$  为剖分网格所有表面数;  $S_{n_b}$  为第  $n_b$  个剖分网格表面的面积;  $\mathbf{D}_{ij} (i,j=x,y,z)$  为各方向上的差分矩阵;  $n_e$  为剖分网格所有棱边数;  $l_{n_e}$  为第  $n_e$  个剖分网格棱边的长度。

方程(7)中的空间内积可以采用与内积  $(\mathbf{B}, \mathbf{F})$  相同的离散形式,结果如下:

$$\begin{cases} (\mu^{-1} \mathbf{B}, \nabla \times \mathbf{W}) = \mathbf{w}^T \mathbf{CURL}^T \mathbf{M}_{f\mu} \mathbf{b}; \\ (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{E}, \mathbf{W}) = \mathbf{w}^T \mathbf{M}_{\sigma} \mathbf{e}; \\ (\boldsymbol{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}, \mathbf{W}) = \mathbf{w}^T \mathbf{M}_{\varepsilon} \mathbf{e}; \\ (\mathbf{s}_r, \mathbf{W}) = \mathbf{w}^T \mathbf{M}_r \mathbf{s}_r. \end{cases} \quad (18)$$

其中:

$$\mathbf{M}_{f\mu} = \text{diag} \begin{bmatrix} \mathbf{A}_{f_x}^T (\mathbf{v} \odot \mu^{-1}) \\ \mathbf{A}_{f_y}^T (\mathbf{v} \odot \mu^{-1}) \\ \mathbf{A}_{f_z}^T (\mathbf{v} \odot \mu^{-1}) \end{bmatrix}; \quad (19)$$

$$\mathbf{M}_{\sigma} = \text{diag} \begin{bmatrix} \mathbf{A}_{\sigma_x}^T (\mathbf{v} \odot \boldsymbol{\sigma}_x) \\ \mathbf{A}_{\sigma_y}^T (\mathbf{v} \odot \boldsymbol{\sigma}_y) \\ \mathbf{A}_{\sigma_z}^T (\mathbf{v} \odot \boldsymbol{\sigma}_z) \end{bmatrix}; \quad (20)$$

$$\mathbf{M}_{\varepsilon} = \text{diag} \begin{bmatrix} \mathbf{A}_{\varepsilon_x}^T (\mathbf{v} \odot \boldsymbol{\varepsilon}) \\ \mathbf{A}_{\varepsilon_y}^T (\mathbf{v} \odot \boldsymbol{\varepsilon}) \\ \mathbf{A}_{\varepsilon_z}^T (\mathbf{v} \odot \boldsymbol{\varepsilon}) \end{bmatrix}; \quad (21)$$

$$\mathbf{M}_r = \text{diag} [\mathbf{A}_{r_x}^T \mathbf{v}, \mathbf{A}_{r_y}^T \mathbf{v}, \mathbf{A}_{r_z}^T \mathbf{v}]. \quad (22)$$

式中:  $\mathbf{w}$  为 Sobolev 空间参数  $\mathbf{W}$  的矩阵表达形式;  $\mathbf{A}_{ij} (i=f,e; j=x,y,z)$  表示对  $\mathbf{E} = [\mathbf{E}_x, \mathbf{E}_y, \mathbf{E}_z]$  和  $\mathbf{B} = [\mathbf{B}_x, \mathbf{B}_y, \mathbf{B}_z]$  的平均,其形式与矩阵  $\mathbf{A}_{f_x}$  类似。

将上述离散矩阵带入方程(6)(7)中,可得到简化后的矩阵形式:

$$\begin{cases} \mathbf{f}^T \mathbf{M}_f \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = -\mathbf{f}^T \mathbf{M}_f \mathbf{CURL} \mathbf{e}; \\ \mathbf{w}^T \mathbf{CURL}^T \mathbf{M}_{f\mu} \mathbf{b} = \mathbf{w}^T \mathbf{M}_{\sigma} \mathbf{e} + \mathbf{w}^T \mathbf{M}_{\varepsilon} \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} + \mathbf{w}^T \mathbf{M}_r \mathbf{s}_r. \end{cases} \quad (23)$$

利用向后 Euler 差分格式对方程(23)进行时间离散,同时消去相同项  $f^T$  和  $w^T$  可得:

$$\begin{cases} \frac{\mathbf{b}^{n+1} - \mathbf{b}^n}{\Delta t} = -\mathbf{CURL} \mathbf{e}^{n+1}; \\ \mathbf{CURL}^T \mathbf{M}_{f\mu} \mathbf{b}^{n+1} = \\ \mathbf{M}_{\sigma} \mathbf{e}^{n+1} + \frac{1}{\Delta t} \mathbf{M}_{\sigma} (\mathbf{e}^{n+1} - \mathbf{e}^n) + \mathbf{M}_c \mathbf{s}_r^{n+1}. \end{cases} \quad (24)$$

式中,  $\Delta t$  为时间离散步长。通过消元法将方程(24)中的  $\mathbf{b}^{n+1}$  消去,得到关于  $\mathbf{E}$  的离散控制方程:

$$\begin{aligned} & \left( \mathbf{CURL}^T \mathbf{M}_{f\mu} \mathbf{CURL} + \frac{1}{\Delta t} \mathbf{M}_{\sigma} + \frac{1}{\Delta t^2} \mathbf{M}_{\sigma} \right) \mathbf{e}^{n+1} = \\ & \frac{1}{\Delta t} \left( \mathbf{CURL}^T \mathbf{M}_{f\mu} \mathbf{b}^n + \frac{1}{\Delta t} \mathbf{M}_{\sigma} \mathbf{e}^n - \mathbf{M}_c \mathbf{s}_r^{n+1} \right). \end{aligned} \quad (25)$$

本文采用回线源瞬变电磁装置,通过计算柱坐标下的全空间磁矢势  $\mathbf{A}_\varphi$ ,利用磁场与磁矢势的关系求得初始磁感应强度  $\mathbf{b}^0$ ,利用初始条件  $\mathbf{b}(0) = \mathbf{b}^0$  可以求解方程(25)。将所得  $n+1$  时刻的电场强度  $\mathbf{e}^{n+1}$  带回方程(24)即可求得  $n+1$  时刻的磁感应强度  $\mathbf{b}^{n+1}$ ,从而求得  $n+1$  时刻的  $\partial \mathbf{b}_z / \partial t$  响应:

$$(\partial \mathbf{b} / \partial t)^{n+1} = -\mathbf{CURL} \mathbf{e}^{n+1}. \quad (26)$$

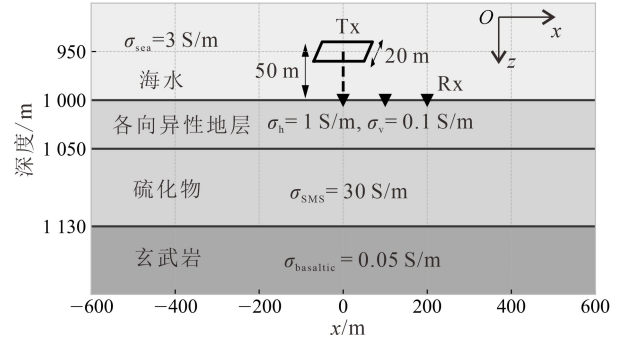
通过该方法能够保证  $\mathbf{b}^0$  是无散的<sup>[27]</sup>。采用直接求解器 PARDISO 对线性方程组(25)进行求解,整个模拟时间段采用分段等间隔的时间步长进行迭代求解<sup>[36]</sup>。

## 2 算法验证

### 2.1 一维海洋层状各向异性模型

为了验证本文所使用各向异性瞬变电磁正演算法的准确性和精度,采用一维垂直横向各向同性(VTI)层状海底多金属硫化物模型进行验证。如图2所示,模型包括:海水层,电导率为 3 S/m,深度为 1 000 m;海底下覆地层,厚度为 50 m,水平电导率为 1 S/m ( $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_h$ ),垂直电导率为 0.1 S/m ( $\sigma_z = \sigma_v$ );多金属硫化物层状地层,厚度为 80 m,电导率为 30 S/m;玄武岩地层,电导率为 0.05 S/m。在离海底 50 m 处放置边长为 20 m 的矩形回线源,发射电流为 1 A。接收器位于海底,坐标分别为 (0, 0, 1 000)、(100, 0, 1 000)和(200, 0, 1 000)。采用非均匀网格进行空间剖分,在  $x$  和  $y$  方向最小网格大小为 10 m,  $z$  方向最小网格大小为 5 m,中心网格数目为  $40 \times 40 \times 40$ ;设置非中心区域网格放大系数为 1.4,总的网格单元数为  $76 \times 76 \times 76$ 。通

