

崔艳群,刘春燕,乔良,等.基于 GEMTIP 模型的 CR 三维有限元数值模拟[J].湖南科技大学学报(自然科学版),2019,34(2):25-34.doi:10.13582/j.cnki.1672-9102.2019.02.004

Cui Y Q, Liu C Y, Qiao L, et al. 3D Finite Element Numerical Simulation of CR Method Based on GEMTIP Model[J]. Journal of Hunan University of Science and Technology (Natural Science Edition), 2019, 34 (2) : 25 - 34. doi : 10. 13582 / j. cnki. 1672 - 9102. 2019. 02. 004

基于 GEMTIP 模型的 CR 三维有限元数值模拟

崔艳群,刘春艳*,乔良,蒲鑫,白烨

(长春理工大学光电信息学院 电子工程系,吉林 长春 130022)

摘要:本文提出了基于广义等效介质激电(GEMTIP)模型的复电阻率三维有限元数值模拟方法,首先介绍了 GEMTIP 模型及在不同参数影响下的复电阻率变化特征,而后给出双点电源的复电阻率法三维正演所满足的变分问题,采用六面体单元对研究区域进行网格剖分,在单元内对复电位、复电导率均进行线性插值,将变分方程转为线性方程组;采用不完全 LU 分解的稳定双共轭梯度算法(BICGSTAB 算法)求解线性方程组,得到异常复电位值.设计一个两层极化大地模型,将数值解与解析解进行对比,验证了文中算法的正确性.设计两个典型地电模型的数值模拟结果表明,采用 GEMTIP 模型研究宏观尺度下的激电效应是有效的,可为进一步研究复电阻率异常响应特征提供一种新的途径.

关键词:有限元;复电阻率;GEMTIP 模型;异常复电位

中图分类号:P631

文献标志码:A

文章编号:1672-9102(2019)02-0025-10

3D Finite Element Numerical Simulation of CR Method Based on GEMTIP Model

Cui Yanqun, Liu Chunyan, Qiao Liang, Pu Xin, Bai Ye

(Department of Electronic Engineering, College of Optical And Electronical Information, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China)

Abstract: A 3D finite element method for complex resistivity simulation based on generalized equivalent medium induced polarization (GEMTIP) model was introduced. First, the GEMTIP model and the complex resistivity variation characteristics of GEMTIP model under the influence of different parameters was introduced. Then, the variation equations were established for two-point sources of 3D modeling of complex resistivity method. The computing area was divided into hexahedral elements. The complex potential and the complex conductivity of rocks within each triangular lattice were described by a linear interpolation to create a linear equations system from the variation equation. The BICGSTAB (Bi-conjugate gradient stabilized method) algorithm with incomplete LU decomposition for preconditioning was used to solve the system linear equation to calculate the anomalous complex potential of all nodes and the apparent complex resistivity on the surface. Finally, this approach was verified through the calculations of a two layered model. Two typical geoelectric models were designed to test the correctness and efficiency of the algorithm. The results show that it provide new way to further study the induced polarization effect of rock and ore on the acrosopic scale.

Keywords: finite element method; complex resistivity; GEMTIP model; abnormal complex potential

收稿日期:2017-06-16

基金项目:吉林省教育厅“十三五”科学技术研究项目(2015581)

*通信作者,E-mail:lcy_12080713@sina.com

复电阻率(Complex Resistivity, CR)法是20世纪70年代在频谱激电法基础上发展起来的一种频率域电偶源地面电磁勘探方法.经过几十年的发展,广泛被用于矿产勘察、水文地质与环境勘察等领域.

近几年来,部分学者对于CR法数值模拟进行了研究,取得了较多成果.如阮百尧等^[1]提出了一种新的复电阻率普参数的反演方法,该方法只需要4个不同频率的复电阻率,从而提高了复电阻率法野外工作效率;王大勇等^[2]对考虑激电效应和电磁耦合影响的复电阻率法三维数值模拟进行了研究,同时分析了相应的异常规律;李勇等^[3]研究了基于异常复电位的CR法2.5维有限元数值模拟;梁盛军^[4]采用交错网格的有限差分法实现了考虑电磁耦合效应的复电阻率法三维正反演研究;万文涛^[5]在同时考虑激电效应和电磁效应的情况下对长导线源CR进行了三维正演研究;杨振威等^[6]从仪器设备、数学模型、正反演和应用等方面介绍了复电阻率法的发展现状和研究进展.然而大多数CR数值模拟均基于Core-Core模型^[7-9]、复Core-Core模型^[10]、Dias模型^[11]和Fractal模型^[12-13],这些复电阻率模型均为在微粒或者显微尺度下对激发极化效应进行近似研究,得出的若干个参数所表示的意义多为定性描述,而缺乏与之对应的相关实际岩石学参数.Zhdanov等人提出的GEMTIP模型^[14-15],正好填补了此项空白,该模型是常规Core-Core模型的广义表述,并且将岩、矿石的一些基本结构及岩石学特征在宏观尺度下进行表示,其参数与岩、矿石的物理属性相关联,为区分多相复合岩、矿石提供了一种定量的分析方法.近几年来,对于GEMTIP模型的研究趋近升温,也取得了较多成果^[16-19].然而目前为止,对于其理论研究大多是采用单一积分方程法,未见有关于有限单元法方面的报道.因此,笔者在前人工作的基础上,采用有限单元法,引入GEMTIP模型到三维复电阻率数值模拟中去.在不考虑电磁耦合效应的情况下,对复电位、复电导率进行线性插值.为了避免源点奇异性的影响,采用异常复电位法对于复电阻率法三维数值模拟展开研究,为进一步进行高效、精确的反演研究打下基础.

