

文章编号: 1001-1749(2023)04-0497-08

# 有限长接地导线源电磁场三维正演研究

万文涛<sup>1,2</sup>, 嵇其伟<sup>1</sup>

(1. 江西省交通设计研究院有限责任公司, 南昌 330002;

2. 成都理工大学 环境与土木工程学院, 成都 610059)

**摘要:** 长接地导线源的一维解析解可以通过对电偶极源解沿导线方向积分获得, 而三维模型中则难以直接加载。这里将长接地导线源看作多个电偶极源的组合, 利用交错采样有限差分法, 进行了直接计算电场总场的有限长接地导线源电磁场三维正演研究, 并验证了算法的正确性。正演模拟时为消除场源奇异性, 用电流密度呈伪 delta 函数分布的等效源来代替点源。

**关键词:** 有限长接地导线源; 电偶极源; 三维正演; 交错采样有限差分; 伪 delta 函数

**中图分类号:** P 631.3 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1001-1749.2023.04.10

## 0 引言

可控源电磁法(CSEM)于 20 世纪 70 年代发展至今, 广泛运用于矿产、油气、环境水文调查与检测等领域<sup>[1-3]</sup>。

可控源电磁法常采用长接地导线源作为激发源, 其一维层状模型电磁场解析解可由电偶极子源解沿导线方向进行积分得到<sup>[4]</sup>; 而三维模型中, 难以直接加载, 大多将长接地导线源看作多个电偶极源的组合来处理, Ansari 等<sup>[5]</sup>基于磁矢量势 Helmholtz 方程将接地长导线源看作有限多个水平电偶极源的组合实现了接地长导线源的频率域电磁法三维正演; 李建慧等<sup>[6]</sup>同样将长接地导线源看作多个电偶极源的组合的方式实现了基于电场总场矢量有限元法的接地长导线源三维正演。可控源电磁法三维正演模拟方面主要有两类思路: ①分一二次场法和直接计算总场法, 早期第一类思路研究较多, 有 Farquharson 等<sup>[7]</sup>采用积分方程法、Weiss 等<sup>[8]</sup>采用

有限体积法、Streich<sup>[9]</sup>采用交错有限差分法进行电磁场数值模拟, 这类思路克服了场源奇异性, 但难以适用于复杂模型; ②另一类现今较为流行, 张继峰<sup>[10]</sup>基于电场矢量波动方程以伪 delta 函数方式加载电性源, 实现了水平电偶源的频率域电磁法三维正演; Ansari 等<sup>[5]</sup>、徐志峰等<sup>[11]</sup>利用有限元法实现了基于磁矢量势 Helmholtz 方程的频率域发三维正演, 这类方法计算速度快, 适用于复杂模型, 但难以有效加载场源。笔者利用多个电偶源代替长接地导线源, 引入伪 delta 函数处理场源, 采用满足能量守恒定律的交错采样有限差分法进行了直接计算电场总场的频率域电磁场三维正演研究。

## 1 交错采样有限差分法

### 1.1 麦克斯韦方程

可控源电磁法涉及的频率通常小于  $10^5$  Hz, 传导电流  $\sigma E$  远大于位移电流  $i\epsilon\omega E$ , 常忽略位移电流。因此, 电性源频率域麦克斯韦方程组如(1)

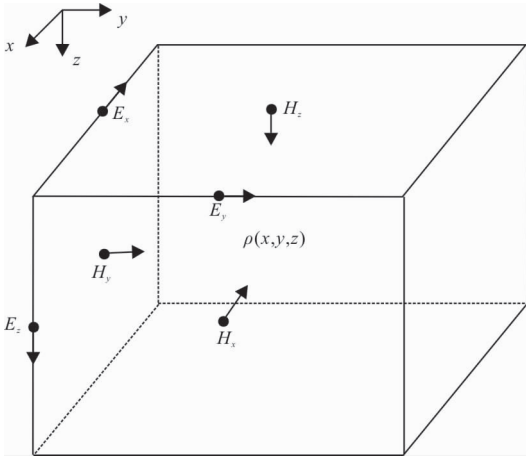


图 1 交错采样示意图

Fig. 1 Sketch of field constituents  
in a staggered-grid

式所示。

$$\nabla \times E + i\omega\mu_0 H = 0$$

$$\nabla \times H = \sigma E + J_e \quad (1)$$

式中:  $E$  为电场强度;  $H$  为磁场强度;  $J_e$  为电流密度;  $\sigma$  为电导率;  $\omega$  为圆频率;  $\mu_0$  为磁导率。

$$\sigma \cdot E_x(i, j, k) + J_{ex}(i, j, k) = \frac{H_z(i, j, k) - H_z(i, j - 1, k)}{\Delta \hat{y}_j} - \frac{H_y(i, j, k) - H_y(i, j, k - 1)}{\Delta \hat{z}_k} \quad (2)$$