常情况下,时间步长越小模拟获得的结果越精确,但是计算效率会受到影响。本文采用分段等间隔时间步长的策略<sup>[36]</sup>。初始计算时间点为  $10^{-6}$  s,最小时间步长为  $1 \times 10^{-6}$  s,最晚模拟时间为 3 s,总的时间剖分段数为 11,每段等步长数目为 50。本文计算环境为 32 G 内存、20 核 Intel®i9-10900k CPU 的台式电脑。



TX. 发射线圈;RX. 接收器。 $\sigma_{sea}$ . 海水电导率;  $\sigma_h$ . 水平电导率;  $\sigma_v$ . 垂直电导率;  $\sigma_{SMS}$ . 多金属硫化物层状地层电导率;  $\sigma_{basaltic}$ . 玄武岩地层电导率。

图 2 一维 VTI 层状海底多金属硫化物模型

Fig.2 1D VTI layered seafloor massive sulfides model

图 3 为一维 VTI 层状海底多金属硫化物模型  $\partial \mathbf{b}_z / \partial t$  响应与解析解的对比结果,解析解通过 Werthmüller<sup>[50]</sup>所开发的软件 empymod 计算获得。从图 3a 可以看出,海底不同接收点的计算结果与解析解吻合较好。从图 3b 可以看出,除接收器位置 (100, 0, 1 000)和(200, 0, 1 000)部分模拟结果由于变号导致误差出现局部增大以外,其余模拟结果与解析解相对误差小于 1%,说明本文所使用算法具有较高的稳定性以及精度。

### 2.2 三维复杂接触带模型

为了进一步验证本文算法,使用 Commer 等<sup>[51]</sup>设计的接触带模型进行验证,同时将计算结果与已发表的实验结果进行对比。图 4a、b、c 分别为复杂接触带模型的俯视图、正视图以及侧视图。地表下覆地层为电导率为 0.1 S/m 的高导层,厚度为 50 m (图 4b);地表下覆地层下方分为不同的两个垂直接触带,电导率分别为 0.01、0.003 333 S/m(图 4a);在地表下覆地层半空间嵌入厚度为 500 m 的复杂高导体,沿走向的长度为 400 m,宽度为 100 m,具体形状为如图 4a、b、c 所示的阶梯复杂结构。将边长为 100 m  $\times$  100 m 的回线框发射线圈中心置于 (0,

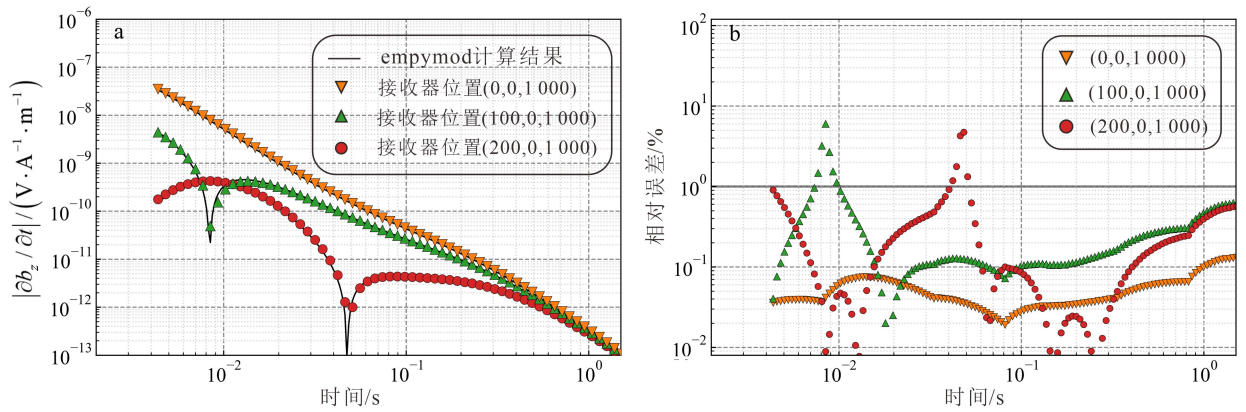
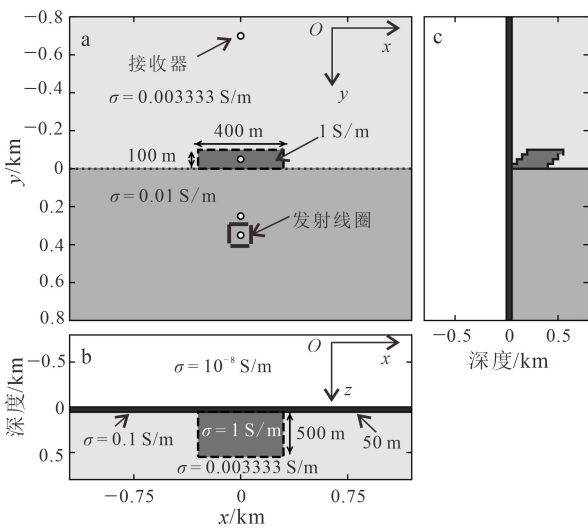


图 3 一维 VTI 层状海底多金属硫化物模型数值模拟与解析解对比

Fig.3 Comparison of numerical simulation and analytical solutions of 1D VTI layered seafloor massive sulfides model



a. 俯视图; b. 正视图; c. 侧视图。据文献[51]修改。

图 4 三维垂直接触带模型剖面图

Fig.4 Section view of 3D vertical contact zone model

350, 0), 设置四个接收器, 其坐标分别为(0, 350, 0)、(0, 250, 0)、(0, -50, 0)以及(0, -650, 0)。图 5 为三维垂直接触带模型不同位置接收点处  $\partial b_z / \partial t$  响应与 Commer 等<sup>[51]</sup>有限差分的结果对比。由图 5 可知, 两种不同算法的计算结果在不同测点的响应除回线圈变号处存在细微差别外, 其余响应均吻合较好, 相对误差基本小于 1%。

### 3 海底多金属硫化物各向异性分析

#### 3.1 围岩各向异性影响

为了更好地探究多金属硫化物不同埋藏环境下的瞬变电磁响应, 本文首先考虑围岩各向异性对回线圈源瞬变电磁响应的影响, 参考 Haroon 等<sup>[3]</sup>设计

了如图 6a 所示的山丘状海底多金属硫化物模型。该模型为一个圆台形状, 顶部半径为 10 m, 高度为 90 m, 底部紧贴海底围岩, 延展宽度为 200 m。海水深度设置为 1 200 m, 电导率为 3 S/m。在图 6a 的基础上设计如图 6b—f 所示的五种不同的电导率模型。模型 1(图 6b)为玄武岩山丘模型, 电导率为 0.1 S/m, 代表火山成因的山丘或者其他围岩异常体, 不包含多金属硫化物矿床, 能够确定起伏海底对瞬变电磁数据的影响。模型 2(图 6c)为山丘状各向同性海底多金属硫化物模型, 山丘体电导率为 50 S/m。模型 3—5 为三种不同电导率分布围岩埋藏下的多金属硫化物堆积模型, 上覆围岩厚度为 30 m, 内部为小规模多金属硫化物堆积, 电导率为 50 S/m; 模型 3(图 6d)为各向同性模型, 上覆围岩电导率  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = 0.3$  S/m; 模型 4(图 6e)为上覆围岩电导率水平各向异性模型, 上覆围岩电导率  $\sigma_x = \sigma_z = 0.3$  S/m,  $\sigma_y = 0.03$  S/m; 模型 5(图 6f)为上覆围岩电导率垂直各向异性模型, 上覆围岩电导率  $\sigma_x = \sigma_y = 0.3$  S/m,  $\sigma_z = 0.03$  S/m。