1 异常复电位所满足的变分问题

1.1 GEMTIP 模型

本文采用GEMTIP模型来描述岩、矿石激发极化效应的数学模型,Zhdanov等经过对大量岩、矿石进行研究,发现由激发极化效应引起的岩、矿石复电阻率随频率的变化可由下式表示:

$$\rho_c(\omega) = \rho_0 \left\{ 1 + \sum_{l=1}^N \left[f_l M_l \left[1 - \frac{1}{1 + (i\omega\tau_l)^{c_l}} \right] \right] \right\}^{-1} \quad (1)$$

式中: $\rho_c(\omega)$ 为介质的等效复电阻率; ρ_0 为零频电阻率; f_l 为第 l 种矿物的体积百分数; M_l 为第 l 种矿物的充电率, $M_l = 3 \frac{\rho_0 - \rho_l}{\rho_0 + 2\rho_l}$ (ρ_l 为第 l 种矿物的电阻率); τ_l 为第 l 种矿物的时间常数, $\tau_l = \left[\frac{r_l}{2\alpha_l} (\rho_0 + 2\rho_l) \right]^{1/c_l}$ (r_l, α_l, ρ_l 分别为第 l 种矿物的颗粒半径、面极化系数和电阻率); c_l 为第 l 种矿物的延迟系数).

图1和图2为给定岩、矿石模型参数,研究面极化系数和体积百分数对于复电阻率各分量的影响.给定的三相岩、矿石模型1参数为 $\rho_0 = 300 \Omega \cdot m, f = [0.15, 0.15], c = [0.8, 0.6], \rho = [0.2, 0.004] \Omega \cdot m, r_l = [0.2, 0.2] \text{ mm}, \alpha_l = [2, 0.4, 0.04, 0.004] (\Omega \cdot m^2) / \text{sec}^2$.模型2的参数中 $f = [0.15, 0.15, 0.075, 0.015]$.从图1中可以看出:在同一面极化系数下,复电阻率的振幅与其实部变化趋势一致,在频率很小时,复电阻率幅值及实部均趋向于零频电阻率,随着频率的增大而趋向一稳定值.面极化系数越大,复电阻率振幅和实部曲线开始下降所对应的频率值就越大.复电阻率的虚部与相位的变化趋势也一样,在频率极小和极大时,两者均趋向于零.在某一个频率时,均会呈现一极小值.面极化系数越大,复电阻率的虚部和相位的极小值的绝对值就越小.从图2可知:体积百分数 f 越小,则复电阻率振幅和实部在高频时趋向于稳定值越小.在低频时,均趋向于零频电阻率.不同体积百分系数下,复电阻率虚部与相位均在同一频率下产生一极小值,体积百分系数越大,极小值的幅值均越小,在频率极小和极大时,两者均趋向于零.