$$i\omega\mu \cdot H_z(i, j, k) = \frac{E_y(i + 1, j, k) - E_y(i, j, k)}{\Delta \hat{x}_i} - \frac{E_x(i, j + 1, k) - E_x(i, j, k)}{\Delta \hat{y}_j} \quad (3)$$

$$i\omega\mu \cdot H_z(i, j - 1, k) = \frac{E_y(i + 1, j - 1, k) - E_y(i, j - 1, k)}{\Delta \hat{x}_i} - \frac{E_x(i, j, k) - E_x(i, j - 1, k)}{\Delta \hat{x}_{j-1}} \quad (4)$$

$$i\omega\mu \cdot H_y(i, j, k) = \frac{E_x(i, j, k + 1) - E_x(i, j, k)}{\Delta \hat{z}_k} - \frac{E_z(i + 1, j, k) - E_z(i, j, k)}{\Delta \hat{x}_i} \quad (5)$$

$$i\omega\mu \cdot H_y(i, j, k - 1) = \frac{E_x(i, j, k) - E_x(i, j, k - 1)}{\Delta \hat{z}_k} - \frac{E_z(i + 1, j, k - 1) - E_z(i, j, k - 1)}{\Delta \hat{z}_i} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & C_1 \cdot E_x(i, j, k - 1) + C_2 \cdot E_x(i, j - 1, k) + C_3 \cdot E_x(i, j, k) + C_4 \cdot E_x(i, j + 1, k) + \\ & C_5 \cdot E_x(i, j, k + 1) + C_6 \cdot E_y(i, j - 1, k) + C_7 \cdot E_y(i + 1, j - 1, k) + C_8 E_y(i, j, k) + \\ & C_9 \cdot E_y(i + 1, j, k) + C_{10} \cdot E_z(i, j, k - 1) + C_{11} \cdot E_z(i + 1, j, k - 1) + C_{12} \cdot E_z(i, j, k) + \\ & C_{13} \cdot E_z(i + 1, j, k) = -i\omega\mu \cdot J_{ex} \end{aligned} \quad (7)$$

式中:  $C_1 = -1/(\Delta z_{k-1} \cdot \Delta \hat{z}_k)$ ;  $C_2 = -1/(\Delta y_{j-1} \cdot \Delta \hat{y}_j)$ ;  $C_4 = -1/(\Delta y_j \cdot \Delta \hat{y}_j)$ ;  $C_5 = -1/(\Delta z_k \cdot \Delta \hat{z}_k)$ ;  $C_6 = 1/(\Delta \hat{y}_j \cdot \Delta \hat{x}_i)$ ;  $C_7 = C_8 = -C_9 = -C_6$ ;  $C_{10} = 1/(\Delta z_k \cdot \Delta \hat{x}_i)$ ;  $C_{11} = C_{12} = -C_{13} = -C_{10}$ ;  $C_3 = -C_1 - C_2 - C_4 - C_5 + i\omega\mu \cdot \sigma(i, j, k)$ 。其中:  $\Delta y_j =$

$$\begin{aligned} & C_1 \cdot E_y(i, j, k - 1) + C_2 \cdot E_y(i - 1, j, k) + C_3 \cdot E_y(i, j, k) + C_4(i + 1, j, k) + C_5 \cdot E_y(i, j, k + 1) + \\ & C_6 \cdot E_x(i - 1, j, k) + C_7 \cdot E_x(i - 1, j + 1, k) + C_8 \cdot E_x(i, j, k) + C_9 \cdot E_x(i, j + 1, k) + \\ & C_{10} \cdot E_z(i, j, k - 1) + C_{11} \cdot E_z(i, j + 1, k - 1) + C_{12} \cdot E_z(i, j, k) + C_{13} \cdot E_z(i, j + 1, k) = -i\omega\mu \cdot J_{ey} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & C_1 \cdot E_z(i, j - 1, k) + C_2 \cdot E_z(i - 1, j, k) + C_3 \cdot E_z(i, j, k) + C_4 E_z(i + 1, j, k) + C_5 \cdot E_z(i, j + 1, k) + \\ & C_6 \cdot E_x(i - 1, j, k) + C_7 \cdot E_x(i, j, k) + C_8 \cdot E_x(i - 1, j, k + 1) + C_9 \cdot E_x(i, j, k + 1) + \\ & C_{10} \cdot E_y(i, j - 1, k) + C_{11} \cdot E_y(i, j, k) + C_{12} \cdot E_y(i, j - 1, k + 1) + C_{13} \cdot E_y(i, j, k + 1) = -i\omega\mu \cdot J_{ez} \end{aligned} \quad (10)$$

## 1.2 交错采样网格离散化

进行网格离散化时,交错采样有限差分其采样点不在网格节点上,而是在网格单元的面中心或棱边的中间,在每个单元体的面中心定义磁场分量,在棱的中心定义电场分量,如图 1 所示,计算时单元体面上的电导率由两相邻单元电导率的算术平均值来代替,而棱上的电导率由共棱的四个单元的电导率算术平均值来代替,这种网格离散化方式遵守电磁场能量守恒定律。