本节采用重叠回线圈装置近底拖曳测量方式对异常体进行探测。装置距海底高度均为 10 m。线圈半径为 10 m, 发射电流为 1 A。沿  $x$  测线, 每个发射源的位置相距 10 m,  $x$  坐标从 -140 m 到 140 m 共 28 个发射源。采用非均匀网格剖分,  $x$ 、 $y$  方向最小网格长度为 10 m,  $z$  方向最小网格长度为 5 m, 中心网格数为  $24 \times 24 \times 36$ ; 设置中心网格外的网格放大系数为 1.3, 总网格单元数为  $48 \times 48 \times 60$ 。以山丘状各向同性海底多金属硫化物模型(图 6c)为例, 采用上述方式进行剖分, 结果如图 7 所示。

图 8 给出了不同电导率模型重叠回线圈中心坐

标为(-90, 0, 1 185)、(-60, 0, 1 150)、(-30, 0, 1 130)、(0, 0, 1 110)的瞬变电磁  $\partial b_z/\partial t$  响应以及上覆围岩电导率各向异性模型与各向同性模型的归一化场值。从图 8a—d 中可以看出:模型 2 测量所

得  $\partial b_z/\partial t$  较其他模型偏大;由于受到高阻围岩的屏蔽作用,在 1~5 ms,模型 3—5 不同测点  $\partial b_z/\partial t$  测量结果与模型 1 几乎一致,三个模型中多金属硫化物低阻体对电磁响应影响较小;当涡流场穿过上覆

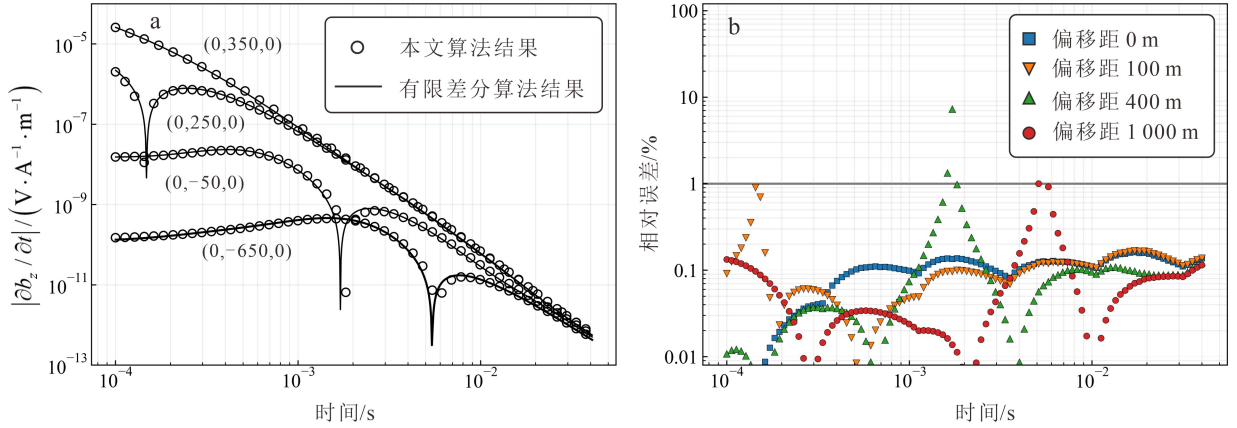
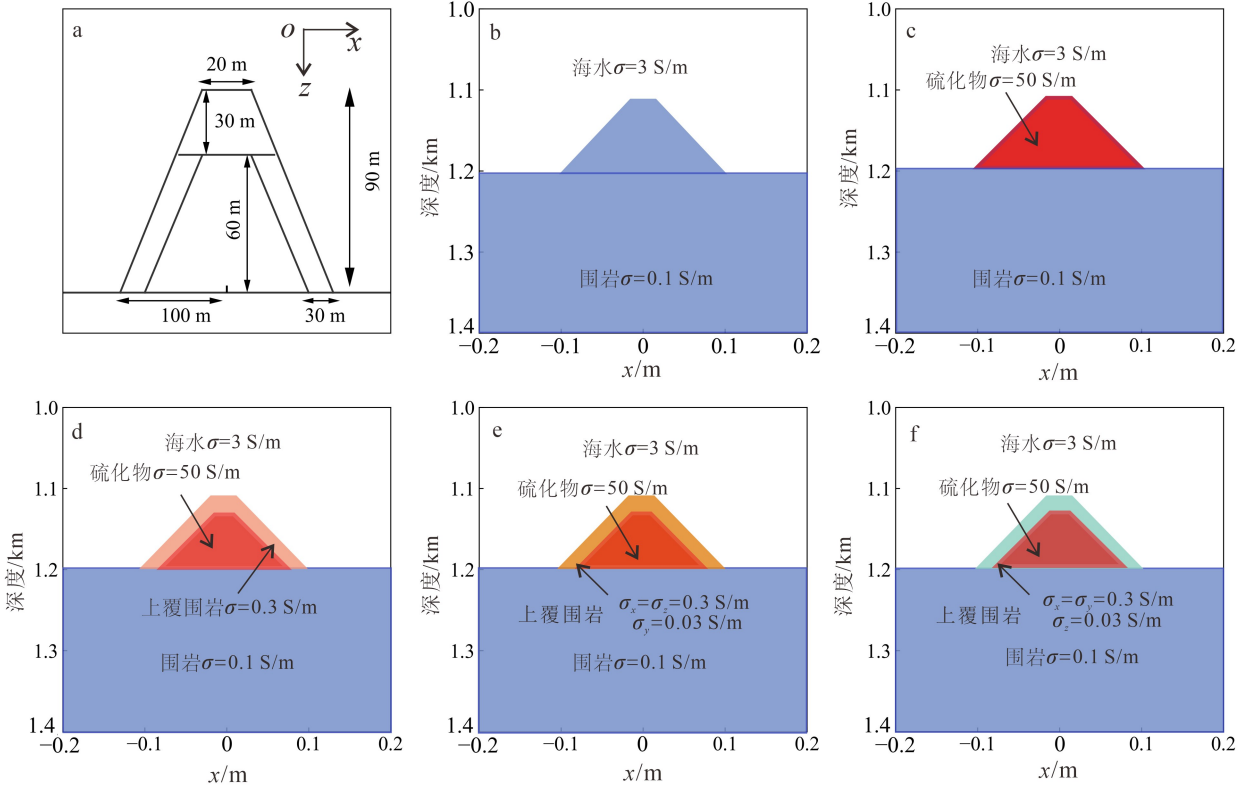


图 5 拟态有限体积法与有限差分法三维垂直接触带模型数值模拟结果对比

Fig.5 Comparison of numerical simulation results of 3D vertical contact zone model between finite-volume method and finite different method



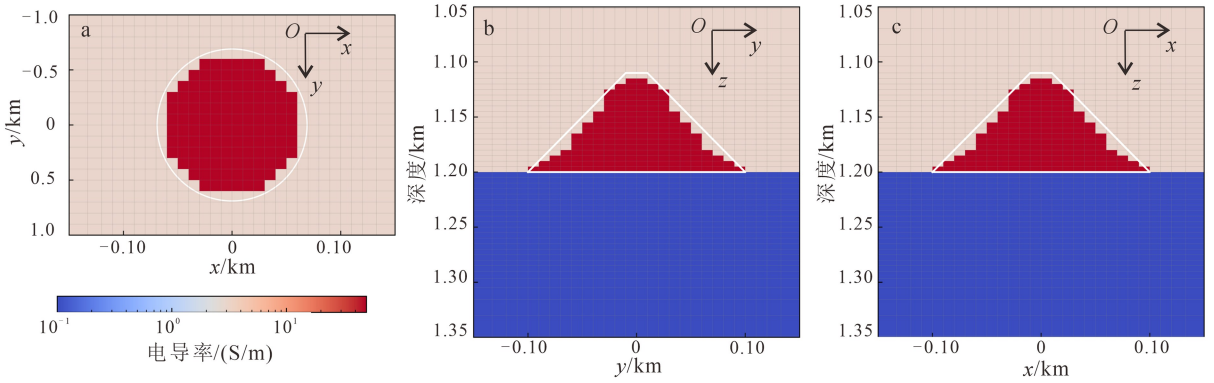
a. 海底多金属硫化物模型; b. 模型 1——玄武岩山丘模型; c. 模型 2——山丘状各向同性海底多金属硫化物模型; d. 模型 3——各向同性模型; e. 模型 4——上覆围岩电导率水平各向异性模型; f. 模型 5——上覆围岩电导率垂直各向异性模型。据文献[3]修改。

图 6 海底多金属硫化物模型 (a) 及五种电导率模型 (b—f)