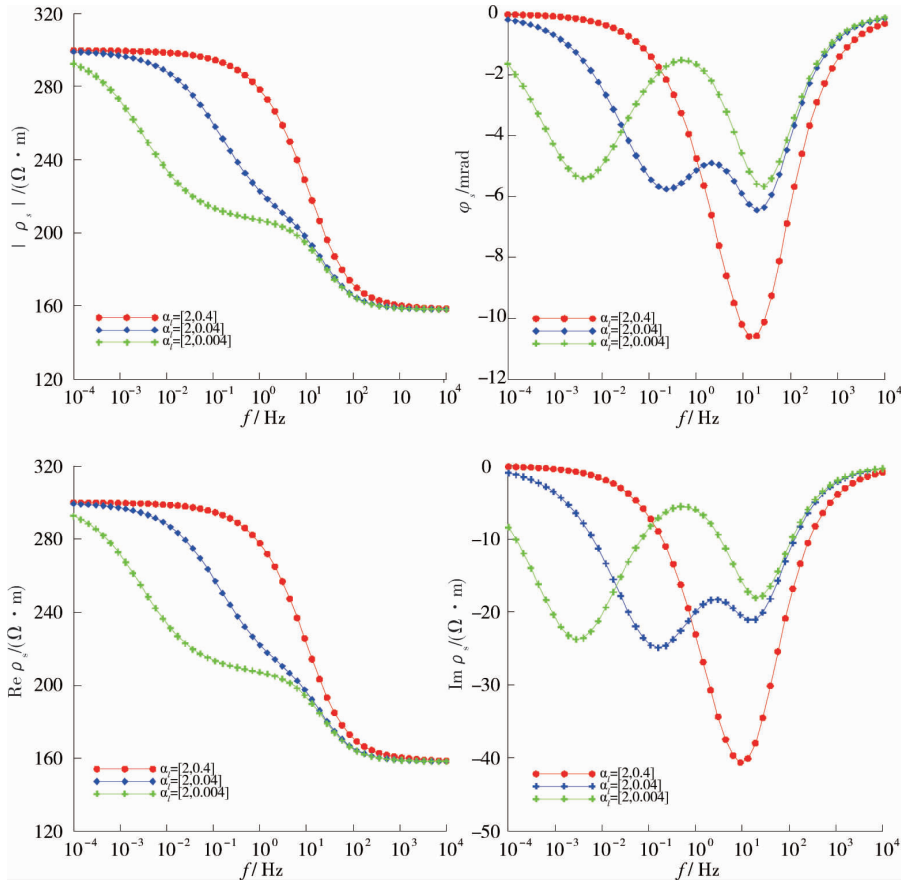


图 1 不同面极化系数下的频谱变化曲线

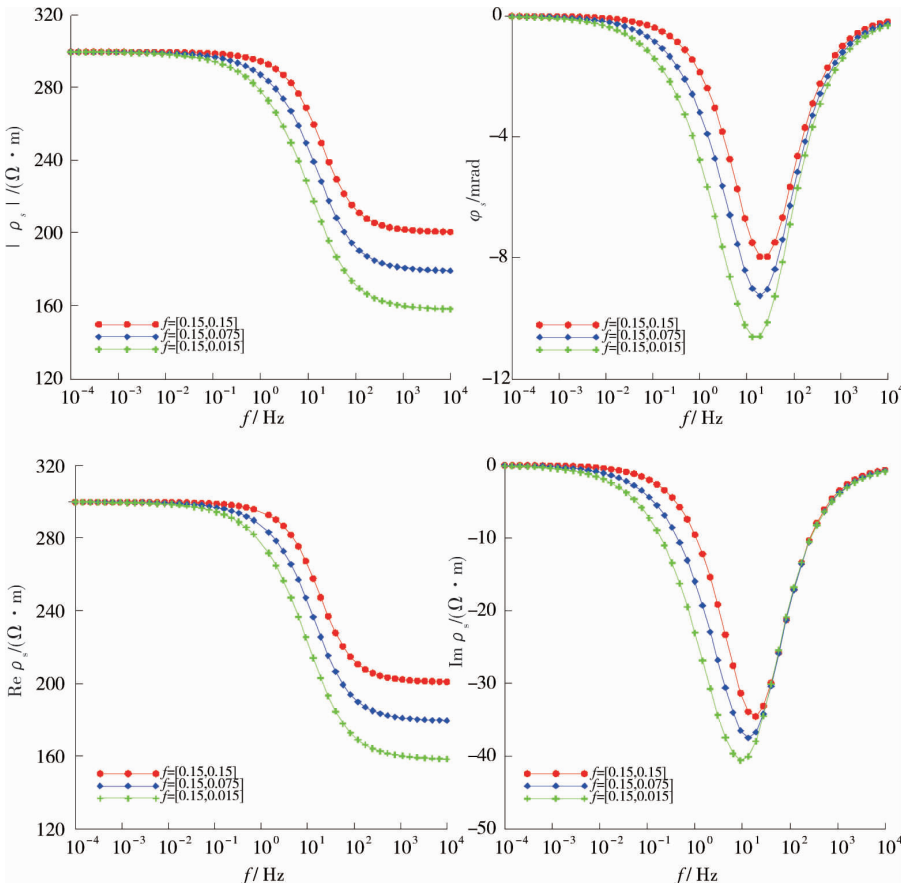


图 2 不同体积百分数下的频谱变化曲线

1.2 基于 GEMTIP 模型的异常场复电阻率法变分问题

忽略位移电流及电磁耦合效应的影响,双点电源异常场复电位所满足的变分问题为

$$\begin{cases} F(\tilde{u}) = \int_{\Omega} \left[\frac{1}{2} \sigma (\nabla \tilde{u})^2 + \sigma' \nabla \tilde{u}_0 \cdot \nabla \tilde{u} \right] d\Omega + \int_{\Gamma_{\infty}} \frac{1}{r_B - r_A} \left[\frac{r_B}{r_A} \cos(r_A, n) - \right. \\ \left. \frac{r_B}{r_A} \cos(r_B, n) \right] \left(\frac{1}{2} \sigma \tilde{u}^2 + \sigma' \nabla \tilde{u}_0 \tilde{u} \right) d\Gamma; \\ \delta F(\tilde{u}) = 0. \end{cases} \quad (2)$$

式中: \tilde{u} 为异常复电位; Ω 为研究区域; Γ_{∞} 为无穷边界; σ 为介质的电导率; σ_0 为电源处的电导率; $\sigma' = \sigma - \sigma_0$ 为介质的异常电导率; \tilde{u}_0 为正常的复电位,点电源在均匀半空间中所产生的复电位 \tilde{u}_0 可由以下公式进行计算:

$$\tilde{u}_0 = \frac{I}{2\pi\sigma_0} \left(\frac{1}{r_A} - \frac{1}{r_B} \right). \quad (3)$$

因此,总复电位 \tilde{V} 计算公式为

$$\tilde{V} = \tilde{u} + \tilde{u}_0. \quad (4)$$

2 有限单元法

2.1 单元剖分

采用六面体网格单元对研究区域 Ω 进行剖分,分别如图 3 所示.将式(2)对区域 Ω 和边界 Γ_{∞} 的积分分解为各个单元积分:

$$\begin{aligned} F(\tilde{u}) = & \sum_{\Omega} \int_{\Omega} \frac{1}{2} \sigma (\nabla \tilde{u})^2 d\Omega + \sum_{\Omega} \int_{\Omega} \frac{1}{2} \sigma' \nabla \tilde{u}_0 \cdot \nabla \tilde{u} + \sum_{\Gamma_{\infty}} \int_{\Gamma_{\infty}} \frac{1}{r_B - r_A} \left[\frac{r_B}{r_A} \cos(r_A, n) - \right. \\ & \left. \frac{r_B}{r_A} \cos(r_B, n) \right] \sigma \tilde{u}^2 d\Gamma + \sum_{\Gamma_{\infty}} \int_{\Gamma_{\infty}} \frac{1}{r_B - r_A} \left[\frac{r_B}{r_A} \cos(r_A, n) - \frac{r_B}{r_A} \cos(r_B, n) \right] \sigma' \nabla \tilde{u}_0 \tilde{u} d\Gamma. \end{aligned} \quad (5)$$

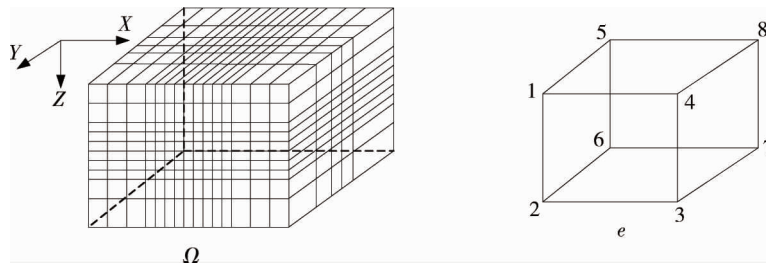


图3 区域 Ω 剖分及单元

2.2 线性插值

在六面体单元内,对岩、矿石的复电位、复电导率进行线性插值.六面体单元内复电位和复电导率可用以下公式表示:

$$\tilde{u} = \sum_{i=1}^8 N_i \tilde{u}_i; \tilde{u}_0 = \sum_{i=1}^8 N_i \tilde{u}_{0i}; \sigma = \sum_{i=1}^8 N_i \sigma_i; \sigma' = \sum_{i=1}^8 N_i \sigma'_i, i = 1, \dots, 8. \quad (6)$$

式中: $\tilde{u}_i, \tilde{u}_{0i}$ 为单元第 i 个节点的异常复电位和正常复电位; σ, σ' 为单元节点的复电导率和异常复电导率; $N_i (i = 1, \dots, 8)$ 为形函数.其具体形式如下所示:

$$N_i = \frac{1}{8} (1 + \xi_i \xi) (1 + \eta_i \eta) (1 + \zeta_i \zeta), i = 1, \dots, 8. \quad (7)$$

式中: ξ_i, η_i, ζ_i 为第 i 个节点的坐标.