求解区域进行网格化后,利用差分近似微分对式(1)进行离散化,获得单元格  $(i, j, k)$  电场分量沿  $X$  方向关系式(3)及磁场分量与电场分量关系式(4)~式(7)。将式(4)~式(7)带入式(3),消除磁场分量,可建立起  $E_x(i, j, k)$  与周围相邻 12 电场分量  $E_x(i, j - 1, k)$ 、 $E_x(i, j, k - 1)$ 、 $E_x(i, j + 1, k)$ 、 $E_x(i, j, k + 1)$ 、 $E_y(i, j - 1, k)$ 、 $E_y(i, j - 1, k)$ 、 $E_y(i + 1, j - 1, k)$ 、 $E_y(i, j, k)$ 、 $E_y(i + 1, j, k)$ 、 $E_z(i, j, k - 1)$ 、 $E_z(i + 1, j, k - 1)$ 、 $E_z(i, j, k)$ 、 $E_z(i + 1, j, k)$  的线性方程(8)。同理可获得  $Y$ 、 $Z$  方向的线性方程(9)、方程(10)。

### 1.3 长导线源的加载

交错采样有限差分法对求解区域进行网格单元化后,长接地导线源会涉及多个网格单元。拟将长接地导线源进行分段,每段等效为用电偶极源,通过多个电偶极源场的直接叠加来等效长导线源场。

直接计算电场总场时为避免场源奇异性,引入

$$\delta(x-x_0) = \frac{1}{2\tau} \begin{cases} 0 & x-x_0 \leq -2\tau \\ ((x-x_0+2\tau)/\tau)^2/2 & -2\tau < x-x_0 \leq -\tau \\ -((x-x_0+2\tau)/\tau)^2/2 + 2(x-x_0+2\tau)/\tau - 1 & -\tau < x-x_0 \leq \tau \\ ((x-x_0+2\tau)/\tau)^2/2 - 4(x-x_0+2\tau)/\tau + 8 & \tau < x-x_0 \leq 2\tau \\ 0 & 2\tau < x-x_0 \end{cases} \quad (11)$$

### 1.4 边界条件与大型稀疏复数方程组求解

数值模拟时外拓范围远大于研究区域,电磁波随距离迅速衰减,研究区域内的异常体在边界处的影响很小,忽略不计,可将模型近似成一维模型,采用接地长导线源一维模型响应公式来计算边界节点的电磁场值,并在边界节点加载狄利克雷边界条件<sup>[9]</sup>。

大型稀疏复数方程组采用广义最小残差法来求解<sup>[12-14]</sup>,设定的残差限为  $10^{-9}$ ,最大迭代次数为 4 000 次。

## 2 算法验证与算例分析

### 2.1 算法验证

为了充分验证正演算法的准确性和多个电偶极子代替长导线源的可行性,设计了一均匀半空间和一层状模型。

#### 2.1.1 均匀半空间模型

在  $100 \text{ p} \cdot \text{m}$  均匀半空间中采用频率为 10 Hz 的 400 m 接地导线源,沿  $x$  方向放置,其中心位于网格  $(0, -3\ 000, 0)$  处。求解区域按  $72 \times 72 \times 43$  进行网格划分,正演时用 5 个电偶极子来代替长导线源。从图 2 可看出,距源 2 000 m 处沿  $x$  方向上的三维正演计算结果与长导线源解析解无论是形态还是大小吻合得很好,两者相对误差较小。

#### 2.1.2 层状模型

层状模型第一地层厚度为 1 000 m,电阻率为  $100 \ \Omega \cdot \text{m}$ ;第二层厚度为 2 000 m,电阻率为  $5 \ \Omega \cdot \text{m}$ ;第三层电阻率为  $20 \ \Omega \cdot \text{m}$ 。场源与均匀半空间模型一样。

图 3~图 6 为  $x$ 、 $y$  观测方向的对比,发现  $x$  方向曲线吻合,相对误差较小。 $y$  方向上曲线几乎重

在一定体积内电流密度呈伪 delta 函数分布的等效源,加载在麦克斯韦方程的右端场源项,可表示为  $J_e = \delta(x-x_0) \cdot \delta(y-y_0) \cdot \delta(z-z_0)$ ,式中  $x$ 、 $y$ 、 $z$  为网格节点坐标; $x_0$ 、 $y_0$ 、 $z_0$  为电偶极子坐标。伪 delta 函数为式(11)。