Fig.6 Seafloor massive sulfides model (a) and five considered conductivity models (b—f)

围岩到达低阻硫化物时(5~40 ms),电流被其束缚于周围,故在不同测点位置模型 3—5 的  $\partial b_z / \partial t$  响应相较模型 1 有明显差异,但模型 4 与模型 5  $\partial b_z / \partial t$  响应几乎没有差异。将不同测点模型 4、模型 5 与模型 3 的瞬变电磁信号响应做归一化处理,

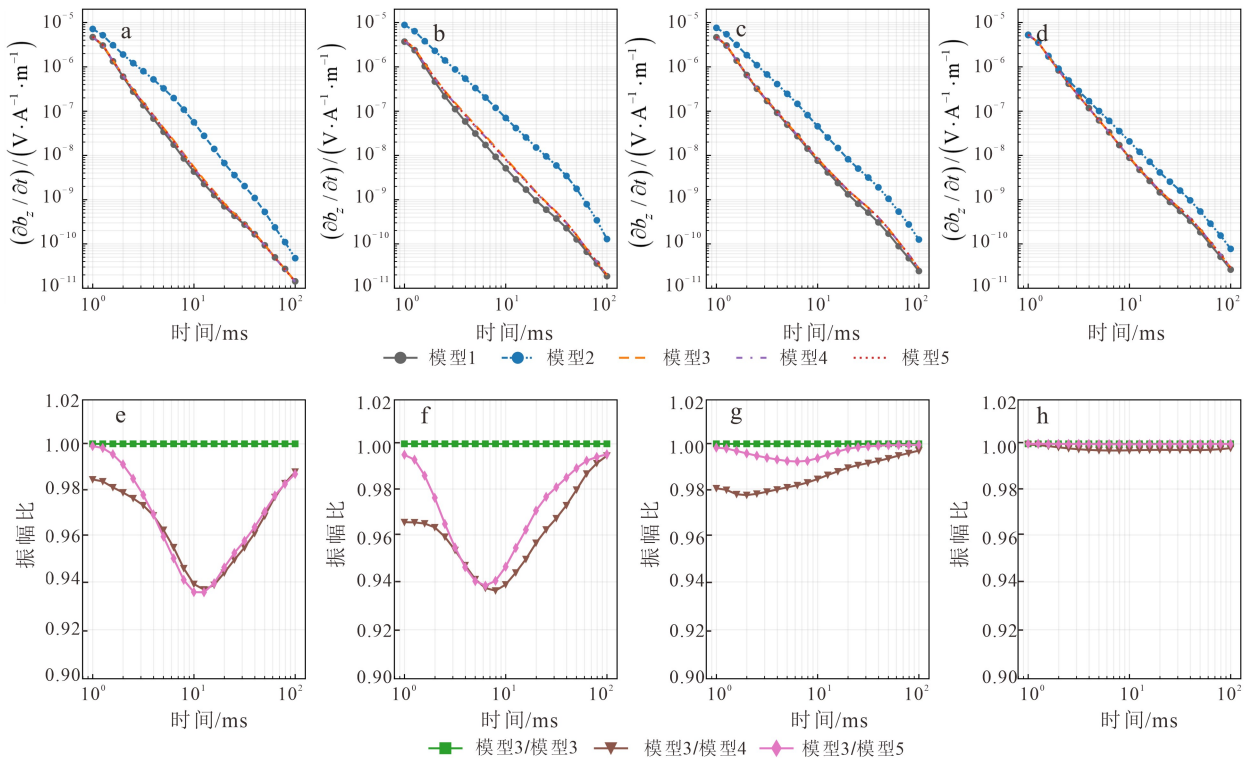
结果如图 8e—h 所示。从图 8e—h 中可以看出:围岩水平各向异性(模型 4)相较于垂直各向异性(模型 5)对  $\partial b_z / \partial t$  测量结果的影响更大<sup>[32-33]</sup>。并且,围岩各向异性对不同接收位置处  $\partial b_z / \partial t$  的影响不同,丘体旁侧的测量结果更能体现围岩各向异性特性。



a. 俯视图; b. 侧视图; c. 正视图。白色边框区域为山丘状多金属硫化物堆积区域。

图 7 山丘状各向同性海底多金属硫化物模型非均匀网格剖分示意图

Fig.7 Illustration of discretization grids for the mound of isotropic conductive seafloor massive sulfides model



a, e. 重叠回线圈中心坐标为(-90, 0, 1 185); b, f. 重叠回线圈中心坐标为(-60, 0, 1 150); c, g. 重叠回线圈中心坐标为(-30, 0, 1 130); d, h. 重叠回线圈中心坐标为(0, 0, 1 110)。

图 8 五种电导率模型  $\partial b_z / \partial t$  响应(a—d)以及围岩电导率各向异性模型与各向同性模型归一化场值(e—h)

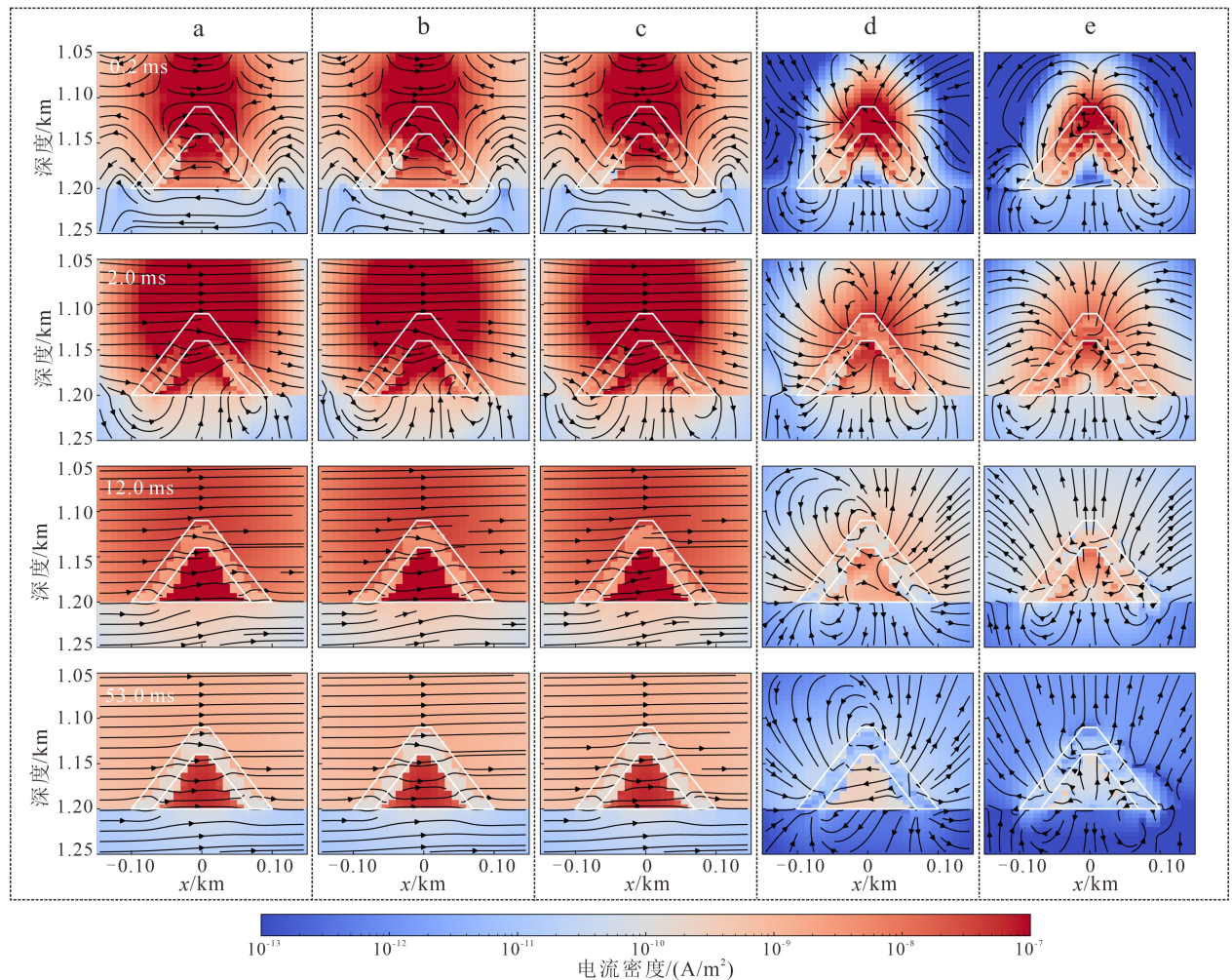
Fig.8  $\partial b_z / \partial t$  response of five conductivity models (a - d) and normalized field values (e - h) for anisotropic and isotropic models of surrounding rock conductivity