ξ, η, ζ 与坐标 x, y, z 的关系为

$$x = x_0 + \frac{a}{2}\xi; y = y_0 + \frac{b}{2}\eta; z = z_0 + \frac{c}{2}\zeta.$$

式中: x_0, y_0, z_0 为子单元的中点; a, b, c 为子单元的 3 个边长.

2.3 单元分析

对式(5)中的第一项单元积分:

$$\sum_{\Omega} \int_{\Omega} \frac{1}{2} \sigma (\nabla \tilde{u})^2 d\Omega = \int_{\Omega} \frac{1}{2} \sigma \left[\left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} \right)^2 \right] dx dy dz = \frac{\sigma}{2} \tilde{\mathbf{u}}_e^T \mathbf{K}_{1e} \tilde{\mathbf{u}}_e. \quad (8)$$

式中: $\tilde{\mathbf{u}}_e = (\tilde{u}_i)^T$; $\mathbf{K}_{1e} = (k_{1ij})$ ($k_{1ij} = \int_{\Omega} \sum_{l=1}^8 N_l \sigma_l \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \right) dx dy dz =$

$$\sum_{l=1}^8 \left\{ \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 N_l \sigma_l \left[\left(\frac{\partial N_i}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial N_j}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial N_i}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial N_j}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial N_i}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial N_j}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) \right] \frac{abc}{8} d\xi d\eta d\zeta \right\} \sigma_l, k_{1ij} = k_{1ji}, i, j = 1, 2, \dots, 8).$$

对式(5)中的第二项积分:

$$\int_{\Omega} \frac{1}{2} \sigma' \nabla \tilde{u}_0 \cdot \nabla \tilde{u} d\Omega = \frac{1}{2} \sigma' \int_{\Omega} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial \tilde{u}_0}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial \tilde{u}_0}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial \tilde{u}_0}{\partial z} \right) dx dy dz = \frac{1}{2} \sigma' \tilde{\mathbf{u}}_e^T \mathbf{K}'_{1e} \tilde{\mathbf{u}}_{0e}. \quad (9)$$

式中: $\mathbf{K}'_{1e} = (K'_{1ij})$ ($K'_{1ij} = \int_{\Omega} \sum_{l=1}^8 N_l \sigma'_l \left[\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \right] dx dy dz, K'_{1ij} = K'_{1ji}$); $\tilde{\mathbf{u}}_{0e} = (\tilde{u}_{0i})^T, i = 1, \dots, 8$.

式(5)中的最后两项是对无穷边界 Γ_{∞} 的积分,假如单元 e 的一个面 $\overline{1234}$ 落在了 Γ_{∞} 上,由于无穷边界距离供电点较远,因此可将

$$D = \frac{1}{r_B - r_A} \left[\frac{r_B}{r_A} \cos(r_A, n) - \frac{r_B}{r_A} \cos(r_B, n) \right].$$

当作常数,提到积分号之外,因此式(5)第三项积分:

$$\int_{\overline{1234}} \frac{1}{r_B - r_A} \left[\frac{r_B}{r_A} \cos(r_A, n) - \frac{r_B}{r_A} \cos(r_B, n) \right] \sigma \tilde{u}^2 d\Gamma = \frac{D\sigma}{2} \int_{\overline{1234}} \tilde{u}^2 d\Gamma = \frac{\sigma}{2} \tilde{\mathbf{u}}_e^T \mathbf{K}_{2e} \tilde{\mathbf{u}}_e. \quad (10)$$

式中: $\mathbf{K}_{2e} = (K_{2ij})$ ($K_{2ij} = D \int_{\overline{1234}} \sum_{l=1}^4 N_l \sigma_l (N_i N_j) |_{\eta=-1} dx dz, K_{2ij} = K_{2ji} (i, j = 1, 2, \dots, 8)$).

同理,式(5)的第四项积分

$$\int_{\overline{1234}} \frac{1}{r_B - r_A} \left[\frac{r_B}{r_A} \cos(r_A, n) - \frac{r_B}{r_A} \cos(r_B, n) \right] \sigma' \nabla \tilde{u}_0 \tilde{u} d\Gamma = D \sigma' \int_{\overline{1234}} \tilde{u}_0 \tilde{u} d\Gamma = \sigma' \tilde{\mathbf{u}}_e^T \mathbf{K}'_{2e} \tilde{\mathbf{u}}_{0e}. \quad (11)$$

式中: $\mathbf{K}'_{2e} = (K'_{2ij})$ ($K'_{2ij} = D \int_{\overline{1234}} \sum_{l=1}^4 N_l \sigma'_l (N_i N_j) |_{\eta=-1} dx dz, K'_{2ij} = K'_{2ji}$).

2.4 总体合成

在单元内,将式(8)~式(11)的积分结果进行相加后,再扩展成由全体节点组成的矩阵:

$$F_e(\tilde{u}) = \frac{\sigma}{2} \tilde{\mathbf{u}}_e^T (\mathbf{K}_{1e} + \mathbf{K}_{2e}) \tilde{\mathbf{u}}_e + \sigma' \tilde{\mathbf{u}}_e^T (\mathbf{K}'_{1e} + \mathbf{K}'_{2e}) \tilde{\mathbf{u}}_{0e} = \frac{1}{2} \tilde{\mathbf{u}}_e^T \mathbf{K}_e \tilde{\mathbf{u}}_e + \tilde{\mathbf{u}}_e^T \mathbf{K}'_e \tilde{\mathbf{u}}_{0e} = \frac{1}{2} \tilde{\mathbf{u}}_e^T \overline{\mathbf{K}}_e \tilde{\mathbf{u}}_e + \tilde{\mathbf{u}}_e^T \overline{\mathbf{K}}'_e \tilde{\mathbf{u}}_{0e}. \quad (12)$$

式中: $\tilde{\mathbf{u}}_e, \tilde{\mathbf{u}}_{0e}$ 为全体节点 \tilde{u}, \tilde{u}_0 组成的列向量; $\mathbf{K}_e = \sigma(\mathbf{K}_{1e} + \mathbf{K}_{2e})$; $\mathbf{K}'_e = \sigma'(\mathbf{K}'_{1e} + \mathbf{K}'_{2e})$; $\overline{\mathbf{K}}_e, \overline{\mathbf{K}}'_e$ 分别为 $\mathbf{K}_e, \mathbf{K}'_e$ 的扩展矩阵.