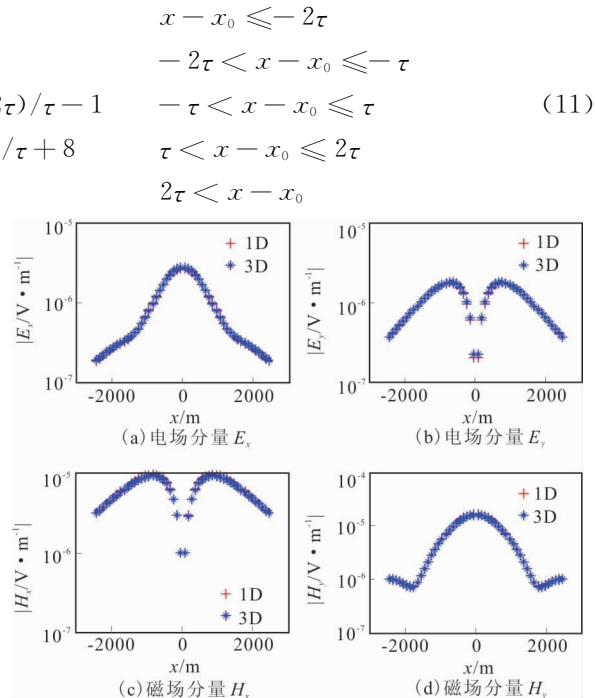


图 2  $x$  方向电磁场分量与解析解的对比

Fig. 2 Comparison between 3D CSEM modeling and the theory response of half homogeneous in the  $x$  direction

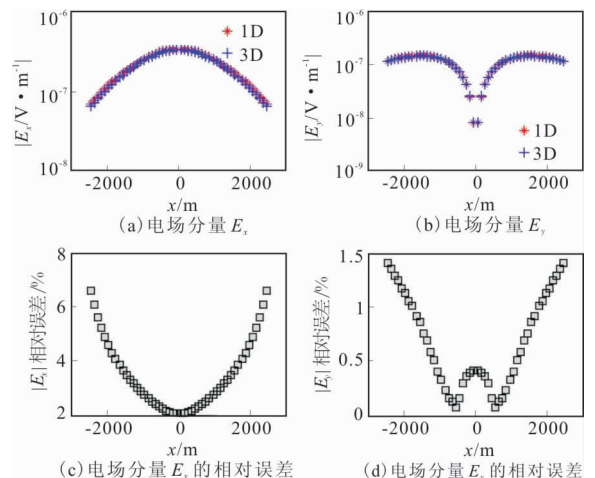


图 3 距源 2 500 m  $x$  方向上电场分量与解析解的对比

Fig. 3 Comparison between electric field component of 3D CSEM modeling and the theory response of layered model be 2.5 kilometers away from the source in the  $x$  direction

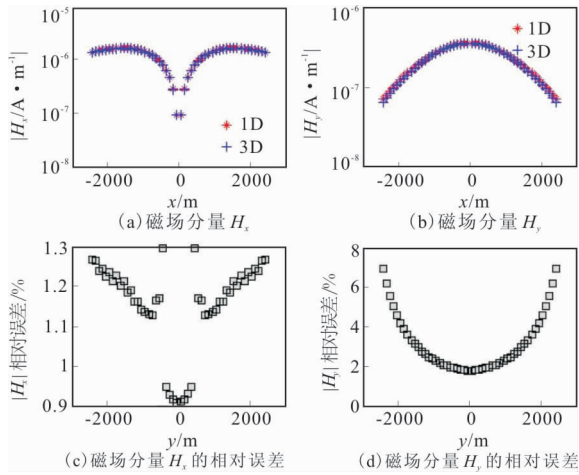


图4 距源 2 500 m  $x$  方向上磁场分量与解析解的对比  
Fig. 4 Comparison between magnetic field component of 3D CSEM modeling and the theory response of layered model in the  $x$  direction

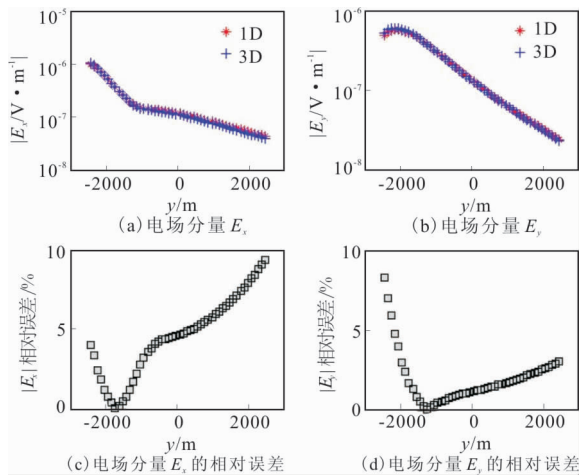


图5  $y$  方向上电场分量与解析解的对比  
Fig. 5 Comparison between electric field component of 3D CSEM modeling and the theory response of layered model in the  $y$  direction

合,近源的观测点相对误差稍偏大点。通过对比不同方向上电磁场分量,发现正演计算结果与解析解相近,相对误差较小。

为了充分验证不同频率下多个电偶极子代替长接地导线源的可行性,选取观测点 $(-950, -1\ 950, 0)$ 不同频率的数值模拟解与解析解进行对比。共选取 26 个频点 1 Hz、1.5 Hz、2 Hz、3.2 Hz、5 Hz、7.5 Hz、10 Hz、16 Hz、20 Hz、36 Hz、50 Hz、75 Hz、100 Hz、120 Hz、175 Hz、240 Hz、360 Hz、480 Hz、640 Hz、960 Hz、1 200 Hz、1 750 Hz、2 400 Hz、4 800