为了更好地理解各向异性对电场的影响,我们展示了不同时刻上覆围岩电导率各向同性、水平各向异性、垂直各向异性模型的电流密度分布(图 9)。重叠回线源位于异常体山峰顶部,距海底高度为 10 m,坐标为(0, 0, 100)。从图 9a—c 中可以看出,随着时间的推移,电流逐渐趋于水平,说明此时电磁场的主要能量已经向深部扩散,一次场扩散占主要作用,同时电场能量最大值逐渐远离场源位置。当在早期 0.2 ms 电流未穿透上覆围岩时:电场变化主要受到围岩的干扰;同时,从电流密度差异图(图 9d、e)中可以看出,与各向同性相比,垂直各向异性对电场的影响相较于水平各向异性更小。在中、晚期时(2.0、12.0、53.0 ms),电场主要受低阻硫化物影

响,电流密度差异主要集中在低阻硫化物附近;同样,在中、晚期电流密度差异图中,上覆围岩水平各向异性与各向同性的差异相较于垂直各向异性与各向同性的差异更大。

### 3.2 多金属硫化物各向异性影响

本节分析多金属硫化物各向异性对  $\partial b_z / \partial t$  响应的影响。采用与 3.1 节相同的海底多金属硫化物模型;设定模型 4 为多金属硫化物电导率水平各向异性模型,多金属硫化物电导率  $\sigma_x = \sigma_z = 50$  S/m,  $\sigma_y = 5$  S/m;模型 5 为多金属硫化物电导率垂直各向异性模型,多金属硫化物电导率  $\sigma_x = \sigma_y = 50$  S/m,  $\sigma_z = 5$  S/m。模型 4 和模型 5 中的外覆围岩电导率均为  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = 0.3$  S/m。



a. 各向同性模型; b. 上覆围岩电导率水平各向异性模型; c. 上覆围岩电导率垂直各向异性模型; d. 图 b 与图 a 的电流密度差异; e. 图 c 与图 a 的电流密度差异。箭头代表电流流动方向。

图 9 各向同性模型与围岩电导率各向异性模型电流密度随时间变化的横截面(a—c)以及电流密度差异图(d、e)

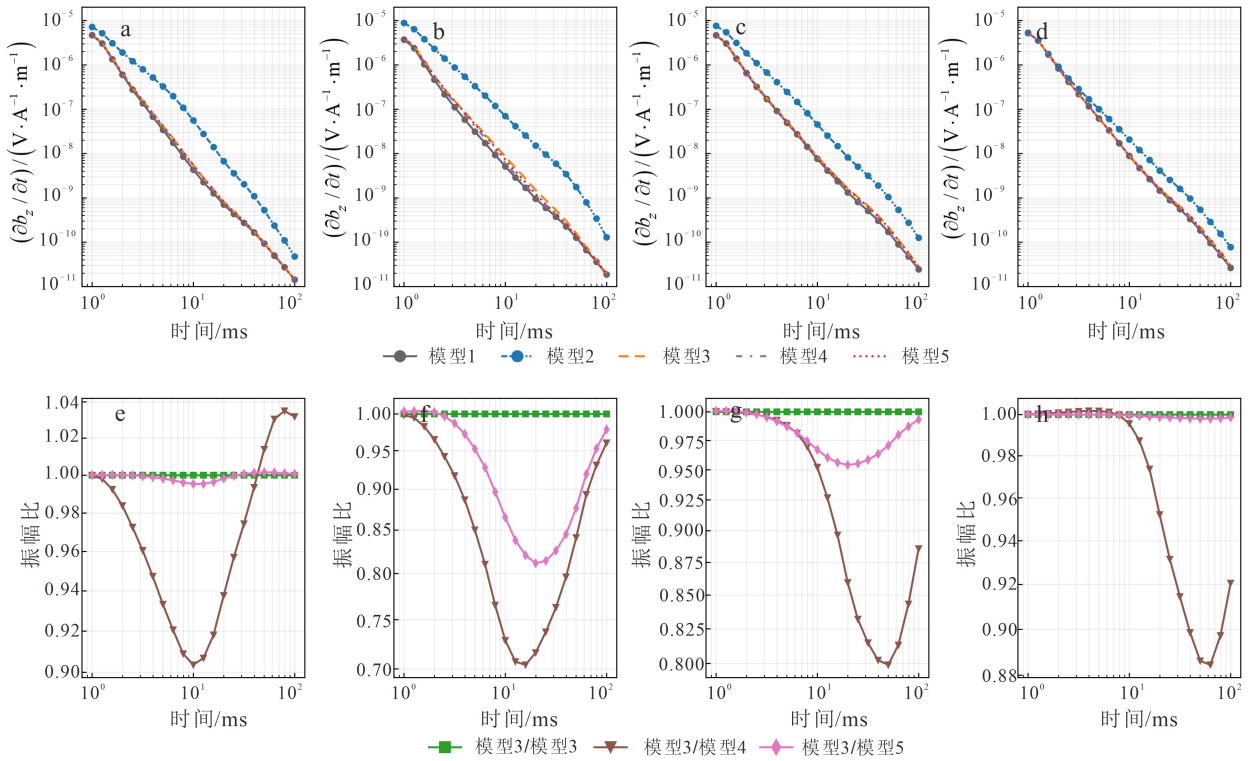
Fig.9 Cross sections showing current density change over time between anisotropic and isotropic models of overlying surrounding rock conductivity (a—c) and the current density difference diagrams (d, e)

图 10 给出了不同电导率模型重叠回线圈中心坐标为(-90, 0, 1 185)、(-60, 0, 1 150)、(-30, 0, 1 130)、(0, 0, 1 110)的瞬变电磁  $\partial b_z / \partial t$  响应以及多金属硫化物电导率各向异性模型与各向同性模型的归一化场值。从图 10a—d 可以看出,当围岩为各向同性、多金属硫化物异常体为电导率各向异性时,  $\partial b_z / \partial t$  响应与各向同性测量结果相比有较大差异。特别是图 10b 中水平各向异性模型(模型 4)和垂直各向异性模型(模型 5)在中期时,  $\partial b_z / \partial t$  响应均与各向同性模型(模型 3)有明显差异。归一化图(图 10e—h)能够很好地反映各向异性多金属硫化物异常体对  $\partial b_z / \partial t$  响应的影响:水平各向异性多金属硫化物异常体(模型 4)相较于垂直各向异性多金属硫化物异常体(模型 5)对  $\partial b_z / \partial t$  测量结果的影响更大。并且,图 10e、h 中垂直各向异性多金属硫化物异常体测量结果的归一化场值几乎为 1,但是水平各向异性多金属硫化物异常体测量结果仍然与各

向同性模型保持较大差异。

图 11 为多金属硫化物电导率各向同性、水平各向异性以及垂直各向异性模型不同时刻电流密度分布图。从图 11 中可以看出,电流密度主要受多金属硫化物异常的影响。特别地,12.0 ms 时电流密度在水平各向异性多金属硫化物内部形成涡流,将电场束缚于多金属硫化物内部,此时各向同性和垂直各向异性多金属硫化物对电场的影响较弱。从图 11d、e 中可以看出:相较于垂直各向异性多金属硫化物异常体(模型 5),不同时刻水平各向异性多金属硫化物异常体(模型 4)对电场的影响更大;并且多金属硫化物电导率水平各向异性模型(模型 4)的电场在扩散的过程中逐渐被束缚在多金属硫化物异常体附近,进而形成涡流电场。