将由所有单元的 $F_e(\tilde{u})$ 进行相加得

$$F(\tilde{u}) = \sum_e F_e(\tilde{u}) = \frac{1}{2} \tilde{\mathbf{u}}^T \sum_e \overline{\mathbf{K}}_e \tilde{\mathbf{u}}_e + \tilde{\mathbf{u}}^T \sum_e \overline{\mathbf{K}}'_e \tilde{\mathbf{u}}_{0e} = \frac{1}{2} \tilde{\mathbf{u}}^T \mathbf{K} \tilde{\mathbf{u}}_e + \tilde{\mathbf{u}}^T \mathbf{K}' \tilde{\mathbf{u}}_{0e}. \quad (13)$$

令式(13)变分为零,即可得到线性方程组:

$$\tilde{K}\tilde{u} = \tilde{K}'\tilde{u}_0 \tag{14}$$

求解式(14)便可得到异常场复电位值.本文采用不完全LU分解的稳定双共轭梯度算法来求解有限元线性方程组,具体求解过程详见文献[20],在此不再赘述.

2.5 复电阻率的振幅、相位或虚、实分量的计算

对于给定的复电阻率法供电电极位置,可根据以下公式来计算视复电阻率值:

$$\rho_s = K \frac{\tilde{V}(M) - \tilde{V}(N)}{I} + \rho_t \tag{15}$$

从而可以进一步得到视复电阻率的振幅、相位、虚、实分量参数.

3 算法验证

3.1 算例1

为了验证本文算法的正确性,设计了一个二层的极化层状介质模型.供电频率为0.125 Hz,具体模型参数见表1.三维有限元数值解与采用数字滤波算法计算的解析解进行对比,如图4所示.由图4可以看出:无论是复电阻率的幅值还是虚、实分量,有限元数值解与解析解基本吻合,表明了本文的算法以及编制的程序是正确的.

表1 两层极化层状介质模型参数

变量	$\rho_0/(\Omega \cdot m)$	$f_1/\%$	C_1	$\rho_1/(\Omega \cdot m)$	a_1/mm	$\alpha_1/((\Omega \cdot m^2)/sec^2)$	h
1	10	1	0.8	0.5	0.5	4	6
2	100	40	0.8	1.0	3.0	3	∞

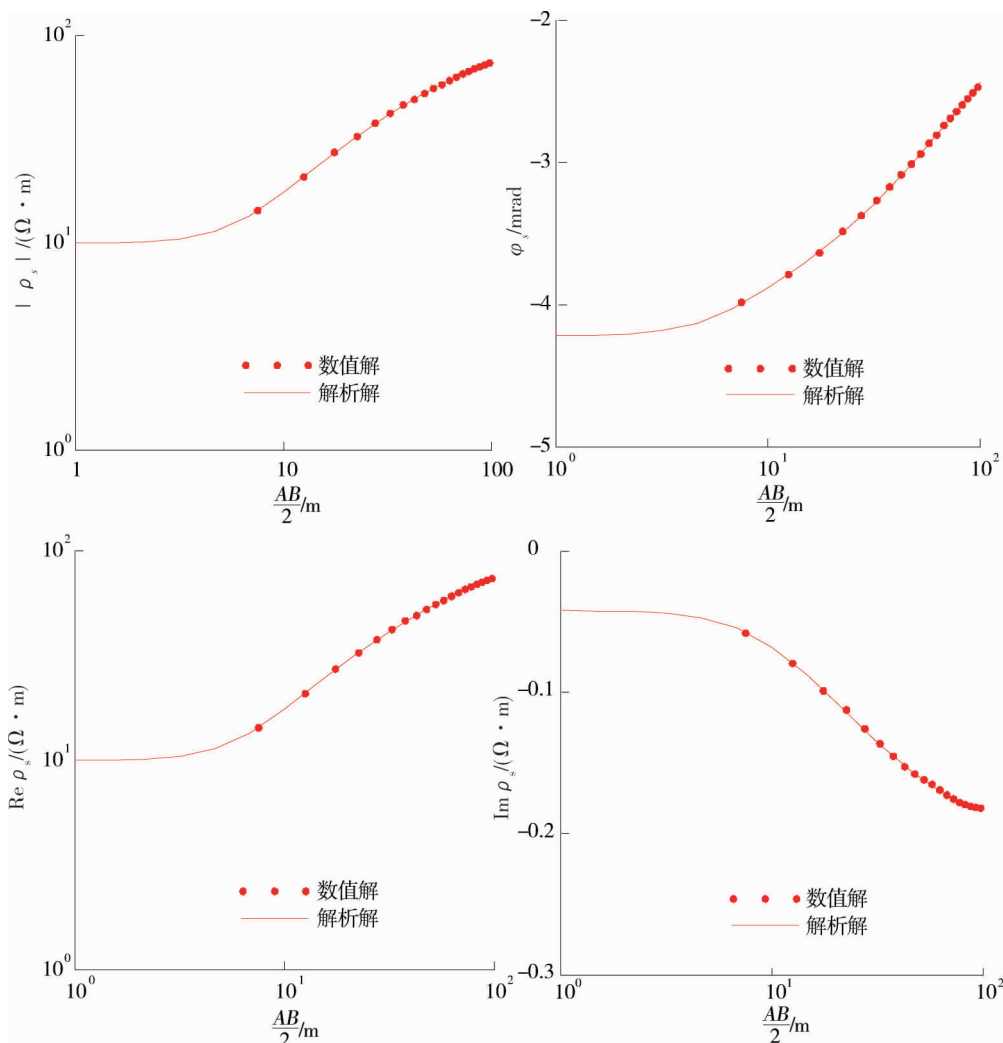


图4 三维有限元数值解与数值滤波解析解对比

3.2 算例 2

设极化大地中有一三相低阻极化体,其具体的几何参数如图 5 所示,GEMTIP 模型参数如表 2 所示.测量装置采用电磁耦合效应较小的偶极装置,偶极矩 $AB=MN=2\text{ m}$.图 6 和图 7 为模型二计算的复电阻率 $y=0$ 拟断面图,其中,图 6a 和图 6b,图 7a 和图 7b 的频率为 0.125 Hz;图 6c 和图 6d,图 7c 和图 7d 的频率为 0.250 Hz;图 6e 和图 6f,图 7e 和图 7f 的频率为 0.500 Hz;图 6g 和图 6h,图 7g 和图 7h 的频率为 1.000 Hz.由图 6 和图 7 可知:在所计算的频点范围内,复电阻率各分量异常响应特征均较明显.复电阻率的振幅响应特征与实部相差无几,这是由于复电阻率的虚部幅值远小于实部所致.而复电阻率的虚部和相位响应均呈“八”字型特征,且均为负值,同时随着计算频率的增大,其幅值均有所增加.