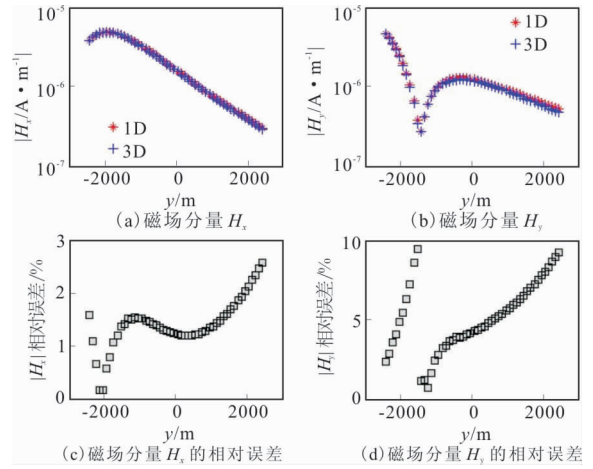


图6  $y$  方向上磁场分量与解析解的对比  
Fig. 6 Comparison between magnetic field component of 3D CSEM modeling and the theory response of layered model in the  $y$  direction

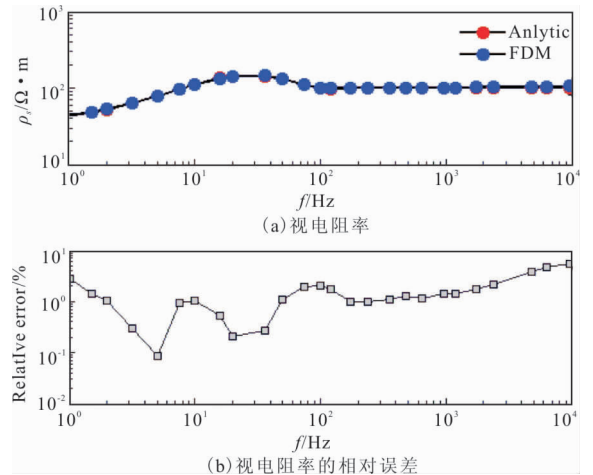


图7 不同频点下视电阻率对比图  
Fig. 7 Comparison between Cagniard resistivity of 3D CSEM modeling and the theory response in the different frequency

Hz、6 400 Hz、9 600 Hz。对比卡尼亚视电阻率和相位曲线发现两者相对误差较小,均小于 10%,如图 7~图 8 所示。

为了更好地验证多个电偶极子代替长接地导线源的可行性,采用同样的三层地电模型用 11 个偶极子来代替 1 000 m 长接地导线源。计算结果如表 1 所示,距源中心 2 000 m  $x$  方向测线上的数值模拟结果与解析解的卡尼亚视电阻率和相位相对误差较小。

通过不同观测方向、不同频率、不同长度的多方面对比,说明三维正演程序的正确性以及多个电偶极子代替长导线源的可行性。

表 1 视电阻率与相位相对误差分析表

Tab. 1 Comparison between Cagniard resistivity and impedance phase of 3D modeling and the theory response

点号( $x$ 坐标)	视电阻率(模拟值)	视电阻率(解析解)	相对误差/%	相位(模拟值)	相位(解析解)	相对误差/%
50.00	102.79	103.69	0.87	58.20	58.83	1.09
150.00	102.80	103.70	0.88	58.23	58.86	1.09
250.00	102.82	103.72	0.88	58.28	58.92	1.09
350.00	102.84	103.75	0.89	58.37	59.01	1.10
450.00	102.87	103.79	0.89	58.48	59.13	1.11
550.00	102.92	103.84	0.90	58.61	59.27	1.13
650.00	102.97	103.91	0.91	58.77	59.44	1.14
750.00	103.04	103.99	0.92	58.95	59.63	1.15
850.00	103.13	104.09	0.93	59.14	59.84	1.17
950.00	103.24	104.21	0.93	59.36	60.06	1.19
1050.00	103.37	104.34	0.94	59.58	60.30	1.21
1150.00	103.52	104.49	0.94	59.82	60.55	1.22
1250.00	103.70	104.67	0.93	60.07	60.81	1.24
1350.00	103.91	104.86	0.92	60.32	61.08	1.26
1450.00	104.15	105.08	0.90	60.58	61.35	1.27
1550.00	104.41	105.32	0.87	60.83	61.61	1.29
1650.00	104.71	105.58	0.83	61.08	61.88	1.30
1750.00	105.05	105.87	0.78	61.33	62.14	1.31
1850.00	105.42	106.18	0.72	61.57	62.39	1.33
1950.00	105.83	106.51	0.64	61.80	62.63	1.34
2050.00	106.28	106.86	0.55	62.02	62.86	1.35
2150.00	106.78	107.24	0.44	62.23	63.08	1.36
2250.00	107.32	107.65	0.30	62.42	63.27	1.36
2350.00	107.92	108.07	0.14	62.60	63.46	1.37
2450.00	108.58	108.53	0.05	62.76	63.62	1.37