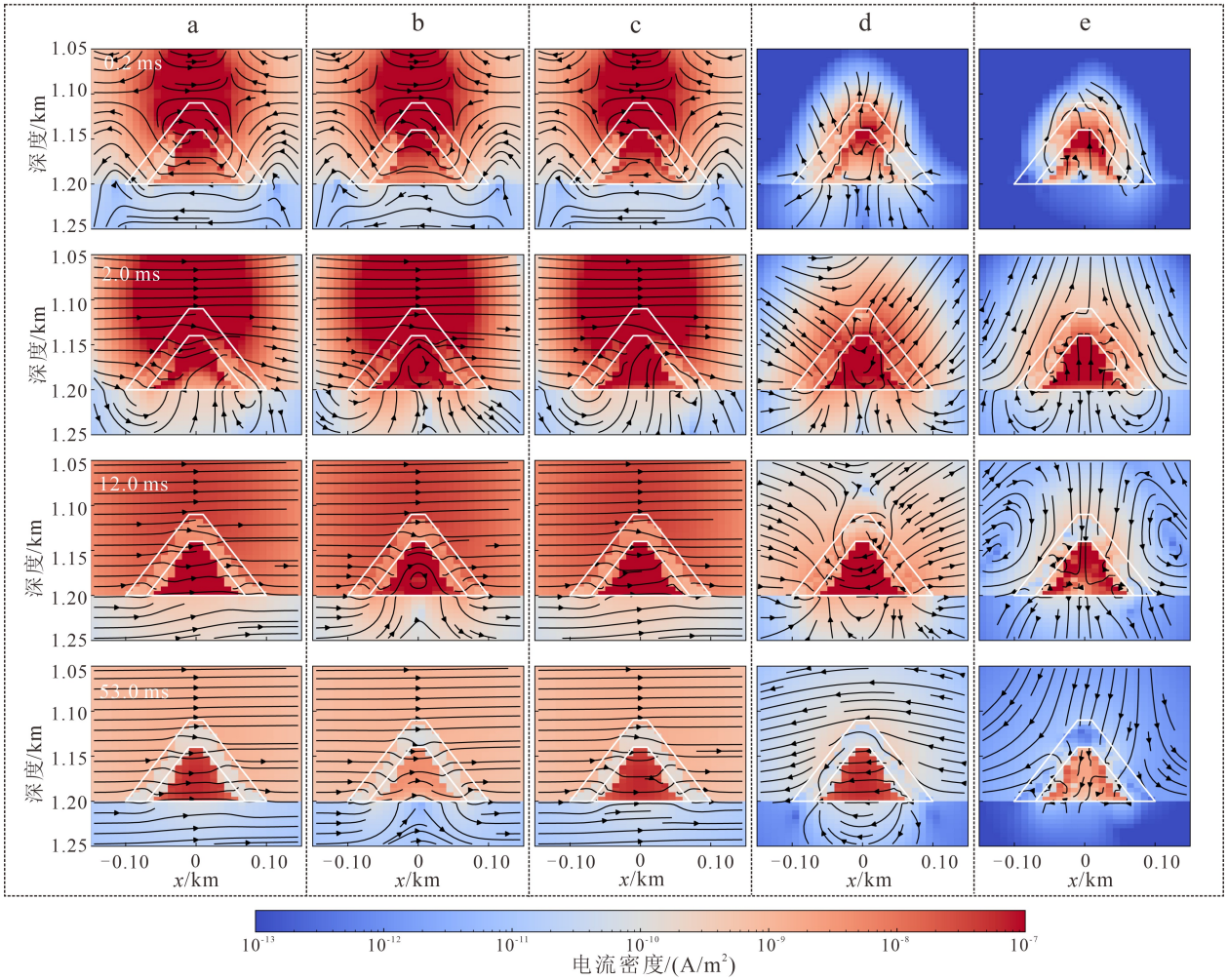
为研究围岩电导率各向异性模型和多金属硫化物电导率各向异性模型对探测结果的影响,沿测线剖面(图 12a)绘制  $\partial b_z / \partial t$  响应平剖面,结果如图 12



a、e. 重叠回线圈中心坐标为(-90, 0, 1 185);b、f. 重叠回线圈中心坐标为(-60, 0, 1 150);c、g. 重叠回线圈中心坐标为(-30, 0, 1 130);d、h. 重叠回线圈中心坐标为(0, 0, 1 110)。

图 10 五种电导率模型  $\partial b_z / \partial t$  响应(a—d)以及多金属硫化物各向异性模型与各向同性模型归一化场值(e—h)

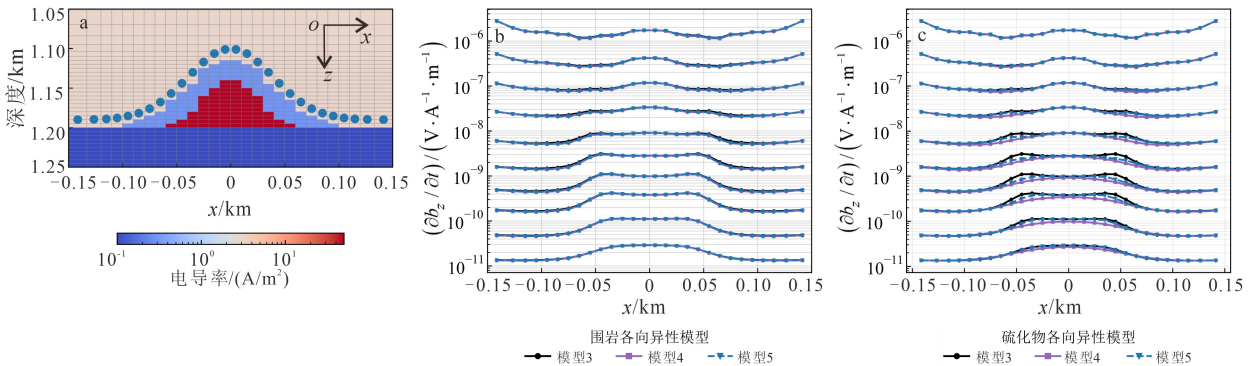
Fig.10  $\partial b_z / \partial t$  response of the five conductivity models (a—d) and normalized field values (e—h) for anisotropic and isotropic models of massive sulfides



a. 各向同性模型; b. 多金属硫化物水平各向异性模型; c. 多金属硫化物垂直各向异性模型; d. 图 b 与图 a 的电流密度差异; e. 图 c 与图 a 的电流密度差异。

图 11 各向同性模型与多金属硫化物各向异性模型电流密度随时间变化的横截面(a—c)以及电流密度差异图(d、e)

Fig.11 Cross sections showing current density change over time between anisotropic and isotropic models of massive sulfides conductivity (a - c) and the current density difference diagrams (d, e)



a. 围岩及多金属硫化物分布情况(模型 3), 蓝色圆圈表示重叠回线源中心位置; b. 围岩电导率各向异性模型对  $\partial b_z / \partial t$  响应的影响; c. 多金属硫化物电导率各向异性模型对  $\partial b_z / \partial t$  响应的影响。

图 12 测线轨迹以及各向同性与各向异性  $\partial b_z / \partial t$  响应平剖面

Fig.12 Trace of measurement line and sections of isotropic and anisotropic  $\partial b_z / \partial t$  response

b、c 所示。从图 12b、c 中可以看出,  $\partial b_z/\partial t$  响应在异常体位置均出现波动,均能够指示异常体位置。但是在图 12b 中,围岩电导率各向异性  $\partial b_z/\partial t$  响应与各向同性几乎一致,很难区分各向异性与各向同性,围岩电导率各向异性几乎对  $\partial b_z/\partial t$  响应没有影响;相反,在图 12c 中,多金属硫化物电导率各向异性与各向同性的  $\partial b_z/\partial t$  响应出现明显差异,并且差异主要集中于异常体两侧;同时在图 12c 中,多金属硫化物电导率水平各向异性(模型 4)相较于垂直各向异性(模型 5)对  $\partial b_z/\partial t$  响应的影响更大。

## 4 结论

本研究基于拟态有限体积法的时域 Maxwell 方程,成功实现了海底多金属硫化矿地层的电各向异性电磁响应的正演模拟。通过与一维 VTI 介质和三维复杂接触带模型的数值模拟结果对比,验证了该算法的准确性和有效性。通过对海底多金属硫化物电各向异性模型的数值模拟实验,得到了如下结论:

1)通过分析海底围岩和多金属硫化物模型的响应以及电磁场分布特征,发现相比于火山成因的玄武岩起伏海底等异常,均匀块状的多金属硫化物丘体对瞬变电磁信号的影响更大。当上覆围岩电导率为各向异性时,电各向异性模型对瞬变电磁信号幅值的影响较小。相反,当电各向同性围岩中埋藏电各向异性多金属硫化物时,电各向异性模型对瞬变电磁信号幅值的影响较大。

2)电各向异性围岩模型对瞬变电磁信号振幅曲线形态的影响较小,多金属硫化物的电各向异性特征可以在瞬变电磁响应振幅曲线上得到明显反映。海底水平电各向异性围岩对瞬变电磁信号的影响较垂直电各向异性更显著。类似地,当电各向同性围岩中埋藏各向异性多金属硫化物时,水平电各向异性多金属硫化物对瞬变电磁信号的影响也较垂直电各向异性更显著。

综上所述,在对海底多金属硫化物进行海洋瞬变电磁探测时,需要充分考虑电各向异性对瞬变电磁数据的影响,从而提高对多金属硫化物勘探的有效性,为评估海底多金属硫化物矿体提供更有力的依据。

## 参考文献 (References):

[1] Peng R H, Han B, Hu X Y. Exploration of Seafloor

Massive Sulfide Deposits with Fixed-Offset Marine Controlled Source Electromagnetic Method: Numerical Simulations and the Effects of Electrical Anisotropy [J]. *Minerals*, 2020, 10 (5): 457.