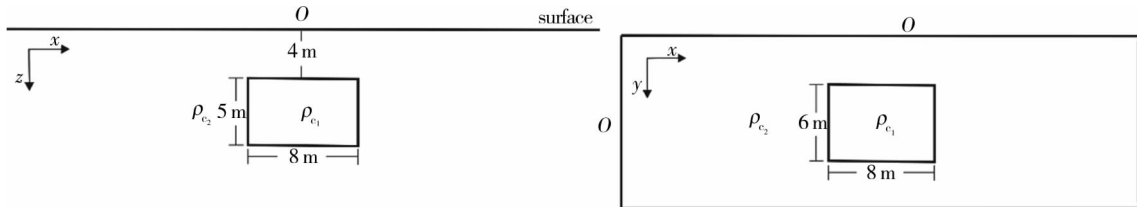


图 5 低阻极化体断面和平面

表 2 低阻极化体的 GEMTIP 模型参数表

变量	单位	ρ_{e1}	ρ_{e2}
ρ_0	$\Omega \cdot \text{m}$	10	100
f_1	%	10	1
f_2	%	5	—
c_1	—	0.6	0.6
c_2	—	0.9	—
ρ_1	$\Omega \cdot \text{m}$	0.1	0.1
ρ_2	$\Omega \cdot \text{m}$	0.03	—
a_1	mm	1	1
a_2	mm	4	—
α_1	$(\Omega \cdot \text{m}^2) / \text{sec}^2$	0.04	0.04
α_2	$(\Omega \cdot \text{m}^2) / \text{sec}^2$	1	—