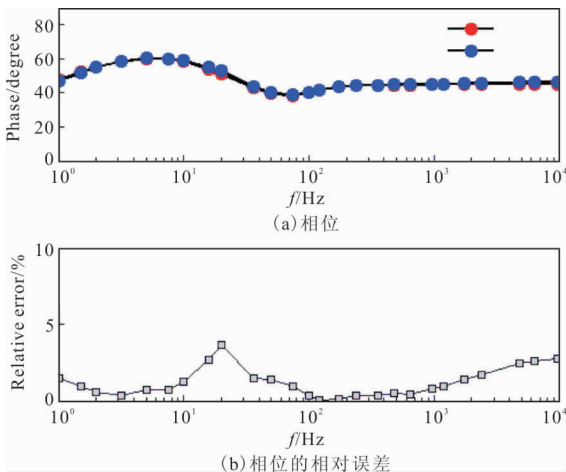


图 8 同频点下相位对比图

Fig. 8 Comparison between impedance phase of 3D CSEM modeling and the theory response in the different frequency

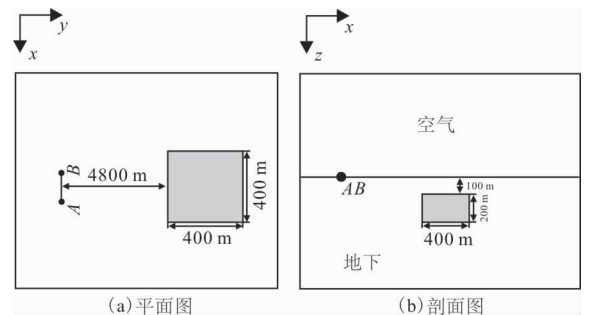


图 9 异常体分布示意图及其相对误差

Fig. 9 Sketch of resistivity model

## 2.2 算例分析

笔者设计了四个简单的三维异常体模型,分析了多个电偶极子代替长接地导线源情况下,不同异常体电磁场卡尼亚视电阻率和相位的变化。

### 2.2.1 低、高阻异常体

在  $100 \Omega \cdot m$  的均匀半空间中存在  $400 \times 400 \times$

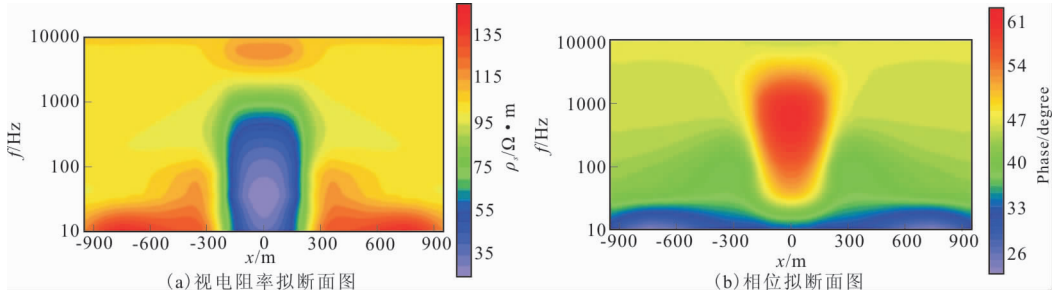


图 10 低阻异常体视电阻率和相位图拟断面图

Fig. 10 Contour of Cagniard resistivity and impedance phase of low-resistivity model

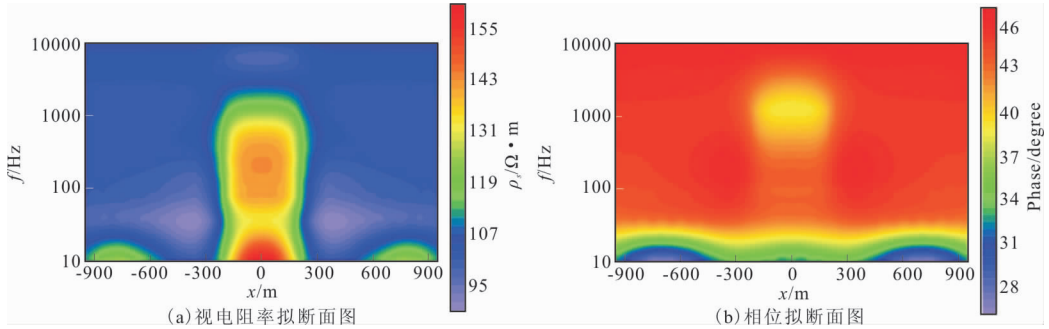


图 11 高阻异常体视电阻率和相位图拟断面图

Fig. 11 Contour of Cagniard resistivity and impedance phase of high-resistivity model