[2] Goodfellow W D. *Mineral Deposits of Canada: A Synthesis of Major Deposit-Types, District Metallogeny, the Evolution of Geological Provinces, and Exploration Methods* [J]. *Economic Geology*, 2007, 102 (7): 1355.

[3] Haroon A, Hölz S, Gehrmann R A, et al. Marine Dipole-Dipole Controlled Source Electromagnetic and Coincident-Loop Transient Electromagnetic Experiments to Detect Seafloor Massive Sulphides: Effects of Three-Dimensional Bathymetry [J]. *Geophysical Journal International*, 2018, 215 (3): 2156 - 2171.

[4] Gehrmann R A, Haroon A, Morton M, et al. Seafloor Massive Sulphide Exploration Using Deep-Towed Controlled Source Electromagnetics: Navigational Uncertainties [J]. *Geophysical Journal International*, 2020, 220(2): 1215 - 1227.

[5] Gehrmann R, North L J, Graber S, et al. Marine Mineral Exploration with Controlled Source Electromagnetics at the TAG Hydrothermal Field, 26° N Mid-Atlantic Ridge [J]. *Geophysical Research Letters*, 2019, 46(11): 5808 - 5816.

[6] Hannington M, Jamieson J, Monecke T, et al. The Abundance of Seafloor Massive Sulfide Deposits [J]. *Geology*, 2011, 39(12): 1155 - 1158.

[7] 陶春辉,李怀明,金肖兵,等.西南印度洋脊的海底热液活动和硫化物勘探 [J]. *科学通报*, 2014, 59 (19): 1812 - 1822.

Tao Chunhui, Li Huaiming, Jin Xiaobing, et al. Seafloor Hydrothermal Activity and Polymetallic Sulfide Exploration on the Southwest Indian Ridge [J]. *Chinese Science Bulletin*, 2014, 59(19): 2266 - 2276.

[8] Spagnoli G, Hannington M, Bairlein K, et al. Electrical Properties of Seafloor Massive Sulfides [J]. *Geo-Marine Letters*, 2016, 36(3): 235 - 245.

[9] Barsukov P O, Fainberg E B. Marine Transient Electromagnetic Sounding of Deep Buried Hydrocarbon Reservoirs: Principles, Methodologies and Limitations [J]. *Geophysical Prospecting*, 2017, 65(3): 840 - 858.

[10] Constable S, Kowalczyk P, Bloomer S. Measuring Marine Self-Potential Using an Autonomous Underwater Vehicle [J]. *Geophysical Journal International*, 2018, 215(1): 49 - 60.

- [11] Müller H, Schwalenberg K, Reeck K, et al. Mapping Seafloor Massive Sulfides with the Golden Eye Frequency-Domain EM Profiler [J]. *First Break*, 2018, 36(10): 61 - 67.
- [12] 杨志龙, 殷长春, 张博, 等. 全拖曳式深海直流电阻率法三维任意各向异性正演模拟 [J]. *吉林大学学报(地球科学版)*, 2018, 48 (6): 1845 - 1853.  
Yang Zhilong, Yin Changchun, Zhang Bo, et al. 3 - D Arbitrarily Anisotropic Modeling for Towed Marine DC Resistivity Method in Deep Ocean [J]. *Journal of Jilin University (Earth Science Edition)*, 2018, 48 (6): 1845 - 1853.
- [13] Ishizu K, Goto T, Ohta Y, et al. Internal Structure of a Seafloor Massive Sulfide Deposit by Electrical Resistivity Tomography, Okinawa Trough [J]. *Geophysical Research Letters*, 2019, 46(20): 11025 - 11034.
- [14] Zhu Z, Tao C, Shen J, et al. Self-Potential Tomography of a Deep-Sea Polymetallic Sulfide Deposit on Southwest Indian Ridge [J]. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 2020, 125(11): e2020JB019738.
- [15] Su Z, Tao C, Zhu Z, et al. Joint Interpretation of Marine Self-Potential and Transient Electromagnetic Survey for Seafloor Massive Sulfide (SMS) Deposits: Application at TAG Hydrothermal Mound, Mid-Atlantic Ridge [J]. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 2022, 127(11): e2022JB024496.
- [16] Cheesman S, Edwards R, Chave A. D. On the Theory of Sea-Floor Conductivity Mapping Using Transient Electromagnetic Systems [J]. *Geophysics*, 1987, 52: 204 - 217.
- [17] Kowalczyk P. Geophysical Prelude to First Exploitation of Submarine Massive Sulphides [J]. *First Break*, 2008, 26(11): 99 - 108.
- [18] Swidinsky A, Hölz S, Jegen M. On Mapping Seafloor Mineral Deposits with Central Loop Transient Electromagnetics [J]. *Geophysics*, 2012, 77(3): E171 - E184.
- [19] Hölz S, Jegen M. How to Find Buried and Inactive Seafloor Massive Sulfides Using Transient EM: A Case Study from the Palinuro Seamount [C]// EAGE/DGG Workshop on Deep Mineral Exploration. Münster: European Association of Geoscientists & Engineers, 2016: 1 - 5.
- [20] Everett M E, Constable S. Electric Dipole Fields over an Anisotropic Seafloor: Theory and Application to the Structure of 40 Ma Pacific Ocean Lithosphere [J]. *Geophysical Journal International*, 1999, 136 (1): 41 - 56.
- [21] Newman G A, Hohmann G W, Anderson W L. Transient Electromagnetic Response of a Three-Dimensional Body in a Layered Earth [J]. *Geophysics*, 1986, 51(8): 1608 - 1627.
- [22] Newman G A, Commer M, Carazzone J J. Imaging CSEM Data in the Presence of Electrical Anisotropy [J]. *Geophysics*, 2010, 75(2): F51 - F61.
- [23] 许洋铖, 林君, 李肃义, 等. 全波形时间域航空电磁响应三维有限差分数值计算 [J]. *地球物理学报*, 2012, 55 (6): 2105 - 2114.  
Xu Yangcheng, Lin Jun, Li Suyi, et al. Calculation of Full-Waveform Airborne Electromagnetic Response with Three-Dimension Finite-Difference Solution in Time-Domain [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2012, 55 (6): 2105 - 2114.
- [24] 孙怀凤, 李貅, 李术才, 等. 考虑关断时间的回线源激发 TEM 三维时域有限差分正演 [J]. *地球物理学报*, 2013, 56 (3): 1049 - 1064.  
Sun Huaifeng, Li Xiu, Li Shucai, et al. Three-Dimensional FDTD Modeling of TEM Excited by a Loop Source Considering Ramp Time [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2013, 56 (3): 1049 - 1064.
- [25] 李展辉, 黄清华. 复频率参数完全匹配层吸收边界在瞬变电磁法正演中的应用 [J]. *地球物理学报*, 2014, 57 (4): 1292 - 1299.  
Li Zhanhui, Huang Qinghua. Application of the Complex Frequency Shifted Perfectly Matched Layer Absorbing Boundary Conditions in Transient Electromagnetic Method Modeling [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2014, 57(4): 1292 - 1299.
- [26] 嵇艳鞠, 邓昌伟, 王宇航, 等. 基于时域有限差分法的电性源感应-极化效应三维数值模拟 [J]. *吉林大学学报(地球科学版)*, 2024, 54 (4): 1373 - 1382.  
Ji Yanju, Deng Changwei, Wang Yuhang, et al. Three-Dimensional Numerical Simulation of Induction-Polarization Effect of Electrical Sources Based on Finite-Difference Time-Domain Method [J]. *Journal of Jilin University (Earth Science Edition)*, 2024, 54 (4): 1373 - 1382.
- [27] Hyman J M, Shashkov M. Mimetic Discretizations for Maxwell's Equations [J]. *Journal of Computational Physics*, 1999, 151(2): 881 - 909.
- [28] Constable S, Weiss C J. Mapping Thin Resistors and Hydrocarbons with Marine EM Methods: Insights