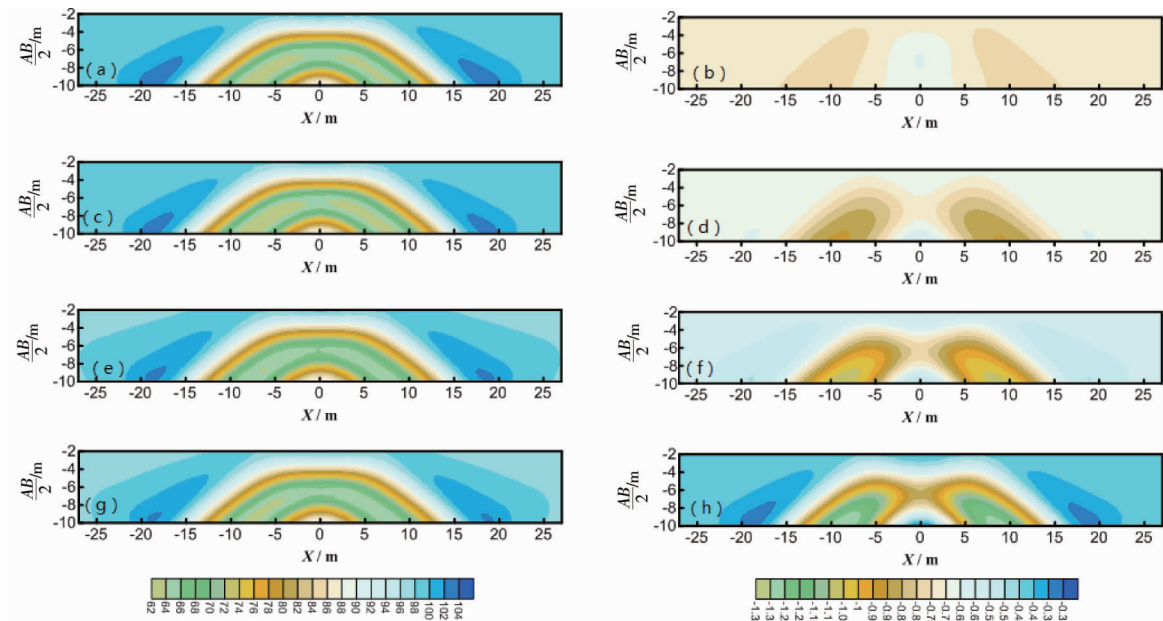


图 6 给定频率 $y=0$ 断面的复电阻率振幅和相位拟断面

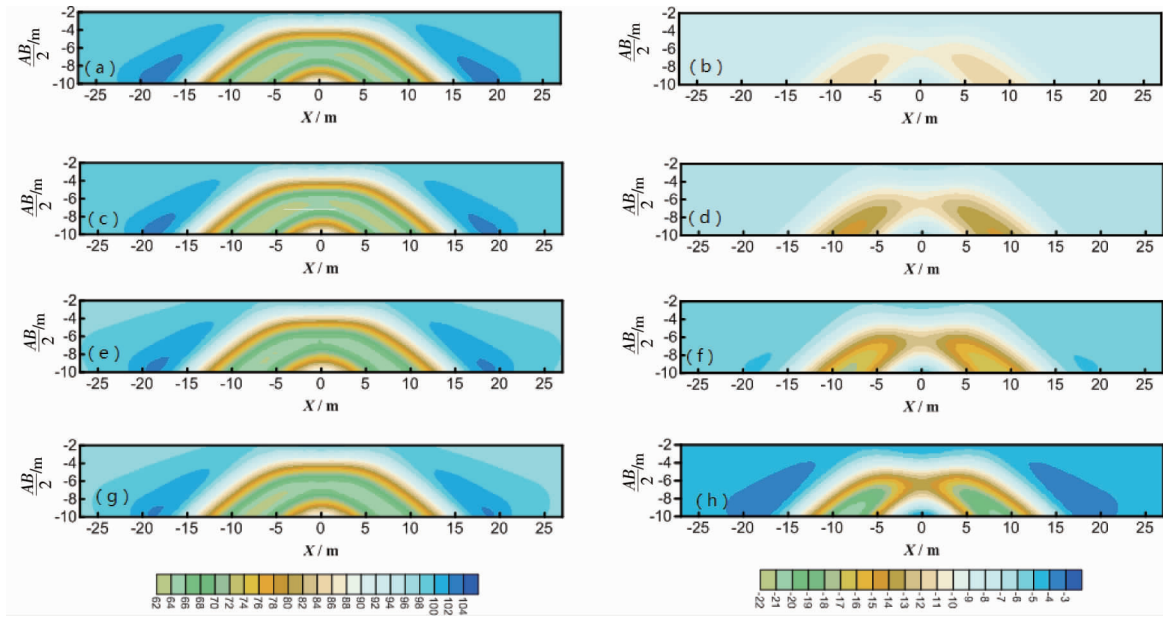


图7 给定频率 $y=0$ 断面的复电阻率实部和虚部拟断面

3.3 算例3

设置一个地堑模型,其几何参数如图8所示,其中左侧为断面示意图,右侧为平面示意图.GEMTIP模型参数见表3.采用偶极装置进行测量,偶极矩2 m.供电频率分别为0.125,0.250,0.500和1.000 Hz.图9和图10为所取4个频率的偶极装置下的复电阻率各分量 $y=0$ 拟断面等值线图,其中图9a和图9b,图10a和图10b的频率为0.125 Hz;图9c和图9d,图10c和图10d的频率为0.250 Hz;图9e和图9f,图10e和图10f的频率为0.500 Hz;图9g和图9h,图10g和图10h的频率为1.000 Hz,图9左侧为复电阻率振幅拟断面图,右侧为相位拟断面图,图10左侧为复电阻率实部拟断面图,右侧为虚部拟断面图.由图9和图10所知:复电阻率的实部、虚部、振幅、相位均表现为“凹陷”异常特征,其形态与真实的地堑模型形态基本吻合,因此可由数值模拟结果大致推断出相应的地质结构位置及几何形态.

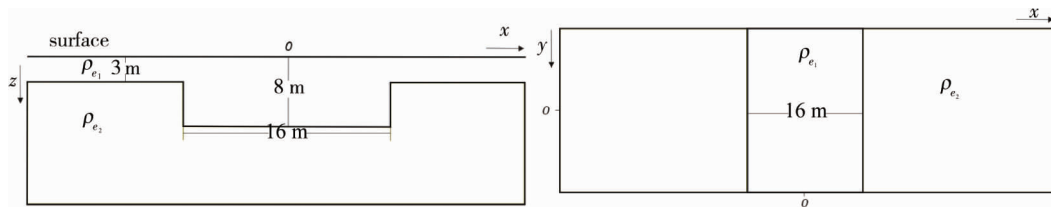


图8 地堑模型断面和平面

表3 地堑模型 GEMTIP 参数

变量	单位	ρ_{e_1}	ρ_{e_2}
ρ_0	$\Omega \cdot m$	200	50
f_1	%	10	1
f_2	%	6	—
c_1	—	0.6	0.6
c_2	—	0.9	—
ρ_1	$\Omega \cdot m$	0.1	0.1
ρ_2	$\Omega \cdot m$	0.03	—
a_1	mm	1	1
a_2	mm	3	—
α_1	$(\Omega \cdot m^2) / sec^2$	0.04	0.04
α_2	$(\Omega \cdot m^2) / sec^2$	1	—