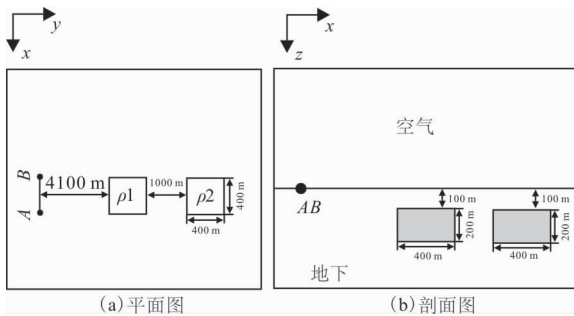


图 12 异常体分布示意

Fig. 12 Sketch of resistivity model

200 的  $10 \Omega \cdot m$  低阻体和  $500 \Omega \cdot m$  的高阻体,具体如图 9 所示。长接地导线源长 1 000 m,三维正演计算时用 11 个偶极子代替。

从图 10~图 11 上可看出,卡尼亚视电阻率和相位对低阻反映明显,视电阻率对高阻反映明显,而相位对高阻反映较差,不明显,说明了电磁法对高阻体反映不灵敏的特性。

### 2.2.2 低-高阻异常体和高-低阻异常体

设计两个体积相同的异常体模型,低阻为  $10 \Omega \cdot m$ ,高阻为  $500 \Omega \cdot m$ ,具体分布如图 12 所示。

从图 10、图 11、图 13、图 14 可以看出,不论是低-高阻还是高-低阻模型,正演模拟结果表明对

低阻体的反映更明显,在低频时高阻受场源效应影响。在低-高阻模型中,两异常体均能得到较好地反映,低阻尤其明显;而高-低阻模型中,高阻距源越近反映越不明显。从图 13~图 14 可看出,不论是视电阻率还是相位等值线图,其异常不是规则的,异常的中心往远离场源方向偏移。

## 3 结论

采用交错采样有限差分法进行长接地导线源三维正演研究表明:

1) 直接计算电场总场的可控源电磁法三维正演,不必计算一次场,计算效率高。

2) 实现了将有限长接地导线源看作多个电偶源组合的三维数值模拟,与其解析解对比,发现不同观测方向、频率的数值模拟结果电场和磁场分量与解析解较吻合,误差较小。论证了将有限长接地导线源看作多个电偶源组合的可行性。

3) 通过算例分析了异常体电磁场的卡尼亚视电阻率和相位响应,发现视电阻率对低高阻都反映明显,而相位对低阻反映明显,高阻较差。

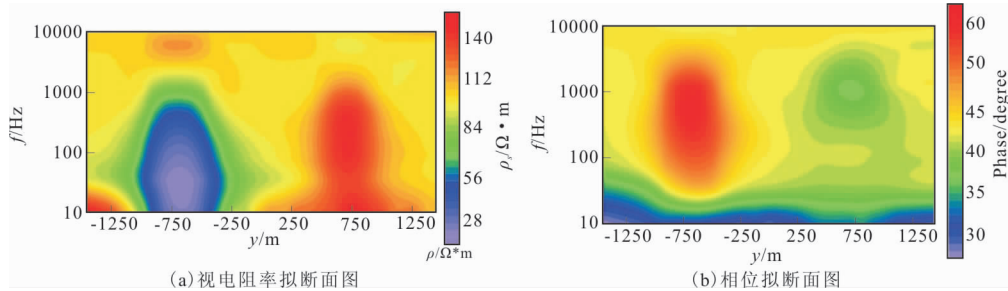


图 13 低—高阻异常体模型视电阻率和相位拟断面图

Fig. 13 Contour of Cagniard resistivity and impedance phase of low—high resistivity model

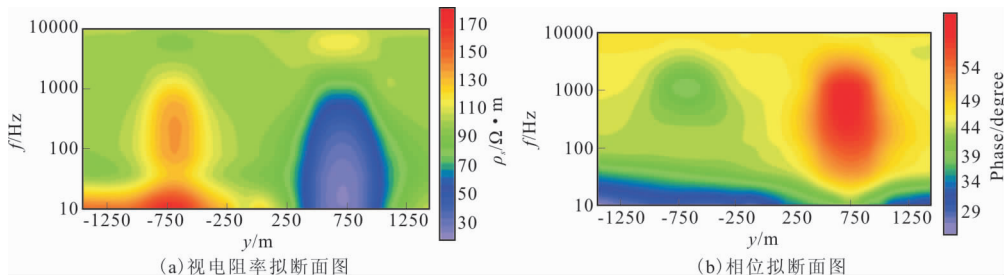


图 14 高—低阻异常体模型视电阻率和相位拟断面图

Fig. 14 Contour of cagniard resistivity and impedance phase of high—low resistivity model