- from 1D Modeling [J]. *Geophysics*, 2006, 71(2): G43 - G51.
- [29] 杨波, 徐义贤, 何展翔, 等. 考虑海底地形的三维频率域可控源电磁响应有限体积法模拟 [J]. *地球物理学报*, 2012, 55(4): 1390 - 1399.
- Yang Bo, Xu Yixian, He Zhanxiang, et al. 3D Frequency-Domain Modeling of Marine Controlled Source Electromagnetic Responses with Topography Using Finite Volume Method [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2012, 55(4): 1390 - 1399.
- [30] 张焯, 汪宏年, 陶宏根, 等. 基于耦合标势与矢势的有限体积法模拟非均匀各向异性地层中多分量感应测井三维响应 [J]. *地球物理学报*, 2012, 55(6): 2141 - 2152.
- Zhang Ye, Wang Hongnian, Tao Honggen, et al. Finite Volume Algorithm to Simulate 3D Responses of Multi-Component Induction Tools in Inhomogeneous Anisotropic Formation Based on Coupled Scalar-Vector Potentials [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2012, 55(6): 2141 - 2152.
- [31] 彭荣华, 胡祥云, 韩波, 等. 基于拟态有限体积法的频率域可控源三维正演计算 [J]. *地球物理学报*, 2016, 59(10): 3927 - 3939.
- Peng Ronghua, Hu Xiangyun, Han Bo, et al. 3D Frequency-Domain CSEM Forward Modeling Based on the Mimetic Finite-Volume Method [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2016, 59(10): 3927 - 3939.
- [32] Ren X Y, Yin C C, Macnae J, et al. 3D Time-Domain Airborne Electromagnetic Inversion Based on Secondary Field Finite-Volume Method [J]. *Geophysics*, 2018, 83(4): E219 - E228.
- [33] 周建美, 刘文韬, 李貅, 等. 双轴各向异性介质中回线源瞬变电磁三维拟态有限体积正演算法 [J]. *地球物理学报*, 2018, 61(1): 368 - 378.
- Zhou Jianmei, Liu Wentao, Li Xiu, et al. Research on the 3D Mimetic Finite Volume Method for Loop-Source TEM Response in Biaxial Anisotropic Formation [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2018, 61(1): 368 - 378.
- [34] 刘亚军, 胡祥云, 彭荣华, 等. 回线源瞬变电磁法有限体积三维任意各向异性正演及分析 [J]. *地球物理学报*, 2019, 62(5): 1954 - 1968.
- Liu Yajun, Hu Xiangyun, Peng Ronghua, et al. 3D Forward Modeling and Analysis of the Loop-Source Transient Electromagnetic Method Based on the Finite-Volume Method for an Arbitrarily Anisotropic Medium [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2019, 62(5): 1954 - 1968.
- [35] 崔焕玉, 沈金松, 冉尚, 等. 基于有限体积法的煤矿巷道瞬变电磁响应二维反演与富水区探测应用 [J]. *吉林大学学报(地球科学版)*, 2022, 52(4): 1314 - 1327.
- Cui Huanyu, Shen Jinsong, Ran Shang, et al. Application of 2D Inversion of Transient Electromagnetic Response and Water Bearing Area Detection in Coal Mine Tunnel Based on Finite Volume Method [J]. *Journal of Jilin University (Earth Science Edition)*, 2022, 52(4): 1314 - 1327.
- [36] Um E S, Harris J M, Alumbaugh D L. 3D Time-Domain Simulation of Electromagnetic Diffusion Phenomena: A Finite-Element Electric-Field Approach [J]. *Geophysics*, 2010, 75(4): F115 - F126.
- [37] Li J H, Zhu Z Q, Liu S C, et al. 3D Numerical Simulation for the Transient Electromagnetic Field Excited by the Central Loop Based on the Vector Finite-Element Method [J]. *Journal of Geophysics and Engineering*, 2011, 8(4): 560 - 567.
- [38] Cai H Z, Hu X Y, Li J H, et al. Parallelized 3D CSEM Modeling Using Edge-Based Finite Element with Total Field Formulation and Unstructured Mesh [J]. *Computers & Geosciences*, 2017, 99: 125 - 134.
- [39] 陈汉波, 李桐林, 熊彬, 等. 基于 Coulomb 规范势的电导率呈任意各向异性海洋可控源电磁三维非结构化有限元数值模拟 [J]. *地球物理学报*, 2017, 60(8): 3254 - 3263.
- Chen Hanbo, Li Tonglin, Xiong Bin, et al. Finite-Element Modeling of 3D MCSEM in Arbitrarily Anisotropic Medium Using Potentials on Unstructured Grids [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2017, 60(8): 3254 - 3263.
- [40] Li J H, Lu X S, Farquharson C G. A Finite-Element Time-Domain Forward Solver for Electromagnetic Methods with Complex-Shaped Loop Sources [J]. *Geophysics*, 2018, 83(3): E117 - E132.
- [41] 殷长春, 惠哲剑, 张博, 等. 起伏海底地形时间域海洋电磁三维自适应正演模拟 [J]. *地球物理学报*, 2019, 62(5): 1942 - 1953.
- Yin Changchun, Hui Zhejian, Zhang Bo, et al. 3D Adaptive Forward Modeling for Time-Domain Marine CSEM over Topographic Seafloor [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2019, 62(5): 1942 - 1953.
- [42] 张鑫崇, 殷长春. 基于 Debye 模型的时间域航空电磁

- 激电效应正演模拟 [J]. 吉林大学学报(地球科学版), 2023, 53(5): 1573 - 1581.
- Zhang Xinchong, Yin Changchun. Forward Modeling of Airborne Electromagnetic Induced Polarization Effect in Time-Domain Based on Debye Model [J]. Journal of Jilin University (Earth Science Edition), 2023, 53 (5): 1573 - 1581.
- [43] Goldman M, Stoyer C. Finite-Difference Calculations of the Transient Field of an Axially Symmetric Earth for Vertical Magnetic Dipole Excitation [J]. Geophysics, 1983, 48: 953 - 963.
- [44] Wang T, Hohmann G W. A Finite-Difference, Time-Domain Solution for Three-Dimensional Electromagnetic Modeling [J]. Geophysics, 1993, 58: 797 - 809.
- [45] Schenk O, Gärtner K. Solving Unsymmetric Sparse Systems of Linear Equations with PARDISO [J]. Future Generation Computer Systems, 2004, 20(3): 475 - 487.
- [46] 苏朝阳, 沈金松, 罗辉. 基于 PARDISO 直接求解器的三维自然电位正反演 [J]. 物探与化探, 2024, 48 (2): 451 - 460.
- Su Zhaoyang, Shen Jinsong, Luo Hui. 3D Forward and Inverse Modeling of Self-Potential Data Based on the PARDISO Direct Solver [J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2024, 48(2): 451 - 460.
- [47] Yee K. Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1966, 14(3): 302 - 307.
- [48] Oldenburg D W, Haber E, Shekhtman R. Three Dimensional Inversion of Multisource Time Domain Electromagnetic Data [J]. Geophysics, 2013, 78(1): E47 - E57.
- [49] Haber E, Ruthotto L. A Multiscale Finite Volume Method for Maxwell's Equations at Low Frequencies [J]. Geophysical Journal International, 2014, 199 (2): 1268 - 1277.
- [50] Werthmüller D. An Open-Source Full 3D Electromagnetic Modeler for 1D VTI Media in Python: Empymod [J]. Geophysics, 2017, 82(6): WB9 - WB19.
- [51] Commer M, Newman G. A Parallel Finite-Difference Approach for 3D Transient Electromagnetic Modeling with Galvanic Sources [J]. Geophysics, 2004, 69 (5): 1192 - 1202.