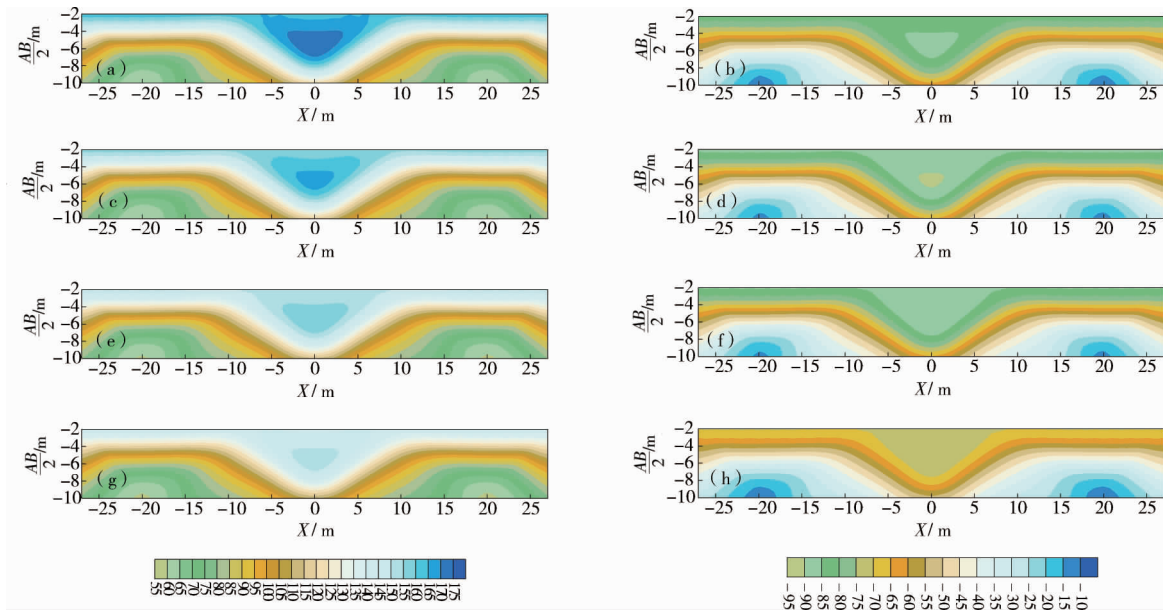


图 9 给定频率 $\gamma=0$ 断面的复电阻率振幅和相位拟断面

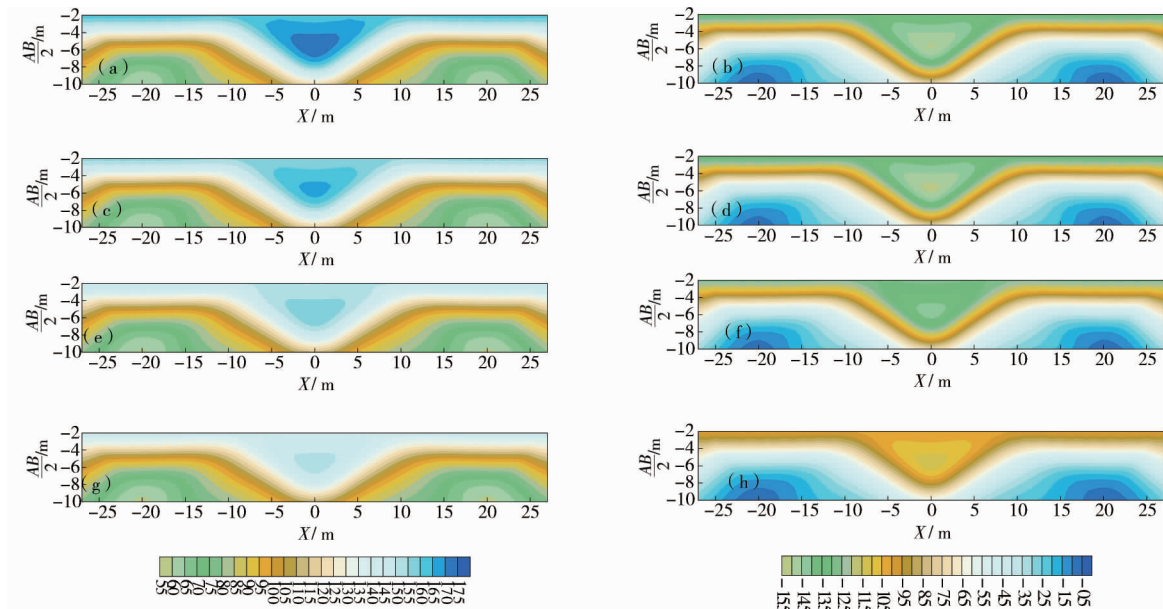


图 10 给定频率 $\gamma=0$ 断面的复电阻率实部和虚部拟断面

4 结论

1) 在同一面极化系数下,复电阻率的振幅与其实部变化趋势一致,面极化系数越大,复电阻率的虚部和相位的极小值的绝对值就越小.体积百分系数越小,复电阻率振幅和实部在高频时趋向于稳定值越小.

2) 采用异常复电位法,可以有效地消除源点的奇异性影响,提高解的精度.应用三线性插值方法,可以有效模拟更为真实的地质情况.

3) 基于 GEMTIP 模型的复电阻率各分量的异常响应特征均比较明显,在所计算的频点范围内,复电阻率的相位与虚分量均为负值,且随着频率的加大,其幅值均有所增加.

4) 采用 GEMTIP 模型,将岩、矿石一些固有的岩石特征引入岩、矿石的激发极化异常响应特征研究是有效、可行的,这可为进一步研究岩、矿石激发极化机制提供一种新的思路.

参考文献:

- [1] 阮百尧,罗润林.一种新的复电阻率频谱参数的递推反演方法[J].物探化探计算技术,2003,25(4):298-301.
- [2] 王大勇,李桐林,李建平,等.三维复电阻率模型电磁场正演模拟研究[J].地球物理学进展,2010,25(1):266-271.
- [3] 李勇,林品荣,李桐林,等.基于异常复电位的2.5维CR有限元数值模拟[J].吉林大学学报(地球科学版),2011,41(5):1597-1603.
- [4] 梁盛军.复电阻率三维正演问题研究[D].北京:中国地质大学(北京),2011.
- [5] 万文涛.长导线源复电阻率法三维正演研究[D].北京:中国地质大学(北京),2016.
- [6] 杨振威,许江涛,赵秋芳,等.复电阻率法(CR)发展现状与评述[J].地球物理学进展,2015,30(2):899-904.
- [7] 王珺璐,刘明文,李荡,等.基于cole-cole复电阻率模型的线源可控源有限元数值模拟[J].物探化探计算技术,2015,37(1):32-39.
- [8] 范翠松,李桐林,王大勇,等.起伏地形下复电阻率法2.5维反演研究[J].地质学报,2014,88(4):755-762.
- [9] 欧鸥.起伏地形条件下2.5维复电阻率法数值模拟与反演成像研究[D].成都:成都理工大学,2015.
- [10] 代小威,严良俊,周磊,等.CSAMT中的不同激电模型效果的对比研究[J].西部资源,2015(1):112-113.
- [11] 李冠男,邓居智,陈辉.改进的Dias复电阻率模型在江西相山铀矿田中适用性研究[J].工程地球物理学报,2015,12(6):732-740.
- [12] Farias V J C, Da Rocha B R P. Induced polarization modelling using the fractal model to complex resistivity for environmental application[J]. Journal of Environmental Informatics, 2005, 6(1):25-32.
- [13] Farias V J C, Da Rocha B R P, Da Rocha M P C. The use of the fractal model to complex resistivity in the interpretation of induced polarization data[J]. Applied Mathematical Modelling, 2013,37(3):1347-1361.
- [14] Zhdanov M S. Generalized effective medium theory of induced polarization [J]. Geophysics, 2008,73(5):197-211.
- [15] 张锐锋,严良俊,孙社敏,等.时频电磁法时域激电参数提取与应用[J].石油地球物理勘探,2016,51(6):1227-1232.
- [16] Phillips C. Experimental study of the induced polarization effect using cole-cole and GEMTIP models[D].Salt lake city:The University of Utah,2010.
- [17] Zhdanov M S, Burtman V, Endo M, et al. Laboratory-based GEMTIP analysis of spectral IP data for mineral discrimination [C]//SEG Technical Program Expanded Abstracts, 2008:1-5.
- [18] 吴延强,熊彬,罗天涯,等.基于广义等效激电模型的频谱特性分析[J].工程地球物理学报,2017,14(2):217-224.
- [19] 刘云龙,熊彬,罗天涯,等.基于广义等效CR模型的激电法2.5维响应特征研究[J].地球物理学进展,2015,30(3):1337-1344.
- [20] 柳建新,蒋鹏飞,童孝忠,等.不完全LU分解预处理的BICGSTAB算法在大地电磁二维正演模拟中的应用[J].中南大学学报(地球科学版),2009,40(2):485-491.