## 参考文献:

- [1] 汤井田,何继善.可控源音频大地电磁法及其应用[M].长沙:中南大学出版社,2005.  
TANG J T, HE J S. Controlled source audio magnetotelluric method and its application[M]. Changsha: China Central South University Press, 2005. (In Chinese)
- [2] DAVID MYER, KERRY KEY, STEVEN CONSTABLE, 等.海洋可控源电磁法(CSEM)在斯卡伯勒气田的应用,第2部分——2D反演[J].海洋地质,2020(1):41—53.  
DAVID MYER, KERRY KEY, STEVEN CONSTABLE, et al. Numerical experiments study of Controlled—Source electroMagnetic method in whole region. Part2—2D Inversion[J]. Marine Geology, 2020(1): 41—53. (In Chinese)
- [3] FU C M, DI Q Y, AN Z G. Application of the CSAMT method to groundwater exploration in a metropolitan environment. Geophysics[C]. 2013 (13th) Annual Academic Conference of Institute of Geology and Geophysics, Chinese Academy of Sciences, 2014, 78(5): 201—209.
- [4] 李建飞,万文涛,景建恩.层状地电模型中有限长导线源电磁场的正演计算[J].勘察科学技术,2016(16):35—39.
- [5] LI J F, WAN W T, JING J E. Forward calculation of electromagnetic field with finite length electric wires source in layered model[J]. Site Investigation Science And Technology, 2016(16): 35—39. (In Chinese)
- [6] ANSARI S, FARQUHARSON C G. 3D finite—element forward modeling of electromagnetic data using vector and scalar potentials and unstructured grids[J]. Geophysics, 2014, 79(4): 149—165.
- [7] 李建慧, FARQUHARSON C G, 胡祥云, 等. 基于电场总场矢量有限元法的接地长导线源三维正演[J]. 地球物理学报, 2016, 59(4): 1521—1534.
- [8] LI J H, FARQUHARSON C G, HU X Y, et al. A vector finite element solver of three—dimensional modelling for a long grounded wire source based on total electric field[J]. Chinese J. Geophys, 2016, 59(4): 1521—1534. (In Chinese)
- [9] FARQUHARSON C G, OLDENBURG D W. An integral equation solution to the geophysical electromagnetic forward—modelling problem [J]. Methods in Geochemistry and Geophysics, 2002(35): 3—19.
- [10] WEISS C J, CONSTABLE S. Mapping thin resistors and hydrocarbons with marine EM methods, Part II—Modeling and analysis in 3D[J]. Geophysics, 2006, 71(6): 321—332.
- [11] STREICH R. 3D finite—difference frequency—domain modeling of controlled—source electromagnetic data;

- Direct solution and optimization for high accuracy[J]. *Geophysics*, 74(5):95–105.
- [10] 张继峰, 汤井田, 喻言, 等. 基于电场矢量波动方程的三维可控源电磁法有限单元法数值模拟[J]. *地球物理学报*, 2009, 52(12): 3132–3141.  
ZHANG J F, TANG J T, YU Y, et al. Three dimensional controlled source electromagnetic numerical simulation based on electric field vector wave equation using finite element method[J]. *Chinese J. Geophys*, 2009, 52(12): 3132–3141. (In Chinese)
- [11] 徐志峰, 吴小平. 可控源电磁三维频率域有限元模拟[J]. *地球物理学报*, 2010, 53(8): 1931–1939.  
XU Z F, WU X P. Controlled source electromagnetic 3-D modeling in frequency domain by finite element method[J]. *Chinese J. Geophys*, 2010, 53(8): 1931–1939. (In Chinese)
- [12] FRAYSSV, GIRAUD L, GRATTON S, et al. Algorithm 842: a set of gmres routines for real and complex arithmetics on high performance computers[J]. *Acm Transactions on Mathematical Software (toms)*, 2005, 31(2): 228–238.
- [13] BROWN PN. A theoretical comparison of the arnoldi and gmres algorithms[J]. *Siam Journal on Scientific and Statistical Computing*, 1991, 12(1): 58–78.
- [14] KELLEY C T. *Iterative methods for linear and nonlinear equations*[M]. RALEIGHN. C.: North Carolina state university, 1995.

## Study on 3D Forward Modeling of Finite-length Wire Source electromagnetic field

WAN Wentao<sup>1,2</sup>, JI Qiwei<sup>1</sup>

(1. Jiangxi Communications Design and Research Institute, LTD, Nanchang 330002, China;

2. Chengdu University of Technology, Chengdu 610059, China)

**Abstract:** The one-dimensional analytical solution of the long grounded wire source can be obtained by integrating the electric dipole source solution along the wire direction. However, loading it directly into the three-dimensional model isn't easy. In this paper, the long grounding wire source is regarded as a combination of multiple electric dipole sources, and the 3D forward modeling of the electromagnetic field of the finite-length grounding wire source directly calculating the total electric field is carried out by using the interleaved sampling finite difference method. The correctness of the algorithm is verified. In order to eliminate the singularity of the field source during forward modeling, the point source is replaced by an equivalent source whose current density is distributed as a pseudo-delta function.

**Keywords:** Finite-length wire source; Electric dipole source; three-dimensional forward modeling; staggered-grid finite difference; pseudo-delta function